

Università degli Studi della Calabria
Facoltà di S.M.F.N.

Corso di Laurea in Fisica

Tesi di Laurea

**Distribuzioni in momento trasverso dei
bosoni vettori intermedi W e Z
nell'esperimento UA2**

RELATORE

Prof. Marisa VALDATA

M. Valdata

CANDIDATO

Luca MALGERI

matr.4519

Luca Malgeri

Anno Accademico 1991-92

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-B00037775

Introduzione

Il momento trasverso (p_T) dei bosoni vettori intermedi (IVB) W e Z prodotti nelle reazioni $p\bar{p}$ è generato dall'irraggiamento di gluoni, nello stato iniziale, da parte dei *quark* che interagiscono nella collisione fra il protone e l'antiprotone.

Lo studio delle distribuzioni in p_T degli IVB costituisce un valido test della cromodinamica quantistica (QCD) perturbativa. Inoltre, disaccordi tra le distribuzioni misurate e le previsioni teoriche possono fornire evidenze di fisica oltre il Modello Standard. Questo è vero, in particolar modo, per eventi in cui l'IVB possiede valori elevati di p_T , che sono caratterizzati dalla presenza di *jet*, leptoni e momento trasverso mancante, signature tipiche di possibili nuovi processi fisici (produzione di *quark* pesanti o di particelle supersimmetriche).

Il calcolo teorico della sezione d'urto differenziale $d\sigma/dp_T$ di produzione di W e Z è stato portato a termine fino al secondo ordine in α_s da Arnold e Reno [23] nella regione ad alto p_T ed all'ordine *next to leading* da Arnold e Kauffman nella regione a basso e medio p_T .

L'analisi delle distribuzioni in p_T del W e dello Z descritta in questa tesi è basata sull'insieme dei dati raccolti negli anni 1988–1989–1990 dall'esperimento UA2 al *Collider S $\bar{p}p$ S* del Cern, ad un'energia nel centro di massa $\sqrt{s} = 630$ GeV.

Nel primo capitolo verranno descritti l'acceleratore *S $\bar{p}p$ S* e l'esperimento UA2. Nel secondo capitolo sarà presentata una breve rassegna sul Modello Standard e verranno trattate, dal punto di vista teorico, le tecniche utilizzate nel calcolo della $d\sigma/dp_T$. Nel terzo capitolo sarà discussa la selezione degli eventi di W e Z fatta in UA2 e sarà affrontato lo studio delle possibili sorgenti di contaminazione del segnale. Nel quarto capitolo saranno descritte le tecniche messe a punto per generare eventi di W e Z in

L. Malgeri

accordo alle distribuzioni teoriche e simulare la risposta del rivelatore UA2 a questi eventi. Questo procedimento è stato applicato per consentire il confronto diretto fra i risultati sperimentali e le previsioni di QCD, che verrà presentato e discusso nel quinto capitolo.

Indice

1	L'esperimento UA2 al <i>Collider S$\bar{p}p$S</i>	1
1.1	Il <i>Collider</i>	2
1.2	Il rivelatore UA2	6
1.2.1	La camera a vuoto dei fasci	6
1.2.2	Il rivelatore centrale	6
1.2.3	I calorimetri	21
1.2.4	I rivelatori a tubi proporzionali	29
1.2.5	Gli odoscopi per la misura del tempo di volo	30
1.2.6	I contatori VETO	30
1.2.7	I contatori di luminosità	33
1.3	Il <i>trigger</i> ed il sistema di acquisizione dei dati	35
1.4	La ricostruzione degli sciami nel calorimetro	40
1.5	La misura dell'impulso trasverso mancante	41
2	Il Modello Standard e lo studio di p_T^{IVB}	42
2.1	Il Modello Standard	42
2.2	La sezione d'urto di produzione di IVB ad alto p_T	45
2.2.1	La simbologia adottata	46
2.2.2	Il calcolo della sezione d'urto $d^2\sigma/dp_T^2 dy$	49
2.3	Risommazione e <i>matching</i>	52
2.3.1	Cenni sulla risommazione	52
2.3.2	<i>Matching</i> fra risommazione e calcolo perturbativo	54
2.3.3	Vantaggi e limiti di validità del <i>matching</i>	55

2.3.4	Effetti non perturbativi	57
2.3.5	Risultati ed errori teorici su $d\sigma/dp_T$	57
2.3.6	Osservazioni sulle tecniche di calcolo applicate	59
3	Selezione degli eventi ed efficienze	61
3.1	L'identificazione degli elettroni	62
3.2	La selezione degli elettroni	72
3.2.1	Il taglio sulla posizione del vertice	72
3.2.2	I tagli di fiducia sul calorimetro	73
3.2.3	L'efficienza totale dei tagli	73
3.3	Misura dell'energia degli elettroni	74
3.4	L'identificazione del neutrino	76
3.5	Il campione W	79
3.5.1	Stima del fondo di QCD	80
3.5.2	Stima del fondo $W \rightarrow \tau \nu_\tau$	81
3.5.3	Effetto dell' <i>underlying event</i>	85
3.6	Il campione Z	97
3.6.1	Selezione del campione $Z \rightarrow e^+e^-$	97
3.6.2	Stima del fondo di QCD	100
3.6.3	La stima del fondo di Drell-Yan	104
3.6.4	L'effetto dell' <i>underlying event</i>	108
4	Simulazione dei processi fisici	112
4.1	Distribuzione teorica	112
4.2	Il <i>Toy</i> Montecarlo	116
4.2.1	La generazione del momento trasverso dell'IVB	116
4.2.2	Decadimento e distribuzione angolare dell'IVB.	118
4.2.3	La simulazione della risposta dell'apparato	121
5	Le distribuzioni di p_T^{IVB} ed il confronto con la QCD	130
5.1	Distribuzioni di p_T^W	130
5.1.1	I risultati sperimentali	130

5.1.2	I risultati teorici	136
5.1.3	Confronti	140
5.1.4	Bontà dell'accordo con le previsioni teoriche	146
5.1.5	<i>Fit</i> esponenziale sulle distribuzioni	150
5.1.6	Studio delle deviazioni dalle previsioni teoriche	159
5.2	Distribuzioni di p_T^Z	159
5.3	Risultati da CDF	170
Conclusioni		172
Ringraziamenti		173
Bibliografia		174

Capitolo 1

L'esperimento UA2 al *Collider*

$S\bar{p}pS$

L'esperimento UA2

La collaborazione UA2 si proponeva di cercare i bosoni vettori intermedi W e Z osservando il loro decadimento in elettroni e di studiare gli stati finali contenenti *jet* adronici ad alto p_T non appena il *Collider* protone-antiprotone del CERN fosse entrato in funzione. Il rivelatore UA2 fu quindi progettato per rivelare elettroni con un'elevata efficienza ed un buon potere di discriminazione del fondo in eventi ad alta molteplicità di tracce. Si richiedeva, inoltre, una buona identificazione di *jet* per riconoscere i decadimenti adronici dei bosoni vettori intermedi.

Dopo un periodo di presa dati relativo agli anni 1981-85 l'esperimento UA2 ha subito importanti modifiche [1] per adeguarsi alle migliorate "prestazioni" del *Collider*. Infatti, la realizzazione del progetto AAC (Antiproton Accumulator Complex), che applica una nuova procedura per la produzione, l'immagazzinamento e l'impacchettamento degli antiprotoni, ha incrementato la luminosità istantanea dell'acceleratore e ne ha accresciuto le potenzialità. Il nuovo rivelatore mantiene la proprietà di efficiente riconoscimento e di misura dell'energia di elettroni, *jet* e impulso trasverso mancante che avevano caratterizzato il vecchio UA2. Caratteristiche salienti dell'apparato sono: la calorimetria ad elevata qualità e fine segmentazione, l'assenza di

campo magnetico e la mancanza di camere per la rivelazione di muoni che consentono un notevole guadagno in compattezza e dimensioni. Le principali modifiche apportate al rivelatore UA2 sono state mirate a raggiungere una maggiore copertura angolare dell'apparato per migliorare la rivelazione del momento trasverso mancante (\cancel{p}_T), segnatura del neutrino nel decadimento leptonic del W , ed a migliorare il riconoscimento degli elettroni riducendo la contaminazione da conversioni di γ e sovrapposizioni di π^0 ad una particella carica.

Inoltre, un nuovo sistema di acquisizione e di *trigger* multilivello ha consentito di velocizzare la selezione e l'immagazzinamento dei dati per far fronte sia all'incremento della luminosità del *collider* che a quella del numero di canali di lettura dell'apparato, reso necessario dall'installazione di nuovi rivelatori. Il nuovo UA2 ha raccolto dati nei periodi di attività del *Collider* del 1988-1989-1990 corrispondenti ad una luminosità integrata totale di $(13.0 \pm 0.69) \text{ pb}^{-1}$.

1.1 Il *Collider*

Dopo un lungo periodo di studi e di prove iniziato nel 1966, sulla base di un'idea di Carlo Rubbia, verso la fine del 1981 l'acceleratore $S\bar{p}S$ del CERN cominciò ad operare come *collider* protone-antiprotone ($S\bar{p}pS$: Super proton-antiproton Synchrotron) ad una energia nel centro di massa pari a 540 GeV. La realizzazione dell' $S\bar{p}pS$ è stata resa possibile dall'applicazione di una nuova tecnica, dovuta a Van der Meer, per il compattamento dei pacchetti di antiprotoni. Questa tecnica, nota come raffreddamento stocastico, consiste nel misurare le deviazioni dall'orbita e dalla frequenza nominali di alcuni campioni di antiprotoni e nell'applicare successivamente un segnale correttivo al fascio.

Alla fine del 1982 si ebbe la prima osservazione dei bosoni vettori intermedi (IVB: Intermediate Vector Bosons) W^\pm e Z^0 [2, 3, 4, 5]. Successivamente l'energia dei fasci è stata aumentata fino a 630 GeV nel centro di massa.

La maggiore modifica al disegno iniziale del *Collider* è rappresentata dal progetto AAC [6], che vide la sua realizzazione nel 1987. Il progetto prevedeva:

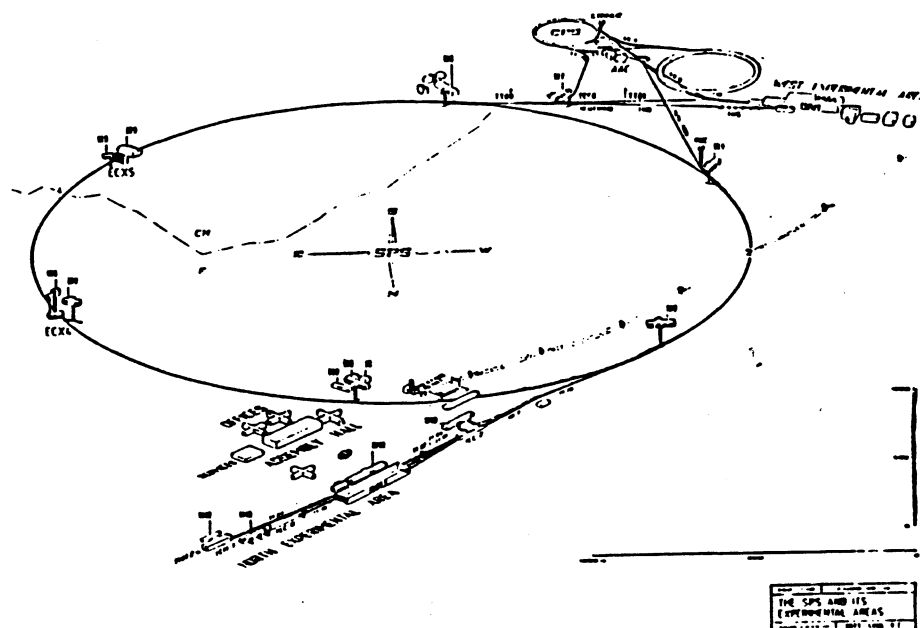
- un miglioramento nel meccanismo di produzione degli antiprotoni (AP: Antiproton Production);
- la costruzione di un nuovo anello collettore di antiprotoni (AC: Antiproton Collector);
- l'utilizzo del già esistente accumulatore di antiprotoni (AA: Antiproton Accumulator).

Per la produzione di antiprotoni si utilizza un fascio di protoni ad una energia di 26 GeV proveniente dal PS (Proton Synchrotron), incidente su una targhetta di rame e tungsteno. Gli antiprotoni uscenti dal bersaglio possiedono una energia media di 3.5 GeV. Per la focalizzazione del fascio sono utilizzate delle "lenti" di litio. Vengono così prodotti pacchetti di antiprotoni che, cinque per volta, vengono trasferiti nell'AC e successivamente "raffreddati" per 2 sec., in modo da ridurre il loro volume nello spazio delle fasi. I pacchetti vengono infine iniettati direttamente nell'accumulatore AA, dove vengono immagazzinati.

Le due fasi finali delle operazioni del *Collider* consistono nella reiniezione nel PS, in gruppi di 6, dei pacchetti di antiprotoni, i quali vengono qui accelerati fino ad una energia di 26 GeV e successivamente inviati nell' $S\bar{p}pS$ in direzione opposta ai 6 pacchetti di protoni già circolanti nell'anello. I 2 fasci vengono infine accelerati ad una energia di 630 GeV nel centro di massa (315 GeV per fascio) e separati elettrostaticamente tranne che nei punti di interazione, in prossimità dei quali sono posti quadrupoli focalizzatori per ridurre le dimensioni trasverse dei pacchetti ed incrementare così la luminosità istantanea della macchina.

In fig. 1.1 è riportata una vista del complesso dell'acceleratore, in fig. 1.2 l'andamento della luminosità integrata al *Collider* durante il periodo di attività 1988-1989-1990.

In tabella 1.1 sono riportate le prestazioni del *Collider* nel 1983 e nel 1989, rispettivamente prima e dopo la realizzazione del progetto AAC.

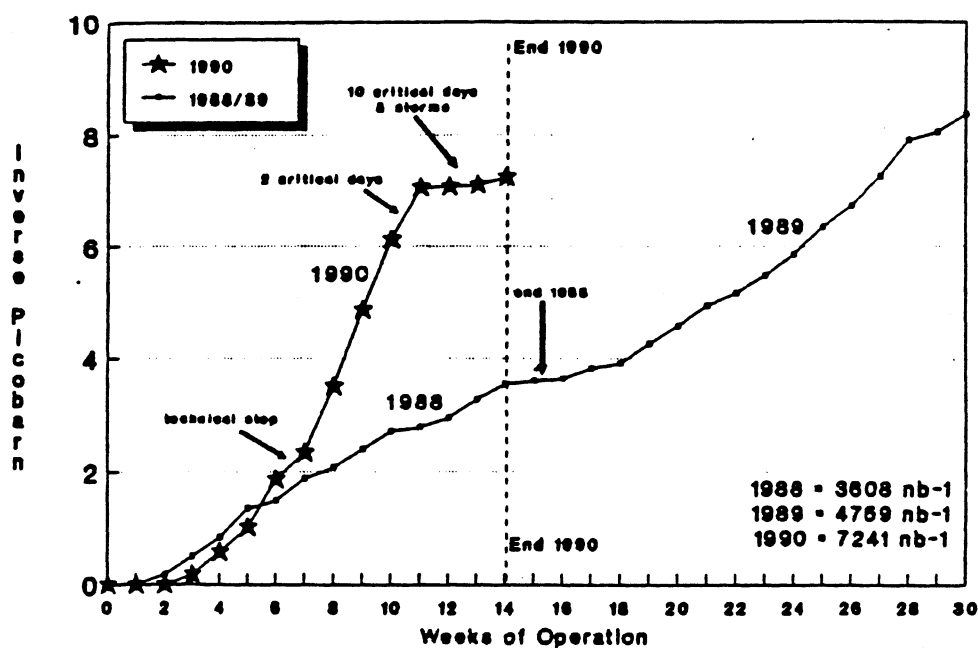

 Fig. 1.1: Vista del complesso $S\bar{p}pS$.

Parametri	Giugno 1983	Giugno 1989
Energia (GeV)	540	630
Pacchetti per fascio	3	6
Luminosità di picco ($\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)	$1.6 \cdot 10^{29}$	$3.0 \cdot 10^{30}$
# massimo di \bar{p} accumulati	$2.5 \cdot 10^{11}$	$> 10^{12}$
# \bar{p} accumulati / ora	$6.6 \cdot 10^9$	$5.8 \cdot 10^{10}$

 Tabella 1.1: Prestazioni del Collider $S\bar{p}pS$ nel 1983 e nel 1989.

SPS : COLLIDER PERFORMANCE

Integrated Luminosity 1988-89/1990



CERN/SL/1990

Fig. 1.2: Andamento della luminosità integrata al Collider in funzione del numero di settimane di attività. Nel '90 la luminosità è molto più alta grazie all'utilizzo di nuovi quadrupoli per focalizzare i fasci.

1.2 Il rivelatore UA2

In fig. 1.3 è mostrata una visione prospettica ed una sezione longitudinale dell'apparato UA2. Esso è costituito, procedendo dall'interno verso l'esterno, da un tubo a vuoto di berillio in cui avviene la collisione tra i fasci, da un rivelatore centrale a simmetria cilindrica intorno all'asse dei fasci, utilizzato per ricostruire le tracce prodotte dalle particelle cariche, da un calorimetro centrale che si estende da 40° a 140° in θ e su 360° in ϕ , da due calorimetri in avanti (End Caps) che arrivano a coprire fino 6° (174°) in angolo polare e da una serie di camere proporzionali (ECPT) poste di fronte agli End Caps.

Un sistema di contatori a scintillazione (TOF), situati a 120 cm dal centro del rivelatore, è usato per la determinazione del tempo di volo delle particelle a piccolo angolo dal fascio e consente di misurare la posizione del vertice dell'interazione.

Altri contatori (VETO) sono utilizzati per rigettare il fondo di particelle cariche facenti parte dell'alone del fascio.

1.2.1 La camera a vuoto dei fasci

La camera a vuoto in cui avviene la collisione fra i fasci è costituita da un tubo di berillio di 0.9 mm di spessore. L'uso di un materiale leggero e resistente, quale il berillio, è giustificato dalla necessità di ridurre al minimo le lunghezze di interazione (X_0) attraversate dalle particelle ($\sim 0.25\%$) e quindi la probabilità di conversione dei fotoni in coppie elettrone-positrone e la produzione di raggi δ che costituiscono, nel caso che avvengano prima del rivelatore centrale, un fondo non trascurabile per l'identificazione degli elettroni.

1.2.2 Il rivelatore centrale

È costituito dall'interno verso l'esterno da: un odoscopio di silicio (ISI) di raggio interno 2.9 cm, una camera a deriva cilindrica con geometria a jet (JVD), un secondo odoscopio di silicio (OSI) a 14.5 cm dall'asse dei fasci, due rivelatori di radiazione di transizione (TRD) ed un rivelatore a fibre scintillanti. In fig. 1.4 è mostrata una

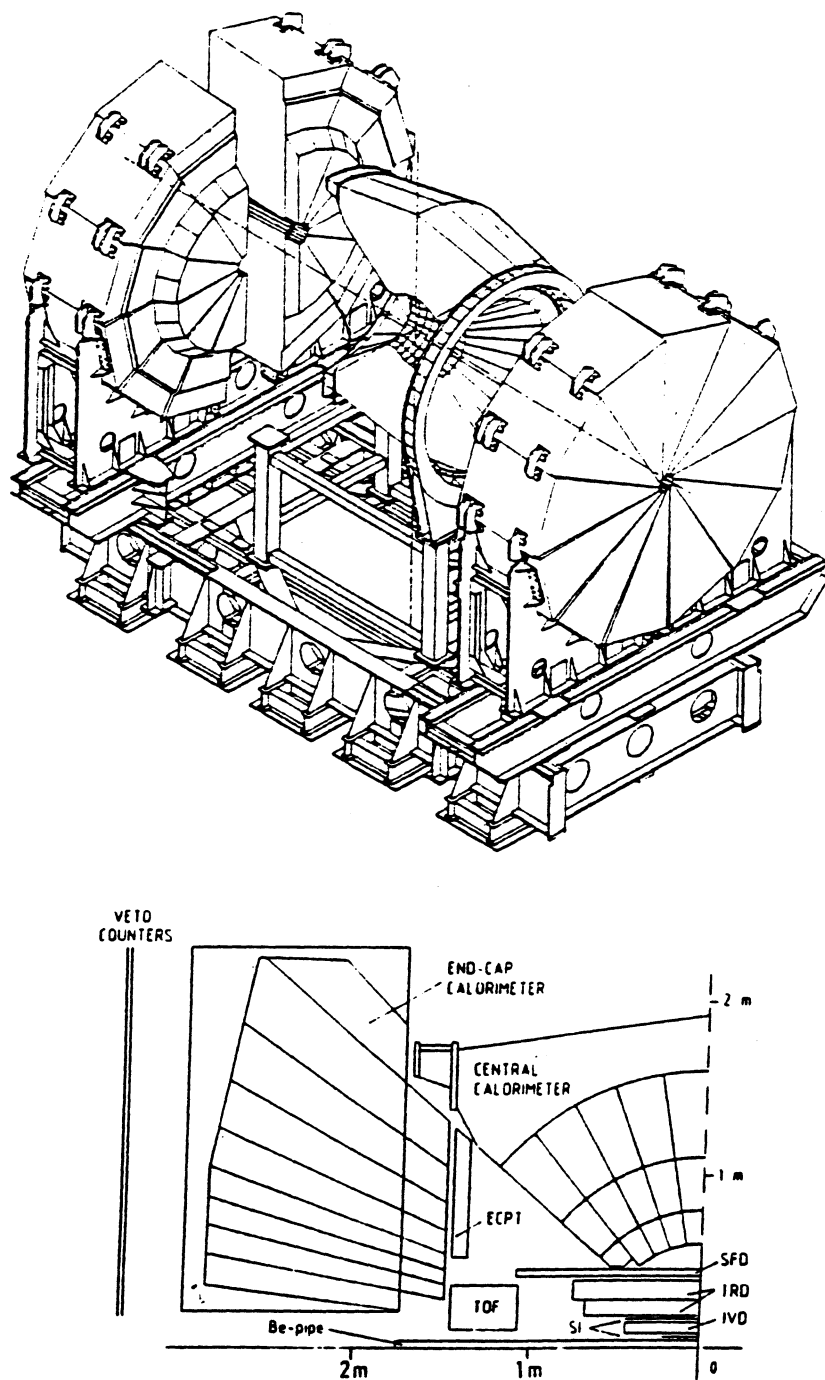


Fig. 1.3: Visione prospettica e sezione longitudinale di un quadrante del rivelatore UA2.

sezione longitudinale del rivelatore.

Gli odoscopi di silicio

Due strati cilindrici costituiti da elementi di silicio [7] sono posti nel rivelatore centrale ad una distanza di 29 e 145 mm dall'asse dei fasci.

Attraverso la misura della perdita di energia delle particelle cariche che li attraversano, gli odoscopi di silicio permettono di distinguere tracce di particelle singole da tracce sovrapposte che, data l'assenza di campo magnetico, sarebbero difficilmente risolte nel resto dell'apparato. In particolare, nella selezione degli elettroni, i silici permettono di rigettare il fondo di fotoni convertiti in coppie e^+e^- o quello prodotto da decadimenti di Dalitz di π^0 , poichè l'energia depositata in questi casi è doppia rispetto a quella rilasciata da un singolo elettrone.

Lo strato interno (ISI: Inner Silicon) non era previsto nel primitivo progetto di miglioramento di UA2 e fu aggiunto solo nel 1988, mentre quello esterno (OSI: Outer Silicon) era già presente nel 1987. Ambedue gli strati sono costituiti da elementi rettangolari di dimensioni di alcuni mm². In particolare, l'odoscopio esterno è costituito da 3024 tessere di area (40.5×8.7) mm², mentre quello interno conta 3072 tessere di area (17.3×33.5) mm². I silici di entrambi gli odoscopi sono spessi 300 μ m.

L'odoscopio esterno, in fig. 1.5, è costituito da 48 moduli azimutali (24 per ciascuno dei due lati del rivelatore), leggermente sovrapposti per minimizzare le zone morte, che coprono ognuno 15° in ϕ . Ogni modulo è a sua volta suddiviso in 9 contatori, ciascuno dei quali è composto da 7 tessere separate da strisce di 100 μ m di isolante (SiO_2). Il tutto copre un intervallo in angolo polare $25^\circ < \theta < 155^\circ$.

L'odoscopio interno, in fig. 1.6, è costituito in 192 moduli che coprono ciascuno 30° in ϕ . Ogni modulo è composto da 16 elementi separati da 200 μ m di isolante. I moduli sono distribuiti in gruppi di 12 in ϕ e 16 in z . Tutta l'elettronica necessaria alla preamplificazione ed al trattamento del segnale per ogni modulo è sistemata sulla parte esterna del modulo stesso.

Ciascuna tessera, altamente resistiva, presenta una giunzione di tipo $p - n$, ottenuta per impiantazione ionica su un substrato di silicio n . Ogni giunzione è polarizzata con un voltaggio variabile da 40 a 50 V per i silici interni e da 40 a 100

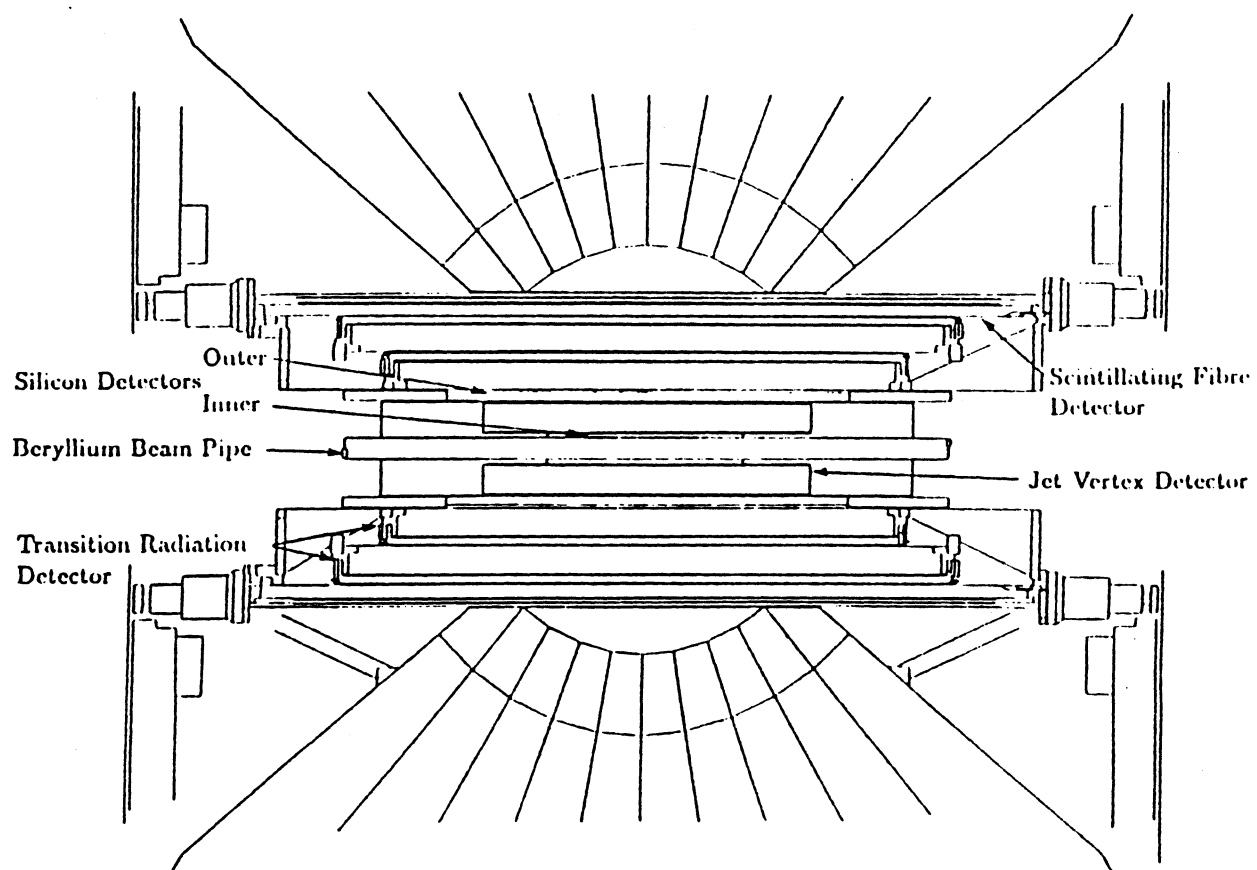


Fig. 1.4: Sezione longitudinale del rivelatore centrale.

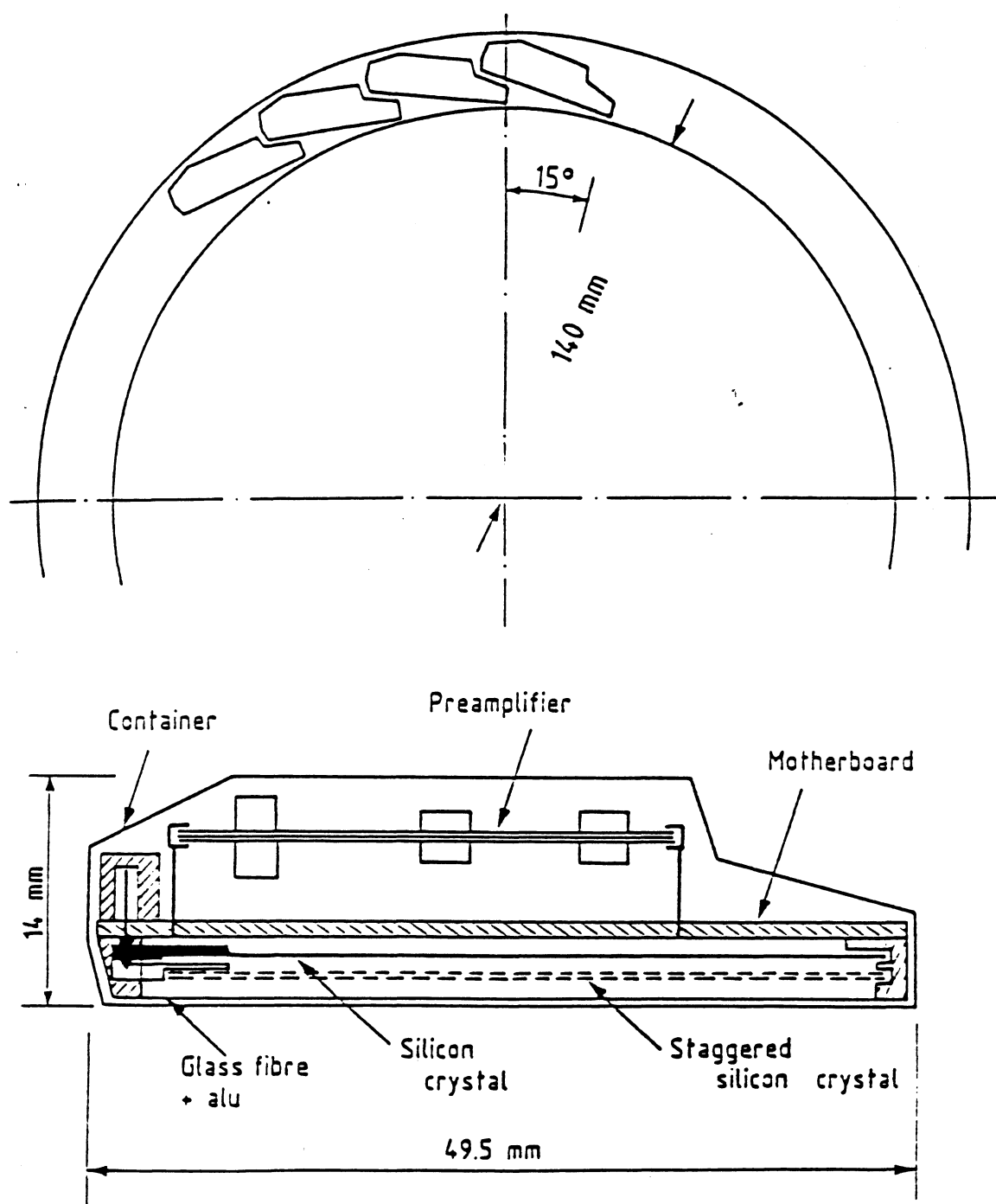


Fig. 1.5: Vista schematica degli OSI e particolare di una tessera.

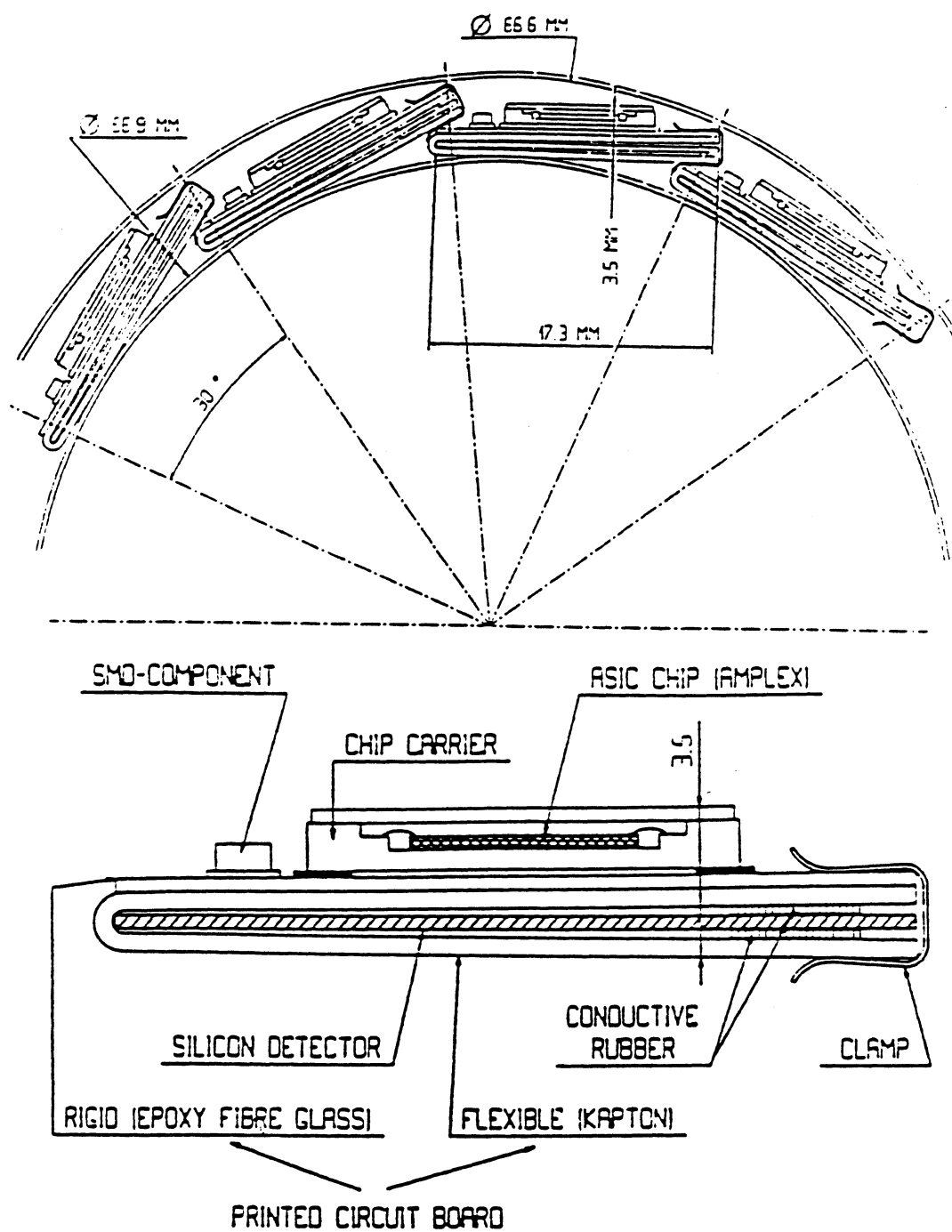


Fig. 1.6: Vista schematica degli ISI e particolare di una tessera.

V per quelli esterni. Il passaggio di una particella carica produce nella zona n un elevato numero di coppie buca-elettrone (~ 20000 per una particella al minimo) che si spostano nella zona p . La corrente di spostamento di queste coppie genera un segnale che viene inviato ai preamplificatori. Se l'evento è accettato dal *trigger* i segnali vengono convertiti in digitale, un modulo alla volta, attraverso un ADC (Convertitore Analogico Digitale). La lettura completa del sistema di contatori richiede un tempo dell'ordine del msec.

Gli elementi sono raffreddati con azoto a $0^\circ C$ e l'elettronica è anch'essa raffreddata per ridurre il rumore termico.

I moduli sono stati calibrati con fasci di test evidenziando un'elevata efficienza ($> 98\%$) ed una buona stabilità. In fig. 1.7 è mostrato lo spettro dei segnali ottenuto negli OSI al passaggio di un μ di 150 GeV. Si osserva che il segnale generato dal μ è ben distinto dal piedistallo ed il picco a 200 conteggi di ADC corrisponde all'energia rilasciata in un elemento da una particella al minimo di ionizzazione (1 m.i.p. \equiv minimum ionizing particle). I dati sono ben descritti da una convoluzione di una distribuzione di Landau ed una distribuzione gaussiana che rappresenta il rumore dell'elettronica. Richiedere un segnale inferiore a 1.6 m.i.p. consente di avere un'efficienza del 90% nel riconoscimento di elettroni ed un fattore di reiezione di 15 per le coppie e^+e^- .

Gli odoscopi di silicio forniscono inoltre un'accurata localizzazione della posizione del vertice dell'interazione e le coordinate di un punto spaziale che vengono utilizzate nella ricostruzione delle tracce e contribuiscono alla reiezione di quelle tracce, cosiddette "fantasma", che la JVD o la SFD identificano a causa di ambiguità nel processo di ricostruzione.

La camera a deriva (JVD)

La JVD (Jet Vertex Detector) [8] è una camera a deriva cilindrica posta tra i silici interni e quelli esterni. Essa presenta una struttura a "jet", di raggio interno 35 mm e raggio esterno 128.5 mm, e volume sensibile compreso tra 40 e 124 mm di raggio. La camera è utilizzata per la ricostruzione di segmenti di traccia di particelle cariche vicino al punto di collisione, e permette di determinare la posizione del vertice

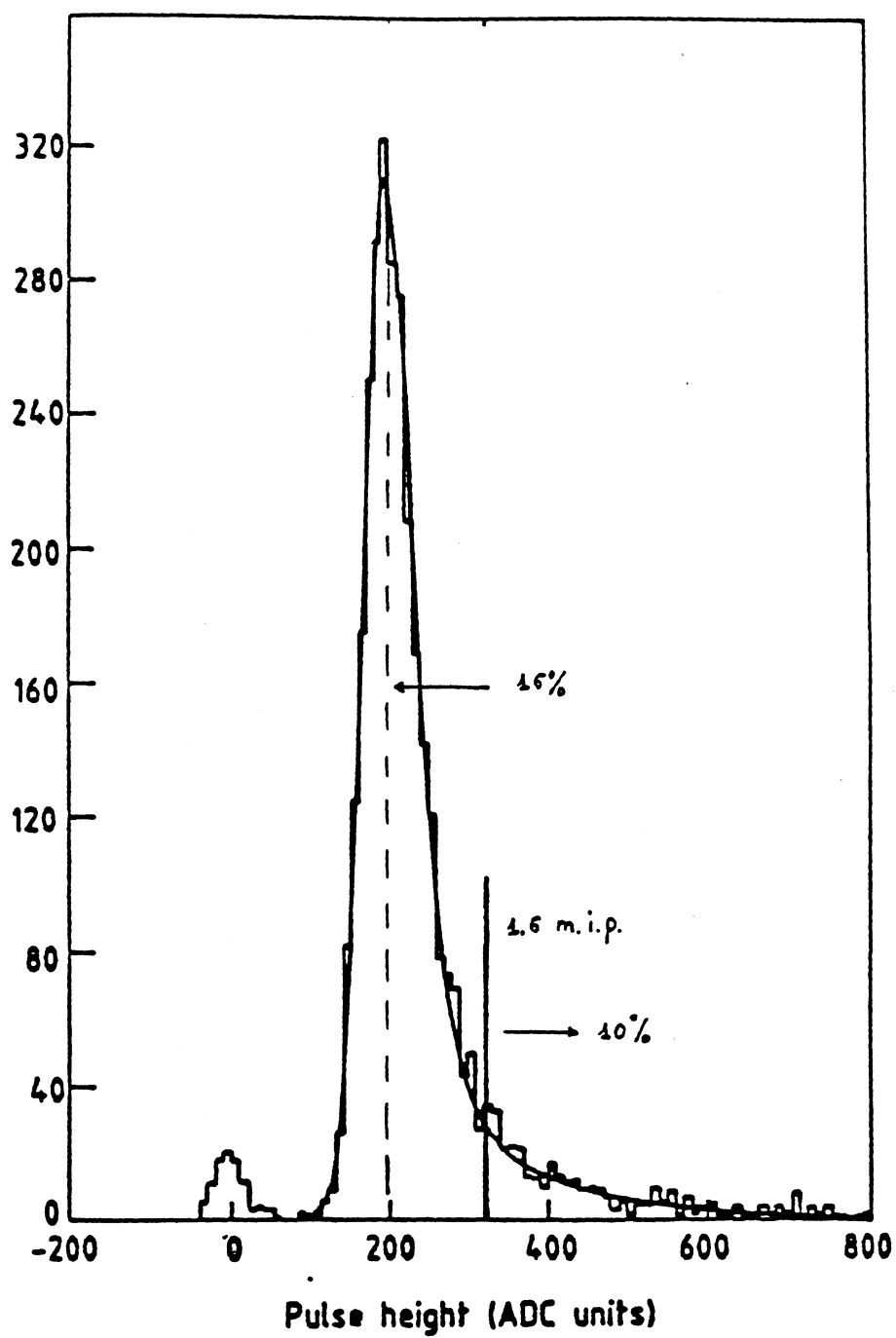


Fig. 1.7: Distribuzione del segnale negli OSI per particelle al minimo di ionizzazione.

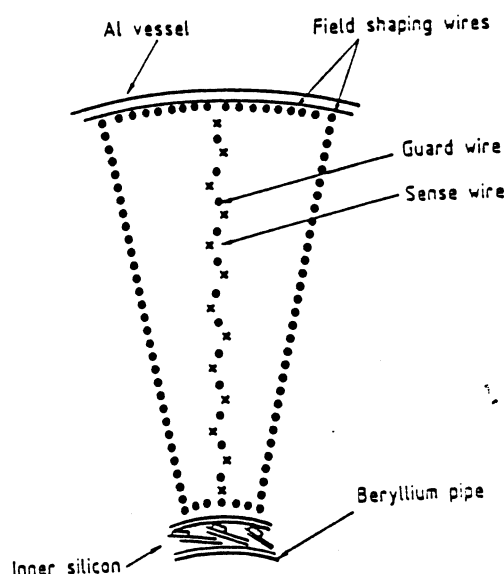


Fig. 1.8: Sezione trasversale di un settore della JVD.

dell'interazione e di separare eventuali vertici multipli dovuti all'occorrenza di più interazioni nella stessa intersezione dei fasci. Essa è suddivisa in 16 settori azimutali, ognuno dei quali contiene 13 fili anodici di $25\ \mu\text{m}$ di diametro realizzati in una lega di Ni-Cr. Ciascun filo è lungo 1 m e presenta una resistenza pari a $2700\ \Omega$. I fili sono disposti lungo un piano radiale al centro del settore stesso. In fig. 1.8 è riportata la sezione trasversale di un settore della camera. Per risolvere l'ambiguità destra-sinistra nella posizione della traccia rispetto al piano dei fili anodici, questi ultimi sono stati sfalsati alternativamente di $\pm 200\ \mu\text{m}$ rispetto a questo piano. L'involucro esterno della camera è in lega di magnesio ed è spesso 0.5 mm. Il materiale è stato scelto allo scopo di rendere il rivelatore stagno e schermato elettricamente pur conservando un'elevata "trasparenza" al passaggio di particelle ($0.5\ \text{mm}$ di Mg corrispondono a $\sim 0.004\ X_0$). All'interno della camera vi è una miscela di argon (60%) ed etano (40%) a pressione atmosferica. La velocità di deriva nella miscela è di circa $5\ \text{cm}/\mu\text{sec.}$ e consente di raccogliere le cariche in un tempo massimo di $\sim 500\ \text{ns}$.

Una particella carica, attraversando la camera, ionizza la miscela di gas. Gli elettroni prodotti nella ionizzazione migrano con una velocità pressoché costante verso

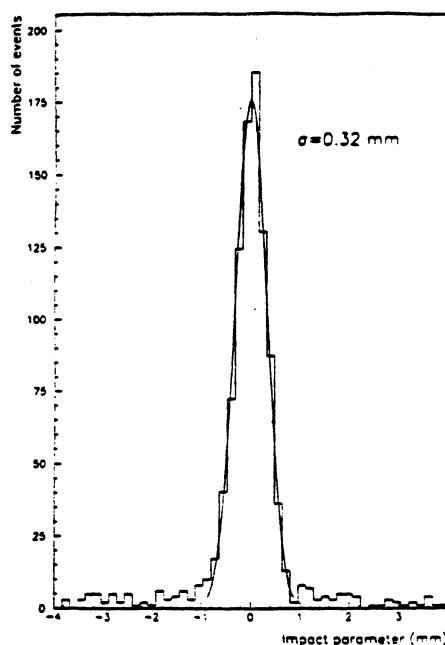


Fig. 1.9: Distribuzione della distanza nel piano trasverso del centro di gravità di un segmento di traccia rivelato nella JVD dalla traccia globale. Per il fit è stata utilizzata una Gaussiana.

i fili sensibili, producendo su di essi un segnale letto su ambedue le estremità del filo e convertito in digitale per mezzo di *flash* ADC da 100 MHz di frequenza di campionamento. Questo tipo di lettura rende possibile determinare sia la quantità di carica prodotta che il tempo di deriva. Quest'ultimo, dato che la velocità di deriva è costante in azimuth, è proporzionale alla distanza dal punto in cui è avvenuta la ionizzazione primaria (il passaggio della particella) e fornisce una misura della coordinata della particella nel piano $R - \phi$ (normale all'asse dei fasci). La risoluzione in questo piano risulta essere dell'ordine di 0.3 mm come è illustrato in fig. 1.9. La coordinata z (lungo l'asse dei fasci) è ottenuta con il metodo della divisione di carica a partire dai segnali letti ai due estremi di ogni filo.

Nella JVD vengono ricostruiti in media 8 punti per traccia e la risoluzione fra tracce vicine è di 2 mm.

Il rivelatore di radiazione di transizione

Per radiazione di transizione si intende la radiazione emessa sotto forma di raggi X quando una particella carica attraversa l'interfaccia fra due mezzi con diverse proprietà elettriche e magnetiche. Poichè l'intensità della radiazione emessa è proporzionale al fattore $\gamma = E/mc^2$, a causa della diversa massa fra elettroni ed adroni carichi è possibile discriminare tra essi misurando l'intensità di radiazione prodotta a parità di energia. Ad esempio, elettroni di 1 GeV producono raggi X rivelabili, mentre occorrono π di 100 GeV per generare radiazione osservabile.

Il rivelatore di radiazione di transizione di UA2 [9] (TRD: Transition Radiation Detector), del quale è riportata una sezione trasversa in fig. 1.10, è composto da due camere cilindriche coassiali di raggio totale 21 cm, ciascuna composta da un radiatore e da un assorbitore.

Il radiatore è costituito da una serie di 400 strati di polipropilene spessi $20\ \mu\text{m}$ e distanziati tra di loro di $200\ \mu\text{m}$. Nell'intercapedine viene fatto circolare elio che ha una bassa sezione d'urto di assorbimento dei raggi X. L'assorbitore consiste in una miscela di Xenon (92 %) e metano (8 %) ed ha lo scopo di convertire in ionizzazione i raggi X emessi dal radiatore. Tale ionizzazione viene poi rivelata su una serie di fili anodici immersi nella miscela e paralleli al fascio. La posizione azimutale della traccia è ottenuta dalla localizzazione in ϕ dei fili anodici stessi.

Sulla superficie esterna della camera strisce catodiche di forma elicoidale, inclinate di 45° rispetto all'asse dei fasci, forniscono una misura della coordinata z rivelando per induzione la carica rilasciata sui fili sensibili.

Il rivelatore a fibre scintillanti.

Il rivelatore a fibre scintillanti (SFD: Scintillating Fibre Detector) [10, 11, 12] è composto da ~ 60000 fibre di polistirene drogato con butil-PBD e POPOP, composti organici che traslano la lunghezza d'onda della luce emessa dallo scintillatore attorno a 400 nm. Le fibre hanno una lunghezza sensibile di 2.1 m ed un diametro di 1 mm. Una vista schematica del rivelatore è mostrata in fig. 1.11.

La parte centrale delle fibre ha un indice di rifrazione pari a 1.59 mentre l'indice

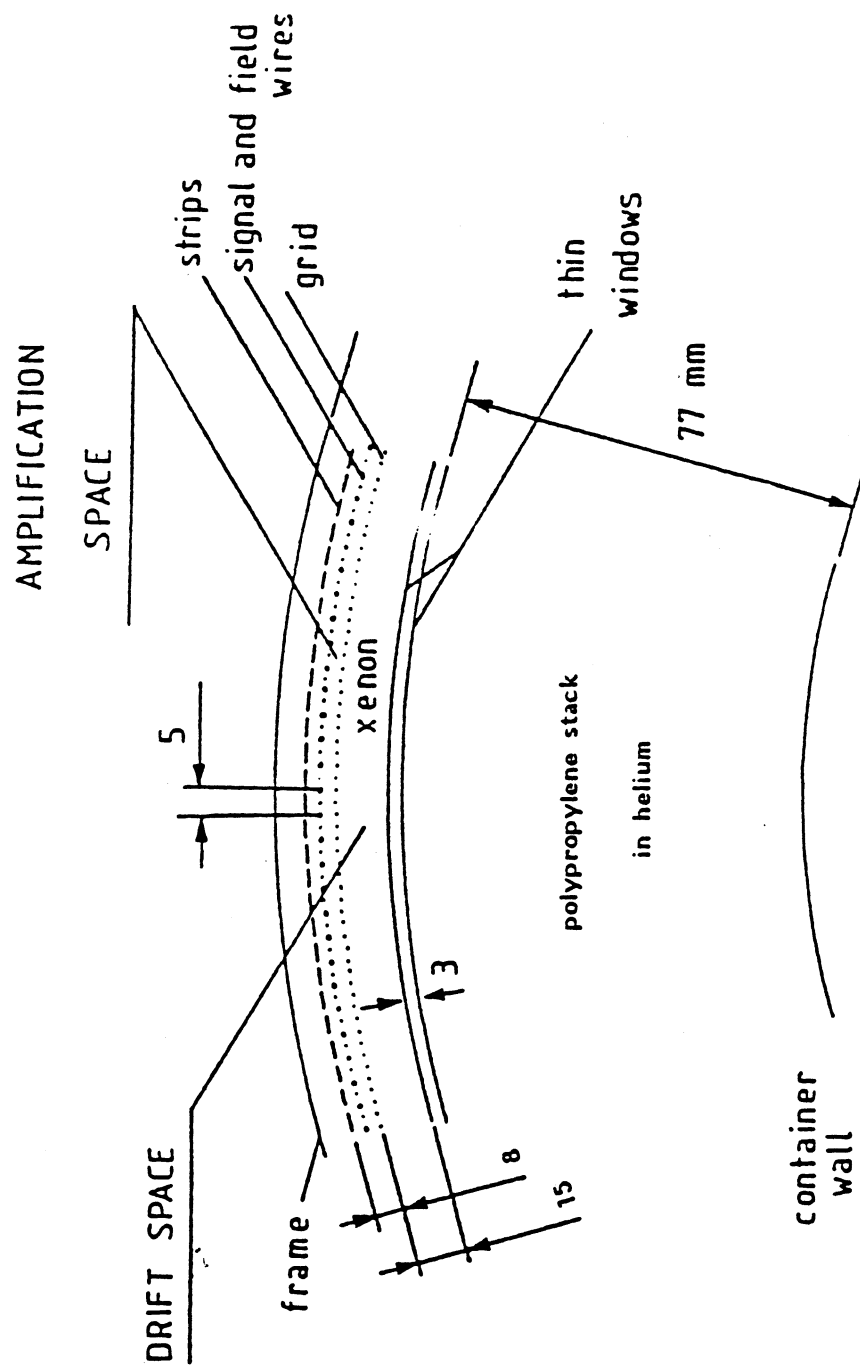


Fig. 1.10: Sezione trasversa del TRD.

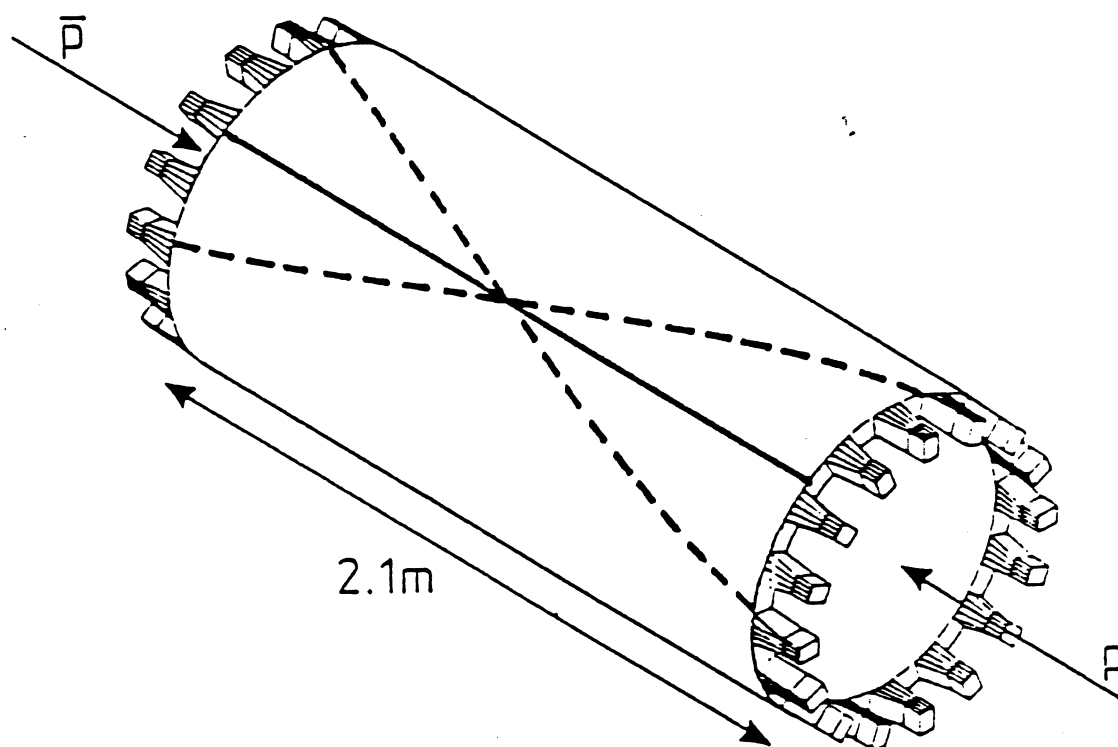


Fig. 1.11: Vista schematica dell'SFD.

di rifrazione della parte esterna è di 1.46, il che consente la riflessione totale interna per l'8 % dei fotoni prodotti. La lunghezza di attenuazione è 2.2 m ed una particella carica incidente perpendicolarmente alla fibra stessa produce in essa circa 25 fotoni ad 1 m di distanza dal punto di incidenza. La possibile interferenza tra due fibre adiacenti è stata eliminata rivestendo le fibre di un sottile strato di alluminio.

Le fibre sono disposte su 24 strati cilindrici coassiali all'asse del fascio ed occupano una regione di raggio interno 380 mm e raggio esterno 440 mm. I 24 strati sono raggruppati in 8 triplette, in ciascuno dei quali il primo strato di fibre è disposto parallelamente al fascio e gli altri due formano un angolo di $\pm 15.75^\circ$ rispetto al primo per i primi 6 triplette e di $\pm 21^\circ$ negli ultimi due. La disposizione delle fibre è stata scelta in modo da fornire una visione tridimensionale del punto di impatto.

Dopo i primi sei triplette di fibre, dedicati alla ricostruzione delle tracce e che coprono la regione con $|\eta| < 1.7^\dagger$ è posto uno strato di piombo progettato in modo da presentare uno spessore di $1.5 X_0$ ad una particella proveniente dal centro del rivelatore, qualunque sia l'angolo di incidenza di questa. Nel sottile strato di piombo elettroni e fotoni cominciano a produrre sciame elettromagnetici rivelati negli ultimi due strati di fibre.

Attraverso 32 canali di lettura, 16 per ogni lato del rivelatore, i segnali luminosi prodotti nelle fibre vengono amplificati e trasformati in elettrici attraverso una catena di amplificatori di immagine (II: Image Intensifier) e di CCD (Charge Coupled Device). Ogni canale raccoglie quasi 2000 fibre, ognuna delle quali viene letta ad una sola estremità. La catena di lettura è costituita da un primo II nel quale gli elettroni emessi da un fotocatodo, investito dalla luce proveniente dalle fibre, sono accelerati da un potenziale di 20 KV e focalizzati su uno schermo di fosforo dove provocano l'emissione di fotoni. La luce così prodotta è inviata in un secondo II ed i foto-elettroni emessi dal fotocatodo sono accelerati fino all'ingresso di un MCP (Micro Channel Plate). In questo dispositivo gli elettroni vengono sottoposti ad una tensione di circa 600 V e, attraverso l'urto contro le pareti della cavità, producono altri elettroni secondari che vengono, a loro volta, accelerati da un potenziale di 6 KV su uno schermo di fosforo, provocando nuovamente l'emissione di fotoni.

\dagger Pseudorapidità $\eta = -\ln \tan(\frac{\theta}{2})$, dove θ è l'angolo polare.

	II_1	II_2	II_3
<i>Diametro in ingresso</i>	80 mm	18 mm	18 mm
<i>Diametro in uscita</i>	18 mm	81 mm	7 mm
<i>Guadagno in fotoni</i>	~ 10	~ 1000	~ 7
<i>Potenziale catodo-anodo</i>	20 KV	7 KV	15 KV
<i>Fotocatodo impiegato</i>	S20	S20	S20
<i>Schermo di fosforo utilizzato</i>	P47	P47	P46

Tabella 1.2: Caratteristiche degli II.

Con questo sistema di amplificazione del segnale si raggiunge un guadagno di un fattore ~ 8000 . Un'ulteriore amplificazione di un fattore ~ 7 , accompagnata da una riduzione delle dimensioni dell'immagine di ~ 2 volte, sono ottenute per mezzo di un terzo II che sfrutta un principio di funzionamento analogo al primo. In totale, all'uscita della catena di II, il segnale è amplificato ~ 50000 volte e l'immagine è ridotta ad $1/13$ delle sue dimensioni iniziali. In tab. 1.2 sono riportate le caratteristiche dei vari II.

La conversione del segnale luminoso in segnale elettrico è ottenuto per mezzo di CCD, costituiti da una matrice di 144×208 elementi fotosensibili (*pixels*), ciascuno di dimensioni $30\mu\text{m} \times 20\mu\text{m}$ per un'area totale di $\sim 0.25 \text{ cm}^2$. I *pixels* sono buche di potenziale indotte su un substrato di silicio da coppie di elettrodi. Un fotone incidente sul silicio produce una coppia buca-elettrone e questi ultimi rimangono intrappolati nelle buche di potenziale generando un segnale misurabile. I *pixels* son letti in serie ed il segnale è convertito in digitale. In totale, il tempo di lettura di un evento è di $\sim 6 \text{ msec.}$ Ogni fibra viene letta da ~ 12 elementi fotosensibili. La granularità dei CCD consente una risoluzione spaziale di circa 0.39 mm sul singolo punto e di 0.2 mm sul segmento di traccia ricostruito.

Richiedendo un segnale su 4 dei 6 piani che individuano una stessa vista stereoscopica si ottiene un'efficienza del 91% per la ricostruzione di traccia. Questa efficienza aumenta fino al 97% limitandosi a soli 3 piani: in questo caso, tuttavia, è maggiore il rischio di creare tracce "fantasma" associando in modo scorretto le tre proiezioni stereo che definiscono le coordinate spaziali della traccia.

Il rivelatore di inizio di sciame possiede un alto potere discriminante tra adroni carichi ed elettroni. Definendo la carica depositata da una particella come la somma dei segnali presenti sulle fibre poste dopo il convertitore al passaggio della particella stessa, si ha un rapporto di ~ 20 tra la carica rilasciata da un elettrone e quella rilasciata da un pione quando ambedue possiedono un'energia di 40 GeV. Questo risulta evidente in fig. 1.12: utilizzando un taglio a 2 m.i.p. sulla carica nel rivelatore di inizio sciame, si ottiene una reiezione del 93% dei π ed un'efficienza di riconoscimento del 97% per elettroni a 40 GeV.

L'SFD è utilmente impiegato nell'analisi degli elettroni poichè riduce la probabilità di identificare come elettrone un evento in cui sia presente un adrone carico molto vicino ad un fotone. Uno dei criteri per il riconoscimento degli elettroni richiede che ci sia una buona associazione tra il baricentro della traccia ricostruita dai primi sei triplette di fibre e l'inizio dello sciame rivelato negli ultimi due triplette. La distribuzione della distanza traccia-punto di inizio dello sciame, misurata per elettroni dei fasci di test a 10 GeV, ha consentito di determinare le risoluzioni delle fibre nel piano $R - \phi$ e in z , che sono rispettivamente $\sigma_{R-\phi} = 0.4$ mm e $\sigma_z = 1.1$ mm.

1.2.3 I calorimetri

Il calorimetro di UA2 è costituito da una parte centrale e da due parti in avanti (End Caps). La struttura del rivelatore è mostrata in fig. 1.13. Esso circonda il rivelatore centrale e garantisce una copertura completa in azimuth (ϕ) e compresa tra 6° e 174° in angolo polare (θ), corrispondente ad una regione di pseudorapidità $|\eta| < 3$.

Il calorimetro centrale

Il calorimetro centrale ha una forma "sferica" con raggio interno di 60 cm e copre la regione da 40° a 140° in angolo polare ($|\eta| < 1.0$). Esso è costituito da 240 celle che sottendono un angolo di 10° in θ e 15° in ϕ . Ogni cella è suddivisa in tre compartimenti: quello elettromagnetico, profondo $17 X_0$, e due adronici per un totale di 4 lunghezze di interazione (λ_I). Il compartimento elettromagnetico è stato realizzato alternando 26 piani di Pb spessi 3.5 mm a 27 strati di scintillatore aromatico

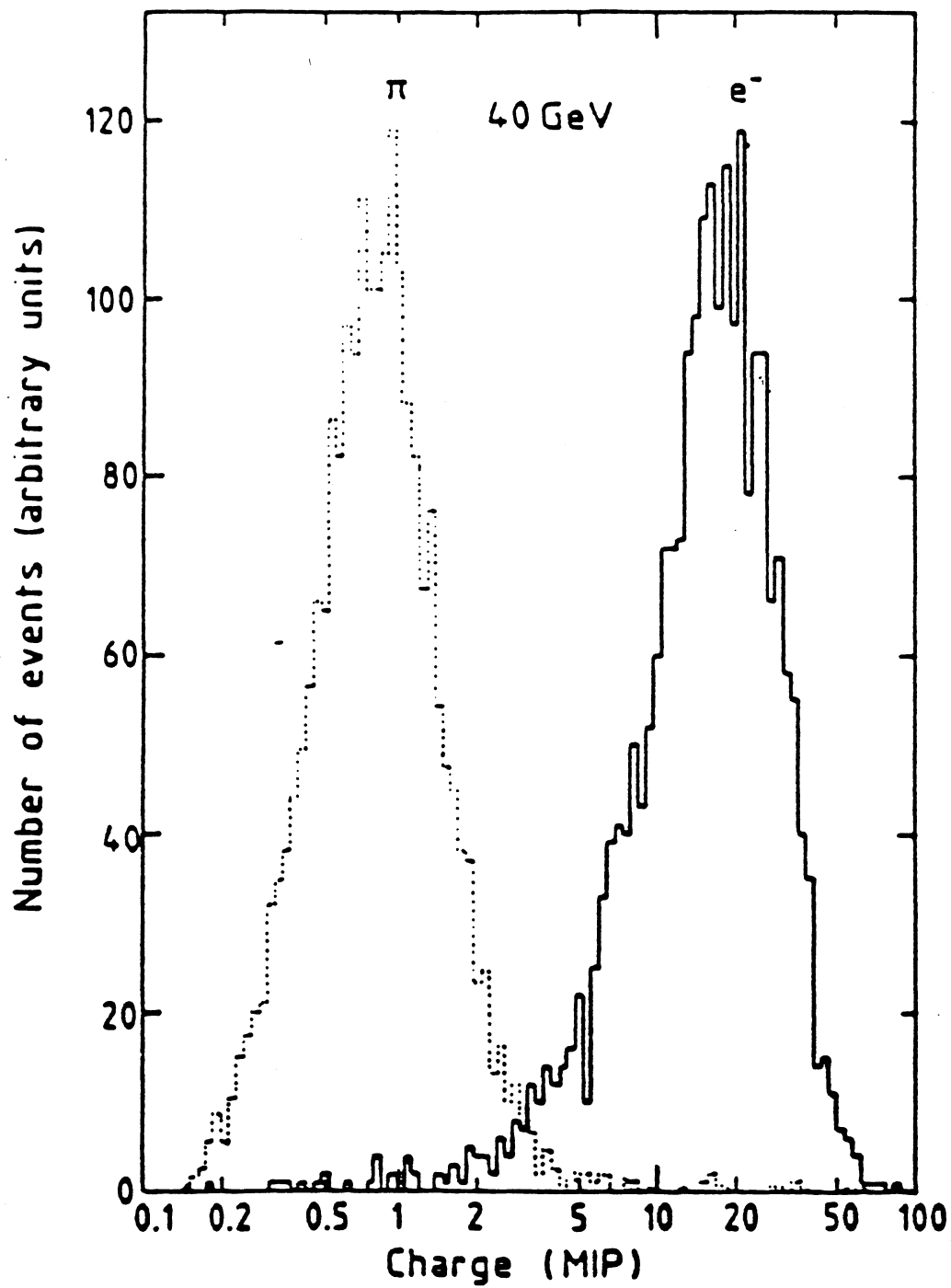


Fig. 1.12: Confronto fra l'energia rilasciata da un π e da un elettrone nell'SFD.

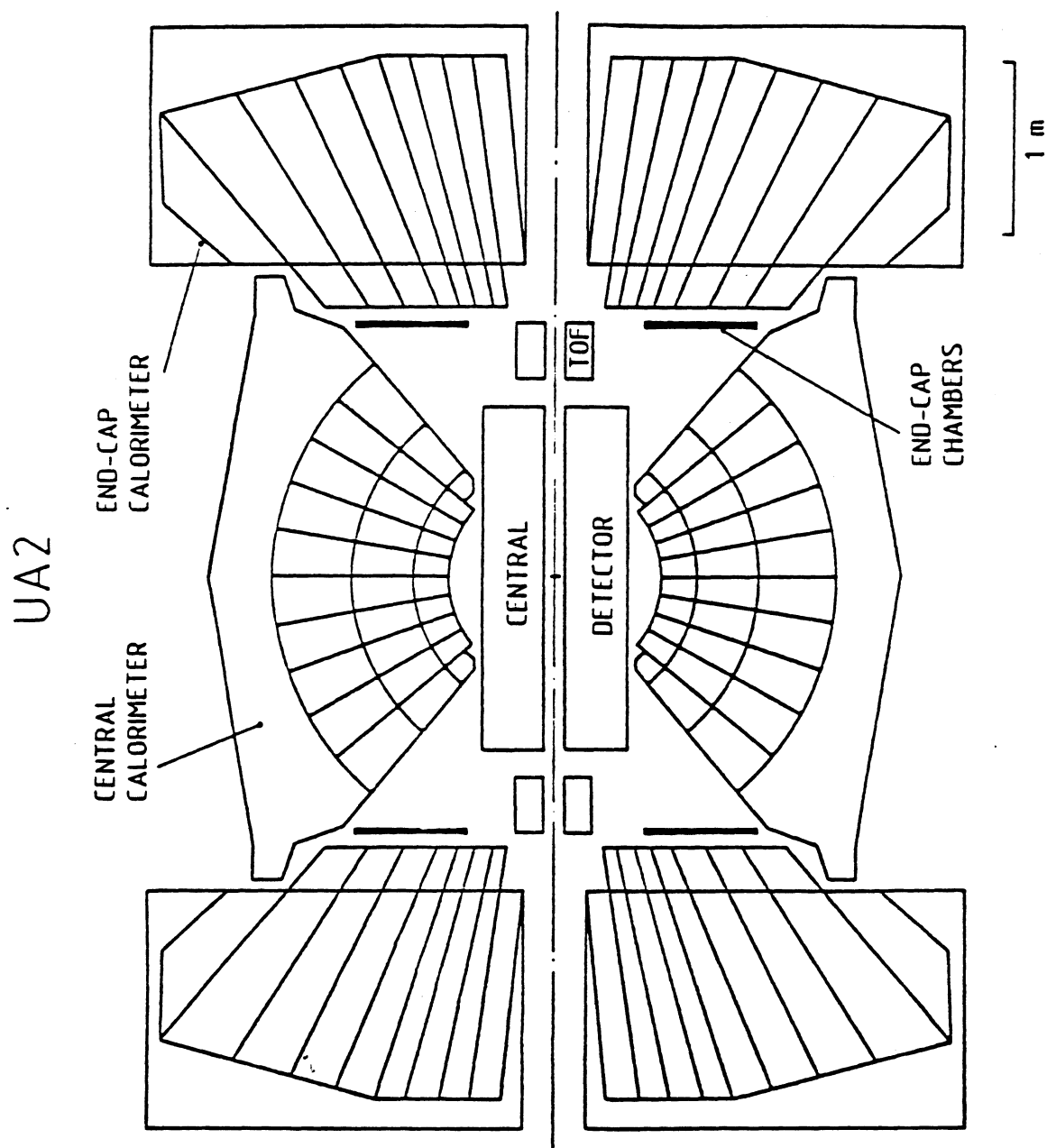


Fig. 1.13: Vista schematica del calorimetro di UA2.

# celle in ϕ	24
# celle in θ	10
dimensione cella ($\Delta\phi \times \Delta\theta$)	$15^\circ \times 10^\circ$
copertura angolo polare	$40^\circ < \theta < 140^\circ$
copertura angolo azimutale	2π
compartimento elettromagnetico	26 strati di piombo spessi 3.5 mm +27 strati di scintillatore spessi 4 mm
1° compartimento adronico	18 strati di ferro spessi 15 mm +18 strati di scintillatore spessi 5 mm
2° compartimento adronico	22 strati di ferro spessi 15 mm +22 strati di scintillatore spessi 5 mm
profondità totale	~ 4.0 lunghezze di interazione

Tabella 1.3: Caratteristiche del calorimetro centrale.

di spessore 4 mm, mentre quelli adronici sono costituiti rispettivamente da 18 e 22 strati di Fe spessi 1.5 cm, alternati a piani di scintillatore acrilico di 5 mm di spessore.

La luce di scintillazione viene raccolta dai due lati, destro e sinistro, di ogni cella mediante 6 guide di luce in plexiglass (2 per ciascun compartimento), drogate con BBQ e poste fra due torri adiacenti, ed inviata a 6 fotomoltiplicatori calibrati in modo da fornire un segnale proporzionale all'energia depositata. In tab. 1.3 sono riportate le caratteristiche strutturali essenziali del calorimetro centrale.

I calorimetri in avanti (End Caps)

I due calorimetri End Caps assicurano una copertura completa in ϕ e compresa fra $1 < |\eta| < 3$ in pseudorapidità.

Ciascun calorimetro in avanti è costituito da 12 moduli azimutali, ciascuno dei quali è a sua volta diviso in 16 celle. Le celle hanno forma di torri in cui i bordi azimutali non puntano esattamente verso l'asse dei fasci, in modo da non avere regioni insensibili dovute agli spazi morti tra moduli adiacenti creati dalle guide di luce. Le celle sottendono una regione $\Delta\phi \times \Delta\eta = 15^\circ \times 0.2$, eccetto le ultime due di ogni modulo (le più vicine all'asse dei fasci) che coprono rispettivamente una regione di

# celle in ϕ	24
# celle in θ	9
dimensione cella ($\Delta\phi \times \Delta\eta$)	$15^\circ \times 0.2$
copertura angolo polare	$5.6^\circ < \theta < 40^\circ$
copertura in angolo azimutale	2π
compartimento elettromagnetico	32 strati di piombo spessi 3 mm + 33 strati di scintillatore spessi 4 mm
compartimento adronico	29-38 strati di scintillatore spessi 4 mm + strati di ferro spesso 2.5 mm
profondità totale	$6.2 - 7.0 \lambda_I$

Tabella 1.4: Caratteristiche dei calorimetri in avanti (End Cap).

30° in ϕ e $2.2 \div 2.5$ e $2.5 \div 3.0$ in $|\eta|$.

La luce di scintillazione viene raccolta tramite guide di luce inserite tra celle adiacenti in azimut e convogliate su dei fotomoltiplicatori posti sul retro di ogni torre.

La struttura della cella è analoga a quella del calorimetro centrale. Ciascuna cella è suddivisa in due compartimenti, uno elettromagnetico formato da strati alternati di piombo (3 mm) e scintillatore (4 mm) per un totale di $17 \div 24 X_0$ (variabile a seconda dell'angolo θ) ed uno adronico costituito da strati di ferro (25 mm) e scintillatore. In totale, una cella è profonda da 6.2 a $7.0 \lambda_I$. La cella più vicina al fascio possiede solo la parte adronica. Nell'intervallo $0.9 < |\eta| < 1$, sovrapposte alle celle esterne del calorimetro centrale, sono presenti celle con il solo compartimento adronico che assicurano l'ermeticità nella regione compresa tra la parte centrale e le parti End Caps del calorimetro.

Gli End Caps sono montati su dei supporti mobili per permettere il loro allontanamento dal centro dell'apparato nelle fasi immediatamente successiva all'iniezione del fascio e precedente alla perdita del fascio stesso nell'anello, allo scopo di prevenire il rischio che siano danneggiati da un'eccessiva dose di radiazioni. In tab. 1.4 sono riportate le principali caratteristiche dei calorimetri in avanti.

	Anno del primo test con fascio	Agosto '88/ primo test	Febbraio '89/ primo test
Elettromagnetico centrale	1986	0.888 ± 0.021	0.842 ± 0.024
2° adronico centrale	1986	0.935 ± 0.042	0.892 ± 0.044
Elettromagnetico End Cap	1986	0.930 ± 0.069	0.906 ± 0.081
	1987	0.943 ± 0.058	
Adronico End Cap	1986	0.941 ± 0.036	0.901 ± 0.046
	1987	0.954 ± 0.037	

Tabella 1.5: Rapporto tra i segnali ottenuti con sorgenti radioattive al primo fascio di test e all'inizio della presa dati negli anni '88 e '89.

La calibrazione dei calorimetri

Il rivelatore UA2 non ha campo magnetico e la scala di energia del calorimetro può essere stabilita solo con accurate calibrazioni con fasci di test. Tutte le celle del calorimetro sono state inizialmente calibrate, nel 1986, con fasci di e , μ e π di energia nota e compresa fra 10 e 225 GeV; alcuni moduli sono stati ricalibrati più volte periodicamente. Ciò ha consentito di determinare la scala assoluta di energia con un errore dell'1% per il settore elettromagnetico e del 2% per quello adronico. La risposta in energia per ogni cella è stata studiata e parametrizzata in funzione del punto di impatto e dell'angolo di incidenza.

Le variazioni nel tempo della risposta del calorimetro sono state costantemente controllate cella per cella per poter apportare le correzioni necessarie al segnale letto. A questo scopo ci si serve di diverse procedure:

- sorgenti radioattive (^{60}Co) vengono poste, prima e dopo ogni periodo di presa dati, sulla superficie frontale di ciascuna cella inducendo corrente nei fotomoltiplicatori. I segnali così ottenuti possono essere confrontati per ricavare un fattore correttivo nella risposta. In tab 1.5 è riportato un esempio dell'applicazione di questa tecnica;

	Calorimetro centrale		Calorimetro in avanti
	celle interne	celle esterne	
$\Delta E/E$ al centro cella	$15\%/\sqrt{E} + 1.3\%$	$30\%/\sqrt{E}$	$15\%/\sqrt{E} + 1\%$
Incertezza sulla scala di energia	1%	5%	3.5%
Correzione punto di impatto	1.3%		
Variazione da cella a cella	1%	3%	1%

Tabella 1.6: Prestazioni del calorimetro elettromagnetico.

- un sistema di tubi a Xenon e di fibre ottiche posto sul retro di ogni cella e generatori di impulsi che producono correnti note generano segnali nei fotomoltiplicatori e consentono di mantenere sotto controllo la stabilità della risposta di ciascun canale di lettura;
- si misura il flusso di energia trasversa depositata in ogni cella in interazioni $p\bar{p}$ a basso p_T . Si assume, infatti, che gli eventi di questo tipo abbiano una distribuzione piatta in ϕ . Questo permette di dedurre le variazioni di risposta osservando le variazioni nella frazione di eventi in cui una quantità di energia E_T^i compresa tra due valori fissati E_{Tmin} e E_{Tmax} è depositata nella cella i -esima.

Tutti i sistemi elencati hanno un'incertezza sistematica dell'ordine del 2%, che ha come conseguenza un errore sulla calibrazione della risposta dei calorimetri e quindi un'incertezza sulla scala assoluta di energia. Nella tab. 1.6 sono riportate le risoluzioni e gli errori sistematici sulla misura dell'energia del compartimento elettromagnetico. Grazie alle numerose calibrazioni relative ed assolute effettuate è stato possibile tenere sotto controllo l'incertezza finale sulla scala di energia assoluta al meglio dell'1% per le celle del calorimetro centrale (non di bordo) e dei calorimetri in avanti, in un periodo di quattro anni. Nella tab. 1.7 sono riportate le caratteristiche salienti della misura dell'energia nei calorimetri adronici. In questo caso l'incertezza sulla scala assoluta è risultata essere del 2%.

	<i>Risoluzione con E in GeV</i>
<i>Risoluzione media $\Delta E/E$</i>	$32\%/E^{1/4}$
<i>Scala di incertezza sull'energia</i>	2%
<i>Variazione da cella a cella</i>	5% (centrale adronico 1)
	2.5% (centrale adronico 2)
	3.0% (End Cap adronico)

Tabella 1.7: Prestazioni del calorimetro adronico.

	λ_{EM}	λ_{H_1}	λ_{H_2}
<i>Sciame e.m.</i>	1.00	1.00	1.00
<i>Pioni</i>	1.27	1.00	1.09
<i>Jet</i>	1.18	1.00	1.06

Tabella 1.8: Pesi applicati sul calorimetro centrale.

La compensazione dei calorimetri

Allo scopo di ottenere la medesima risposta ad un elettrone o ad un adrone di data energia che attraversano il calorimetro, i segnali misurati vengono scalati con opportuni fattori di compensazione che dipendono dal tipo di particella che si sta considerando.

La procedura per stabilire i "pesi" da applicare per rendere compensante il calorimetro è basata sull'utilizzo di fasci di test di μ , e e π [17]. In una prima fase del metodo si regolano, tramite la variazione dei voltaggi applicati, le risposte dei fotomoltiplicatori in modo tale che il segnale generato da un μ su entrambi i canali di lettura sia uguale. In seguito le risposte del compartimento elettromagnetico e dei due compartimenti adronici sono regolate in modo da fornire un segnale proporzionale all'energia trasversa $E_T = E \sin \theta$ con θ angolo polare del punto centrale della cella. Si misura quindi la risposta ad elettroni ed adroni stabilendo il fattore di conversione da conteggi di ADC a GeV ed i pesi appropriati per entrambi. In tab. 1.8 e 1.9 sono riportati i pesi λ attribuiti a ciascun settore del calorimetro a seconda del tipo di particella considerata.

	λ_{EM}	λ_H	λ_H^\dagger
<i>Sciame e.m.</i>	1.00	1.00	1.00
<i>Jet</i>	1.20	1.00	1.75

Tabella 1.9: Pesi applicati sugli End Cap. (\dagger Cella adronica sovrapposta al calorimetro centrale con $0.9 < |\eta| < 1$)

1.2.4 I rivelatori a tubi proporzionali

Gli ECPT [13] (End Cap Proportional Tubes) sono posti davanti ai calorimetri End Caps ad una distanza di ~ 1.5 m dal centro dell'apparato. Essi sono costituiti da una serie di camere a tubi proporzionali e consentono l'identificazione di tracce e di inizi di sciame nella regione $1.0 \leq |\eta| \leq 1.6$.

Ogni ECPT, diviso in 8 settori azimutali di forma trapezoidale, è composto da 9 strati di tubi proporzionali per un totale di 13 cm di profondità. I 9 piani sono disposti in 3 triplette, in ognuno dei quali i tubi hanno un'inclinazione di 0° e $\pm 67.5^\circ$ rispetto alla base dei trapezoidi. Utilizzando una tecnica analoga a quella usata per l'SFD si riescono così ad ottenere punti spaziali per il tracciamento. Tra i primi 2 triplette e l'ultimo è posto un convertitore di Pb-Fe di $1.5 X_0$ che viene utilizzato, insieme all'ultimo tripletto di tubi, come rivelatore di inizio di sciame.

I tubi sono in alluminio con sezione quadrata di lato 9 mm e sono spessi 1 mm. Sono riempiti di una miscela di Ar (80%) e CO_2 (20%), nella quale si trova immerso un filo sensibile di $30\mu\text{m}$ di diametro.

La traccia di una particella viene determinata assegnando il baricentro della carica raccolta nei fili al passaggio della particella stessa. La risoluzione spaziale del rivelatore, ottenuta attraverso varie calibrazioni, è pari a 2.4 mm.

Nel rivelatore di inizio di sciame la carica rilasciata da fotoni convertiti e da elettroni dipende fortemente dall'angolo di incidenza, in quanto lo strato di convertitore ha uno spessore costante di 1.3 cm. Si ottiene un fattore di reiezione su adroni carichi di $\sim 90\%$ ed una efficienza del 93% sugli elettroni richiedendo che la carica depositata nei tre piani sia inferiore a 14 m.i.p.. L'efficienza di ricostruzione della traccia è stata misurata in eventi $p\bar{p}$ ed è dell'82%. In fig. 1.14 è illustrata la struttura di un settore

dell'ECPT.

1.2.5 Gli odoscopi per la misura del tempo di volo

Due contatori per per la misura del tempo di volo (TOF: Time Of Flight hodoscopes) [19] sono posti, uno per lato, davanti agli End Caps, ad una distanza di circa 1.2 m dal centro del rivelatore. Ogni TOF è composto da 34 contatori a scintillazione di forma esagonale di lato 4.5 cm e disposti in modo simmetrico attorno all'asse dei fasci, in modo da coprire approssimativamente 360° in ϕ ed un intervallo $2.9 \leq |\eta| \leq 4.1$. Le funzione che i contatori assolvono è quella di misurare il tempo di arrivo di particelle prodotte a piccolo angolo in una collisione $p\bar{p}$. I contatori sono realizzati con gli scintillatori PILOT U ed NE104, che garantiscono un tempo di risposta di 500-600 ps. Utilizzando fasci di test di π a 5 GeV si è ottenuto che la risoluzione temporale su un singolo punto d'impatto è di 55 ps, mentre risulta di 100 ps mediando su tutta la superficie dei contatori. In fig. 1.15 sono riportate una vista d'insieme e la geometria di un TOF.

Le funzioni assolve dai TOF risiedono nella selezione di collisioni $p\bar{p}$ non diffrattive (*Minimum Bias*) utili per la misura della luminosità, e nella determinazione della posizione del vertice dell'interazione, misurando la differenza fra il tempo di arrivo delle particelle che colpiscono i contatori sui due lati dell'apparato. Il *trigger* per eventi di *Minimum Bias* è realizzato richiedendo che vi sia almeno un segnale su entrambi i TOF in coincidenza con un segnale di sincronizzazione proveniente dall'acceleratore che indica l'intersezione dei fasci. Il tempo impiegato da una particella per arrivare sui TOF è dell'ordine del nsec., questo comporta l'utilizzo di un'elettronica veloce per evitare la sovrapposizione dei segnali.

La risoluzione temporale sul tempo di impatto si traduce in una risoluzione spaziale sulla coordinata del vertice equivalente a qualche cm.

1.2.6 I contatori VETO

I contatori VETO sono posti sui due lati dell'apparato, a ~ 5.4 m dal centro ed hanno lo scopo di discriminare gli eventi in cui vi è stata un'effettiva interazione $p\bar{p}$ da quelli

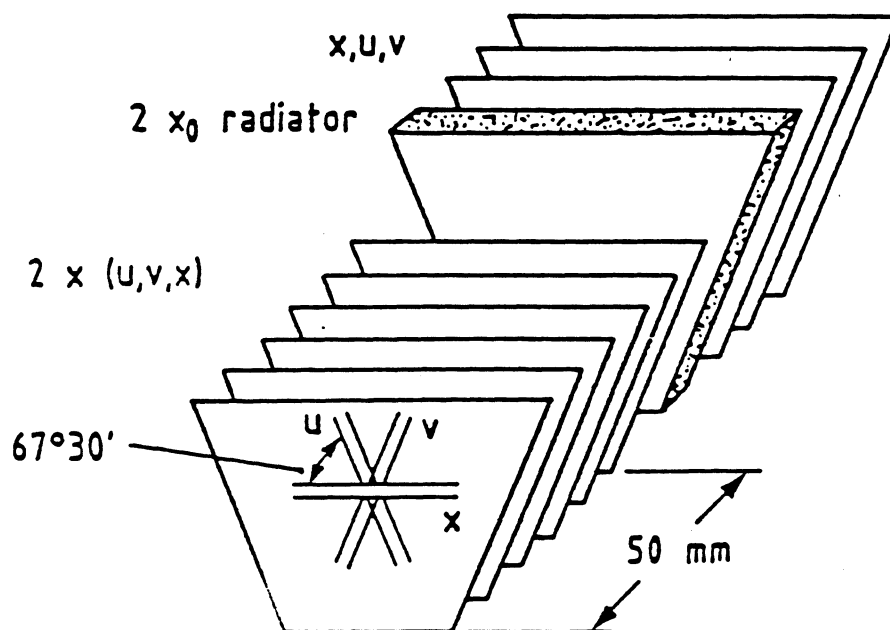
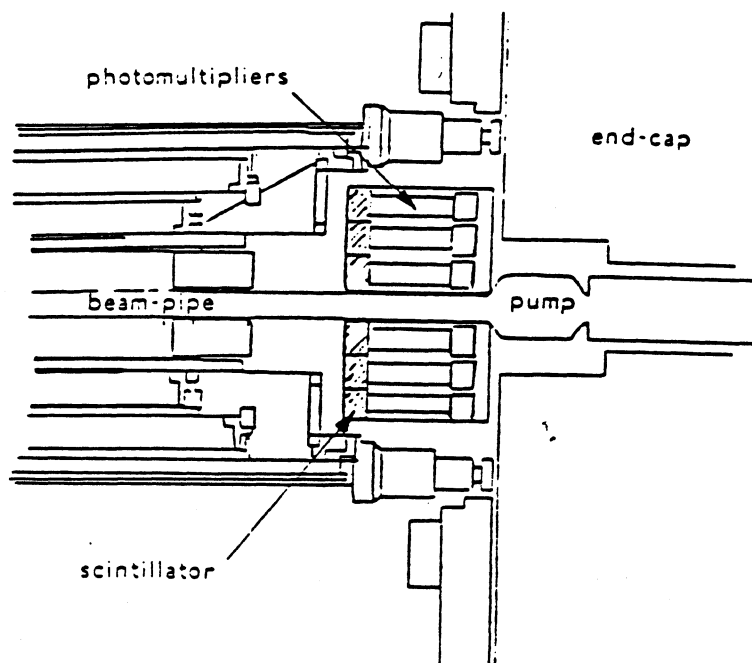


Fig. 1.14: Struttura di un settore dell'ECPT.



View of Scintillators

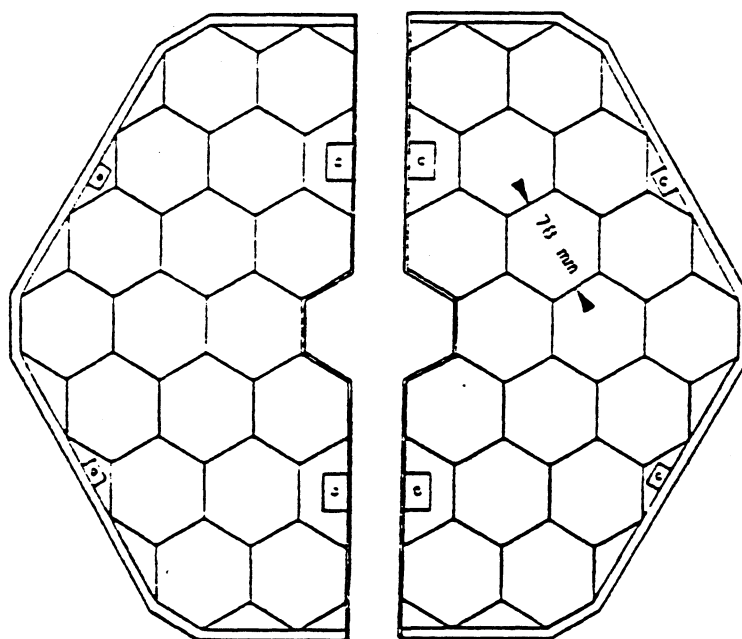


Fig. 1.15: Vista d'insieme e particolare di un TOF.

in cui particelle facenti parte dell'alone del fascio hanno prodotto un segnale nel calorimetro [1]. Sono formati da due piani di scintillatore (NE110), ognuno dei quali è composto rispettivamente da 18 e 16 rivelatori di dimensioni $176 \text{ cm} \times 44 \text{ cm} \times 5 \text{ mm}$ disposti in modo incrociato, come illustrato in fig. 1.16. L'area sensibile totale è di $\sim 50 \text{ m}^2$ per lato, mentre la risoluzione temporale raggiunta è di $\sim 4.5 \text{ nsec}$.

Le particelle cariche prodotte nelle reali collisioni $p\bar{p}$ arrivano ad entrambi i VETO $\sim 18 \text{ nsec}$. dopo il segnale di incrocio dei fasci, mentre le particelle dell'alone colpiscono un solo piano di contatori e producono segnali in anticipo su questo tempo. Sfruttando le differenze in tempo, si è ottenuta una reiezione dagli eventi di alone con un'efficienza di $\sim 95\%$.

1.2.7 I contatori di luminosità

La luminosità è misurata in UA2 tramite opportuni contatori. Essi sono costituiti da otto scintillatori per lato dell'apparato, di dimensioni $100 \times 200 \text{ mm}^2$. Gli otto scintillatori sono disposti in due piani di quattro odoscopi collocati a ± 10 e $\pm 8.5 \text{ m}$ rispetto al centro del rivelatore e coprono l'intervallo $4.0 \leq |\eta| \leq 4.8$ [18]. Gli scintillatori posti dallo stesso lato e nella stessa posizione azimutale sono messi in coincidenza, con una risoluzione temporale di $\sim 5 \text{ ns}$. La coincidenza è permessa solo per un breve lasso di tempo dopo l'interazione dei fasci. L'"OR" sulle quattro coincidenze fornisce un segnale per ogni lato del rivelatore. Vengono accettati eventi in cui sia presente un segnale su entrambi i lati. Durante i tempi morti dell'apparato, ossia quando il rivelatore è impegnato nella codifica di un evento precedente, i contatori vengono inibiti.

Il monitor di luminosità è sensibile solo alla sezione d'urto anelastica, mentre non sono visibili la parte elastica e quella diffrattiva. L'esperimento UA4 [14, 15, 16] ha misurato la sezione d'urto totale σ_{tot} , il rapporto σ_{el}/σ_{tot} della sezione d'urto elastica rispetto a quella totale e la sezione d'urto diffrattiva σ_d a $\sqrt{s} = 546 \text{ GeV}$. UA2 ha utilizzato i risultati di UA4, estrapolandoli a $\sqrt{s} = 630 \text{ GeV}$, per calcolare la sezione d'urto visibile tramite la relazione:

$$\sigma_{vis} = \sigma_{tot} \left(1 - \frac{\sigma_{el}}{\sigma_{tot}}\right) - \sigma_d = (38.7 \pm 1.8) \text{ mb} \quad (1.1)$$

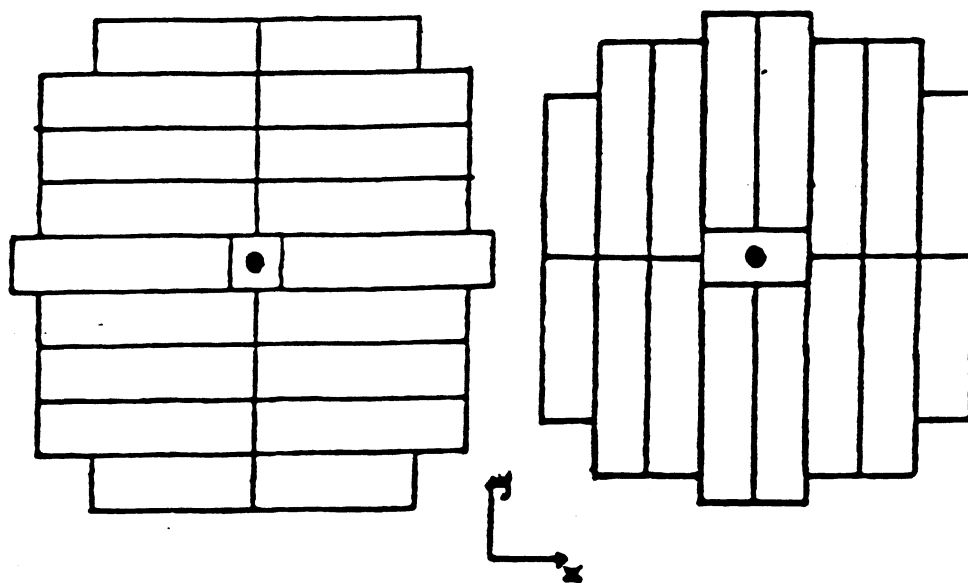


Fig. 1.16: Struttura dei due piani dei contatori VETO.

Per basse luminosità del *Collider*, la misura della luminosità integrata $\int \mathcal{L} dt$ è ottenuta dalla relazione:

$$N = \int \sigma_{vis} \times \varepsilon_{lum} \times \mathcal{L} dt \quad (1.2)$$

dove N è il numero di eventi accettati, σ_{vis} è la sezione d'urto visibile ed ε_{lum} è l'efficienza che include l'accettazione geometrica dei contatori.

Gli errori maggiori sulla misura della luminosità provengono, oltre che dall'incertezza su σ_{vis} , dall'errore su ε_{lum} , valutato essere circa del 2.3%. Per luminosità maggiori di $\geq 5 \cdot 10^{29} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ l'algoritmo per il calcolo della luminosità è modificato per tener conto delle possibili interazioni multiple all'interno della stessa intersezione dei fasci. Un controllo incrociato sui valori di luminosità può esser fatto usando il numero di eventi di *minimum bias* registrato in ogni presa dati.

1.3 Il trigger ed il sistema di acquisizione dei dati

Con l'aumento della luminosità raggiunto al *Collider* dopo la realizzazione di AAC, è stato necessario ridisegnare tutto il sistema di *trigger* per renderlo il più veloce possibile minimizzando i tempi morti.

La lettura della maggior parte dei rivelatori che costituiscono l'apparato viene effettuata in tempi abbastanza lunghi (fino a circa 10 msec.) rispetto all'intervallo tra due collisioni successive all'*SppS* ($\sim 4 \mu\text{sec.}$), che limita superiormente il tempo in cui occorre prendere una decisione sull'evento. Per questo motivo, il *trigger* utilizza solo le informazioni provenienti dai TOF e dal calorimetro, che sono le parti dell'apparato che hanno la risposta più veloce ($\leq 100 \text{ ns}$).

La decisione del *trigger* su un evento è basata su caratteristiche specifiche che fanno sì che l'evento stesso venga ritenuto interessante e successivamente acquisito. Queste caratteristiche possono essere la presenza di elettroni ad alta energia, quella di impulso trasverso mancante o quella di *jet* adronici.

Il *trigger* ha una struttura a tre livelli, ciascuno dei quali richiede tempi di decisione più lunghi ed ha un grado di complessità maggiore del livello che lo precede.

Nel seguito sono riportate le funzionalità espletate dai vari livelli di *trigger*.

- **Livello 1** – Il primo livello di *trigger*, il più veloce, opera nell'intervallo tra due interazioni consecutive di pacchetti del fascio e accetta eventi ad una frequenza finale di ~ 100 Hz. La decisione sull'evento è presa in un tempo minore di $1 \mu\text{sec}$. Esso si basa su una elettronica analogica veloce. Un evento è accettato dal *trigger* di primo livello se la somma analogica dei segnali dei fotomoltiplicatori delle celle del calorimetro in regioni di dimensioni definite supera un predeterminato valore di soglia dell'energia trasversa E_T^\dagger , e contemporaneamente si ha un segnale dai TOF che indica che l'evento proviene da un'effettiva collisione tra i fasci.
- **Livello 2** – Il secondo livello di *trigger* opera analizzando i segnali, letti nel calorimetro ed accettati dal primo livello di *trigger*, già convertiti in digitale attraverso un processore veloce chiamato XOP. I convertitori analogico-digitale utilizzati sono i FERA-ADC (Fast Encoding and Readout Analog to Digital Converter), moduli a pochi *bit* che permettono una conversione veloce anche se non molto precisa. Il processore compie operazioni quale la sottrazione dei piedistalli dal segnale e l'applicazione delle costanti di calibrazione. La frequenza finale di eventi accettati è di ~ 10 Hz. Gli eventi che vengono accettati dal *trigger* di primo livello non sono immagazzinati in una memoria tampone prima di essere processati dal *trigger* di secondo livello. Quest'ultimo ha un tempo di decisione di ~ 1 msec. e quindi introduce del tempo morto nella catena.
- **Livello 3** – Quando l'evento è stato completamente trascritto in forma digitale e conservato in una memoria tampone, entra in funzione il *trigger* di terzo livello. Questo utilizza i segnali provenienti da tutte le celle del calorimetro che coprono la zona di rapidità $0 < |\eta| < 3$.

La decisione del *trigger* è affidata ad una batteria di processori inseriti in moduli FASTBUS e denominati *ALEPH Event Builders*, programmabili in FORTRAN

$\dagger E_T = \sum E_i \sin \theta_i$ dove E_i è l'energia depositata nella cella i -esima e θ_i è l'angolo polare del centro della cella. La somma è estesa a tutte le celle incluse nella regione richiesta dal *trigger*.

ed in grado di applicare agli eventi lo stesso tipo di richieste che di solito vengono applicate nell'analisi *offline*. A questo livello viene utilizzata l'intera e più recente serie di costanti di calibrazione del calorimetro. Il tempo di ricostruzione dell'evento è di circa 300 msec. e la frequenza di acquisizione e scrittura su nastro degli eventi viene ridotta a ≤ 3 Hz. A questo livello è possibile una misura accurata delle energie depositate nel calorimetro e di p_T .

Gli eventi accettati dal terzo livello di *trigger* vengono letti da un sistema VAX e scritti su nastro. Contemporaneamente questi eventi sono anche distribuiti ad una serie di tre μ -VAX che effettuano il controllo sull'acquisizione dei dati e la lettura completa di tutti i rivelatori. In fig. 1.17 è illustrata l'intera catena di acquisizione dei dati. I segnali provenienti dal calorimetro arrivano al *trigger* di primo livello e contemporaneamente subiscono una prima conversione in digitale che, se l'evento supera il primo livello, servirà per il *trigger* di secondo livello. In attesa della decisione del secondo livello viene fatta un'ulteriore codifica in digitale; se l'evento è accettato ha inizio la lettura completa di tutti i rivelatori da parte di processori Aleph Event Builders, identici a quelli usati dal *trigger* di terzo livello, chiamati ROP (Read Out Processors). I ROP operano in parallelo. Ognuno ricostruisce una parte dell'evento e lo trasferisce ad una memoria tampone, quindi passa all'evento successivo. Un ulteriore ROP raccoglie le informazioni depositate nelle memorie tampone, ricompone l'evento e lo invia al primo Event Builder libero nel sistema di *trigger* di terzo livello. L'evento accettato al terzo livello viene definitivamente acquisito e registrato su nastro.

Nella fase *offline* dell'esperimento, i dati "grezzi" registrati su nastro vengono nuovamente trattati ripetendo gli algoritmi utilizzati al terzo livello di *trigger* e catalogati in modi diversi a seconda della categoria di eventi (W , Z , 2 jet , ecc.) in cui sono stati classificati dal *trigger*. Alcune classi di eventi di particolare interesse per lo specifico tipo di analisi che si sta effettuando sono selezionati con tagli più rigorosi con un procedimento detto Soffil (SOftware FILter).

All'interno della struttura generale del *trigger* esistono sottostrutture finalizzate ad un primo riconoscimento degli eventi:

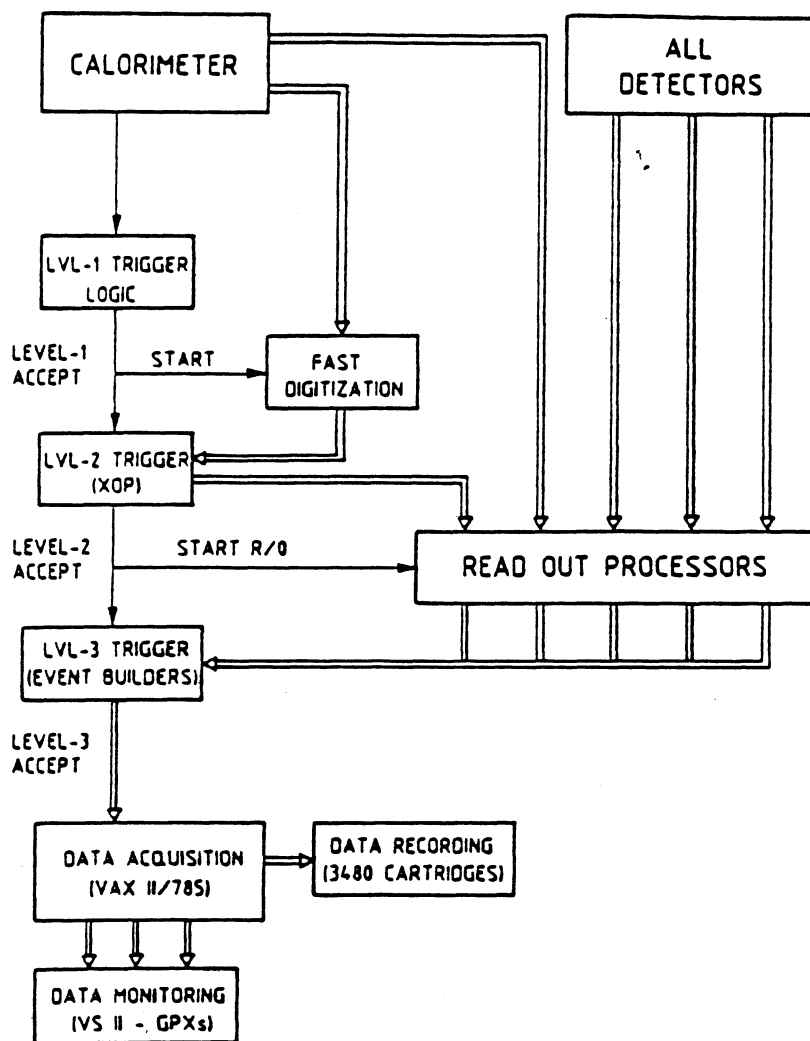


Fig. 1.17: Diagramma sistematico del sistema di acquisizione dati di UA2.

- *Trigger* per e , W , Z , top e \cancel{p}_T , per i quali tutti gli elementi del rivelatore vengono letti.
- *Trigger* per l'energia trasversa totale e per i jet , per i quali sono letti soltanto i calorimetri, i silici, i TOF ed i VETO.
- *Trigger* per due jet a bassa massa invariante, per il quale si tiene conto del calorimetro, dei TOF e dei VETO. Solo una frazione predeterminata di questo tipo di eventi è accettata.
- *Trigger* di *Minimum Bias*, utilizzato per il calcolo della luminosità. Solo una piccola frazione di questi eventi è letta, ed è registrata solo l'informazione proveniente dai TOF e dai VETO.

Ad ogni livello di *trigger* l'evento può essere accettato, rigettato o solo parzialmente rigettato.

Lo studio dello spettro in p_T di W e Z è basato sulla selezione di eventi contenenti un elettrone più un elevato momento mancante nell'evento (\cancel{p}_T) per il W e due elettroni per lo Z . Questi eventi sono caratterizzati dal fatto che la maggior parte dell'energia è depositata nei compartimenti elettromagnetici del calorimetro e che la forma degli sciame rivelati è compatibile con quella che ci si aspetta per elettroni singoli che incidono sul calorimetro stesso. Eventi di questo tipo vengono così catalogati come "candidati elettroni" e le celle interessate dallo sciame sono considerate far parte di un *cluster* elettromagnetico.

I diversi tipi di *trigger* utilizzati per selezionare W e Z richiedono:

Trigger Z :

Almeno due *cluster* elettromagnetici con energia trasversa $E_T^{em} > 4.5 \text{ GeV}$ separati nel piano trasverso di un angolo $\Delta\phi \geq 60^\circ$ e con massa invariante $M_{inv}^{em1-em2} > 9 \text{ GeV}$.

Trigger W :

Almeno un *cluster* elettromagnetico con energia trasversa $E_T^{em} > 11.5 \text{ GeV}$

Soffil Z:

Almeno due *cluster* elettromagnetici con energia trasversa $E_T^{em} > 4.5$ GeV separati nel piano trasverso di un angolo $\Delta\phi \geq 60^\circ$ e con massa invariante $M_{inv}^{em1-em2} > 20$ GeV.

Soffil W:

Almeno un *cluster* elettromagnetico con energia trasversa $E_T^{em} > 15$ GeV e impulso trasverso mancante $\not{p}_T > 15$ GeV.

1.4 La ricostruzione degli sciame nel calorimetro

La tecnica standard per la ricostruzione degli sciame elettromagnetici nel calorimetro consiste nel mettere insieme, in una struttura chiamata *cluster*, celle adiacenti in cui l'energia è maggiore di 400 MeV. Per lo studio degli eventi adronici, invece, vengono utilizzati algoritmi che effettuano una scansione di tutte le celle del calorimetro e le raggruppano in coni di apertura prestabilita o in finestre, cioè gruppi rettangolari di celle adiacenti nel piano $\theta - \phi$, cercando nel calorimetro il gruppo di celle (cono o finestra) che massimizza l'energia depositata.

Le dimensioni laterali dello sciame sono descritte dalle due variabili R_θ e R_ϕ che, in unità di cella, sono definite come:

$$R_\theta = \frac{1}{10^\circ} \sqrt{\sum_{i=1}^n \frac{E_i(\theta_c - \theta_i)^2}{E_{tot}}}$$

$$R_\phi = \frac{1}{15^\circ} \sqrt{\sum_{i=1}^n \frac{E_i(\phi_c - \phi_i)^2}{E_{tot}}}$$

La somma è estesa a tutte le celle del *cluster*. E_i , θ_i , ϕ_i sono rispettivamente l'energia, l'angolo polare e quello azimutale relativi alla cella i -esima; E_{tot} , θ_c , ϕ_c sono l'energia e le coordinate angolari dell'intero *cluster*.

Le dimensioni longitudinali dello sciame sono definite tramite il rapporto tra la somma delle energie depositate nei due compartimenti adronici e l'energia totale dello sciame. Le dimensioni longitudinali e laterali dei *cluster* sono utilizzate per identificare il tipo di particella (singola o *jet*) che ha dato origine allo sciame.

1.5 La misura dell'impulso trasverso mancante

L'aggiunta dei calorimetri End Caps ha notevolmente migliorato in UA2 la qualità della misura del momento trasverso mancante. A livello di *trigger* l'impulso trasverso mancante è definito come il modulo della componente trasversa del vettore:

$$\vec{p} = - \sum_{i=1}^n E_i \times \vec{u}_i$$

dove E_i è l'energia misurata nella cella i -esima ed \vec{u}_i è il versore che dà la direzione della congiungente il centro geometrico della i -esima cella al centro di UA2; la somma è estesa a tutte le celle del calorimetro.

Nell'analisi *offline* si utilizza invece:

$$\vec{p} = - \sum_{i=1}^n E_i \times \vec{v}_i$$

dove \vec{v}_i è il versore della congiungente il vertice dell'evento al centro della cella i -esima.

La definizione di \vec{p} viene ulteriormente migliorata una volta identificato l'evento come elettrone, come sarà illustrato nel capitolo riservato alla selezione degli eventi.

Una buona precisione nella misura del momento trasverso mancante è di importanza fondamentale negli eventi W . Nel canale di decadimento studiato $W \rightarrow e\nu_e$ la misura di p_T è la misura indiretta dell'impulso trasverso del neutrino.

Capitolo 2

Il Modello Standard e lo studio di p_T^{IVB}

La produzione dei bosoni vettori intermedi W^\pm e Z ai *collider* $p\bar{p}$ è talvolta accompagnata da radiazione di gluoni nello stato iniziale da parte dei *quark* interagenti. Questa radiazione fa sì che gli IVB acquistino momento trasverso non trascurabile. Per piccoli valori dell'impulso trasverso degli IVB p_T^{IVB} , per i quali domina la radiazione di stato iniziale di gluoni di basso momento, la sezione d'urto per la produzione di IVB è stata calcolata usando tecniche di risommazione. Ad elevato p_T ($p_T \geq 30$ GeV), essa è invece ben descritta dalla QCD perturbativa. Nel seguito è delineato il calcolo completo all'ordine $O(\alpha_s^2)$ per la sezione d'urto differenziale, $d^2\sigma/dp_T dy$ (y è la rapidità[†]), portato a termine nel 1988 da Arnold e Reno [23], preceduto da una breve rassegna sul Modello Standard.

2.1 Il Modello Standard

Il Modello Standard riunisce il modello di Glashow, Weinberg e Salam che descrive le interazioni elettrodeboli, basato sul gruppo di *gauge* $SU(2) \times U(1)$ con la Cromodinamica Quantistica, che descrive le interazioni forti, il cui gruppo di *gauge* è

[†] $y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E+P_L}{E-P_L} \right)$ dove E è l'energia dell'IVB e P_L è il suo momento longitudinale.

$SU(3)$ [26, 27, 28]. I generatori di $SU(2) \times U(1)$ sono rappresentati dalle tre componenti dell'isospin debole I e dall'ipercarica debole Y , legati alla carica elettrica dalla relazione:

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} \quad (2.1)$$

I fermioni sono rappresentati nel modello da doppietti sinistrorsi (L_l con l che sta per leptone) di $SU(2)$ con $Y = -1$ e singoletti destrorsi (R_l) con $Y = -2$:

$$L_l = \frac{(1 - \gamma_5)}{2} \begin{pmatrix} \nu_l \\ l \end{pmatrix} \quad R_l = \frac{(1 + \gamma_5)}{2} l \quad (2.2)$$

La rottura della simmetria $SU(2) \times U(1)$ attraverso il meccanismo di Higgs introduce nella Lagrangiana termini di massa per i fermioni ed i bosoni della teoria che si accoppiano allo Higgs. Le uniche particelle che rimangono prive di massa sono il fotone ed il neutrino che non interagiscono col bosone di Higgs.

I campi che descrivono particelle fisiche W^\pm e Z sono ottenuti come combinazioni lineari dei campi di *gauge* W_μ^i e B_μ :

$$W_\mu = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 - iW_\mu^2) \quad (2.3)$$

$$Z_\mu = \cos \theta_W W_\mu^3 - \sin \theta_W B_\mu \quad (2.4)$$

$$A_\mu = \sin \theta_W W_\mu^3 + \cos \theta_W B_\mu \quad (2.5)$$

L'angolo di Weinberg θ_W è fissato richiedendo che il campo A_μ sia a massa nulla e determina l'ammontare delle correnti deboli neutra e carica nell'interazione elettrodebole. Nei termini delle costanti di accoppiamento g e g' delle due interazioni deboli si ha:

$$\cos \theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (2.6)$$

Le costanti g e g' sono a loro volta legate alla carica dell'elettrone (nel sistema di unità con $c = \hbar = 1$) dalle relazioni:

$$e = g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W \quad (2.7)$$

Nel contesto del modello le masse del W e dello Z sono legate dalla relazione:

$$M_Z = \frac{M_W}{\cos \theta_W} \quad (2.8)$$

Quanto finora esposto è relativo alla versione minimale del Modello Standard, che prevede l'introduzione di un solo doppietto di Higgs. Versioni più complesse della teoria considerano più doppietti di Higgs.

Nel Modello Standard sono presenti tre famiglie fermioniche. Ogni famiglia comprende un doppietto di leptoni (un leptone carico ed il suo neutrino) e 3 doppietti di *quark*, uno per ciascun colore.

La prima famiglia è costituita dall'elettrone e dal suo neutrino e dai *quark up* e *down*. La seconda famiglia dal muone e dal suo neutrino e dai *quark charm* e *strange* e, infine, la terza famiglia dal τ col rispettivo neutrino e dai *quark top* e *bottom*. L'esistenza del *top* non è stata ancora osservata sperimentalmente, sebbene sia suffragata da forti motivazioni teoriche.

Le interazioni deboli non sono accoppiate semplicemente ai *quark*, ma a combinazioni lineari di essi, ottenute mediante una matrice unitaria, la matrice CKM (Cabibbo, Kobayashi e Maskawa). Gli autostati di massa e quelli dell'interazione debole sono così legati dalla relazione:

$$d'_i = V_{ij} d_j \quad (2.9)$$

dove le V_{ij} sono gli elementi della matrice CKM e d_j sono i campi dei *quark*.

Le interazioni forti sono descritte dal settore $SU(3)$ del Modello Standard e la teoria ad esso associata è la Cromodinamica Quantistica o QCD. Nella QCD i *quark* sono rappresentati da tripletti di colore di $SU(3)$ le cui interazioni sono mediate da otto particelle di carica elettrica e massa nulla, i gluoni. Il fatto che i gluoni siano privi di massa discende dall'assunzione, nel Modello, che la simmetria $SU(3)$ di colore sia esatta (non esiste qui un meccanismo di rottura spontanea come avviene per le interazioni elettrodeboli).

Diversamente dai quanti del campo elettromagnetico, i fotoni, i gluoni sono "colorati", cioè trasportano la carica associata al campo da essi mediato.

Le proprietà fisiche fondamentali della QCD sono la libertà asintotica ed il confinamento. La prima proprietà consiste nel fatto che l'accoppiamento fra i costituenti colorati della teoria decresce logaritmicamente a piccola distanza: essa consente così di descrivere perturbativamente i processi di interazione forte che coinvolgono grandi

momenti trasferiti (Q). La seconda proprietà è relativa al fatto che l'energia potenziale di legame fra le particelle colorate aumenta in modo approssimativamente lineare a grandi distanze, per cui solo stati di singoletto di colore possono essere prodotti ed osservati sperimentalmente.

La costante di accoppiamento in QCD è rappresentata dal parametro α_s , la cui dipendenza dal quadrato del momento trasferito (Q^2) è descritta dalla relazione:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(11n - 2f) \ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda^2}\right)} \quad (2.10)$$

dove n è il numero di colori ed f è il numero di sapori presenti nella teoria. Λ è un parametro il cui valore non è fissato dalla teoria, ma che evidenze sperimentali limitano nell'intervallo: $100 \text{ MeV} < \Lambda < 500 \text{ MeV}$. Esso definisce la regione di Q^2 nella quale si passa dalla condizione di libertà asintotica ($\alpha_s(Q^2) < 1$), in cui possono essere utilizzate tecniche perturbative, a quella in cui $\alpha_s(Q^2) > 1$, dove queste tecniche non possono più essere applicate.

2.2 La sezione d'urto di produzione di IVB ad alto

p_T

Fino al 1988 l'unico calcolo disponibile della sezione d'urto di produzione degli IVB $d^2\sigma/(dp_T dy)$, era limitato al primo ordine in α_s , [30]. Ad energie elevate, tuttavia, i processi al secondo ordine in α_s , giocano un ruolo di fondamentale importanza: il processo di diffusione *quark*-gluone, ad esempio, che era stato studiato in particolare per il caso specifico $qg \rightarrow W + 2\text{jet}$ [29]. Sfortunatamente un tale calcolo è valido solo quando i due *jet* sono ben separati. In caso contrario, cioè quando i due *jet* sono collineari fra di loro o con l'asse dei fasci, compaiono delle singolarità nella sezione d'urto.

Queste singolarità vengono eliminate se si considera la sezione d'urto inclusiva per la produzione di W con un qualsiasi numero di *jet* integrando su tutto lo spazio delle fasi dei *jet* prodotti, poichè la divergenza presente quando due *jet* sono collineari è cancellata da quella presente nelle correzioni ad un *loop* per la produzione di *jet*

singoli. A causa di queste singolarità le tecniche perturbative non sono applicabili e bisogna utilizzare le tecniche di risommazione oppure considerare solo la sezione d'urto totale integrando analiticamente in p_T [30].

Nel seguito, per semplicità, chiameremo W un qualsiasi IVB a meno che non sia altrimenti specificato.

I diagrammi al primo ordine, indicati con L , per la produzione di W attraverso l'annichilazione $q\bar{q}$ sono mostrati in fig. 2.1. Parte dei contributi al secondo ordine provengono dall'interferenza di questi diagrammi con le correzioni ad un *loop* (V) illustrate in fig. 2.2. Il resto proviene dalla produzione associata di W e di due *jet* descritta dai diagrammi G di fig. 2.3. I diagrammi per la produzione di W attraverso lo *scattering* qg possono essere ottenuti dall'incrocio di L , V e G . Quelli per la produzione attraverso lo *scattering* gg possono essere ottenuti in modo simile dal solo G . I diagrammi F di fig. 2.4 forniscono i contributi restanti allo *scattering* $q\bar{q}$. I diagrammi H di fig. 2.5 rappresentano lo *scattering* qg (H_5 e H_8 devono essere inclusi solo se i due *quark* iniziali e quelli finali sono uguali).

2.2.1 La simbologia adottata

I quadrimomenti degli adroni saranno nel seguito indicati con P_1 e P_2 mentre a quelli dei partoni ci si riferirà con p_1 e p_2 . Il quadrimomento del W , dello Z o del fotone virtuale prodotto è definito come q ; p_T e y sono rispettivamente il loro momento trasverso e la rapidità. La scelta della scala di Q^2 per il processo di produzione di IVB rimane così fissata a $Q^2 \equiv q^2$. Le variabili di Mandelstam degli adroni (S, T, U) e dei *quark* interagenti (s, t, u) sono definite come:

$$S = (P_1 + P_2)^2 \quad T = (P_1 - q)^2 \quad U = (P_2 - q)^2 \quad (2.11)$$

$$s = (p_1 + p_2)^2 \quad t = (p_1 - q)^2 \quad u = (p_2 - q)^2 \quad (2.12)$$

Nel caso in cui il W è accompagnato da due *jet*, la massa invariante di questi ultimi è data da:

$$s_2 = s + t + u - Q^2 \quad (2.13)$$

Le funzioni di struttura, ossia le funzioni che descrivono la probabilità che un

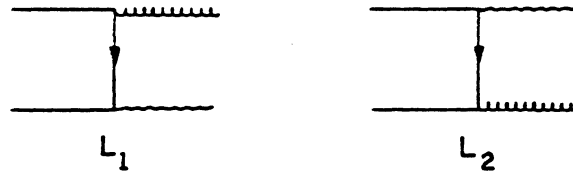


Fig. 2.1: Diagrammi al primo ordine per il processo $q\bar{q} \rightarrow gW$. Le linee ad elica rappresentano gluoni, quelle ondulate W .

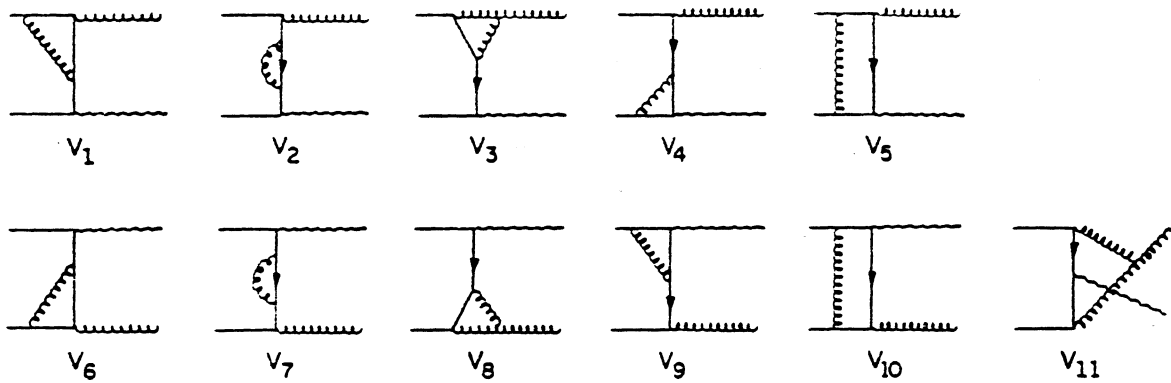


Fig. 2.2: Diagrammi al secondo ordine per il processo $q\bar{q} \rightarrow gW$.

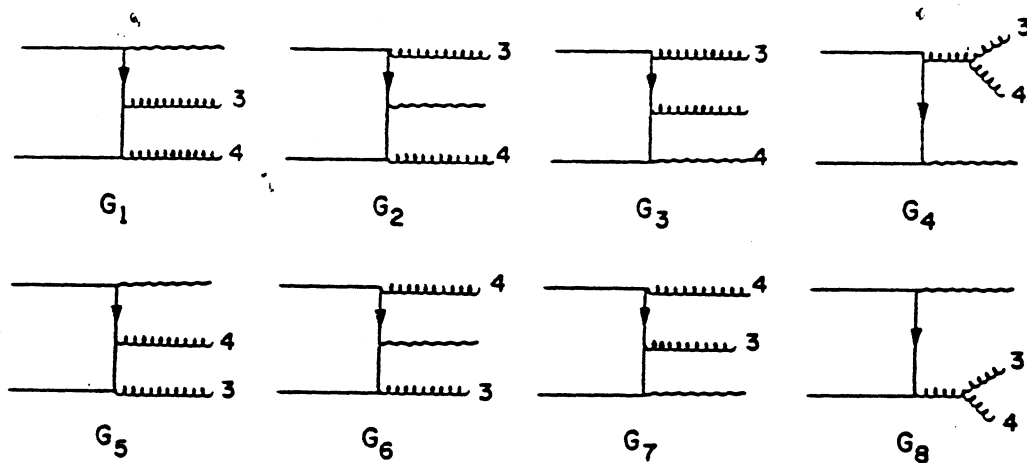


Fig. 2.3: Diagrammi per il processo $q\bar{q} \rightarrow ggW$.

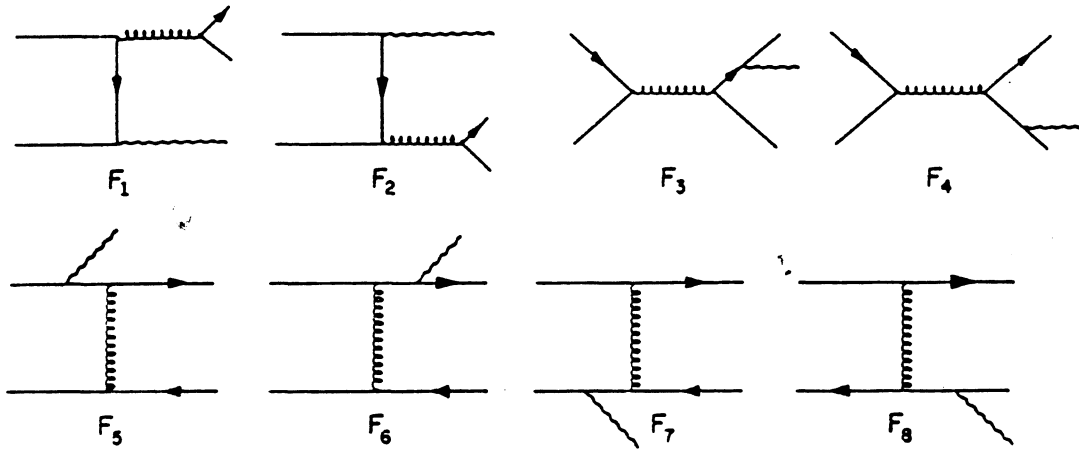


Fig. 2.4: Diagrammi per il processo $q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}W$.

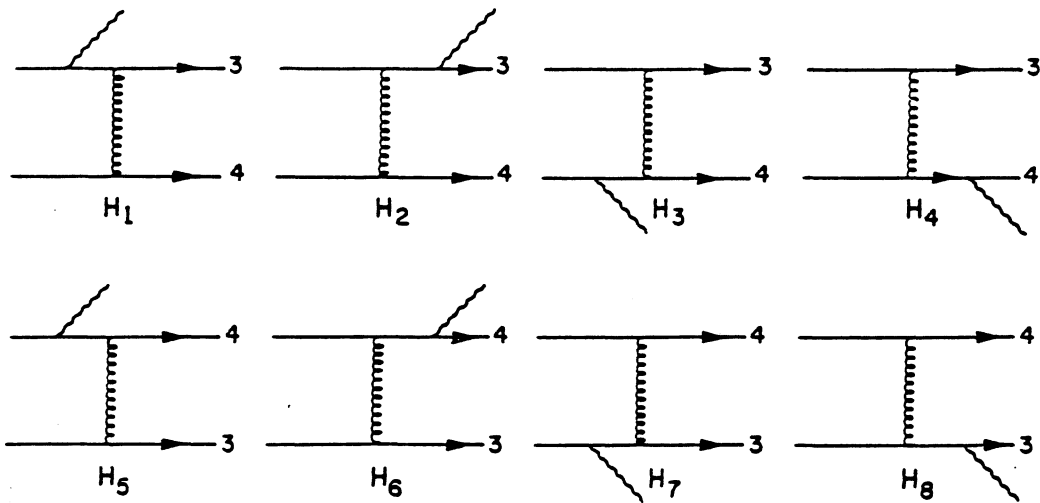


Fig. 2.5: Diagrammi per il processo $qq \rightarrow qqW$.

partone abbia una frazione di impulso x del protone di cui fa parte quando il momento trasferito nell'interazione è Q^2 , saranno indicate nel seguito con $f(x, Q^2)$.

2.2.2 Il calcolo della sezione d'urto $d^2\sigma/dp_T^2 dy$

Nel seguito è esposto, in grandi linee, il procedimento seguito nel calcolo della $d^2\sigma/dp_T^2 dy$. Il calcolo è stato effettuato seguendo lo schema di Ellis et al. in [31, 32], a cui si rimanda per maggiori dettagli. Si vuole ottenere la sezione d'urto partonica $d^2\tilde{\sigma}/dtd u$ che può essere convoluta con le funzioni di struttura al fine di ottenere la sezione d'urto totale del processo di produzione del W .

$$\frac{d^2\sigma_{AB}}{dp_T^2 dy} = \sum_{i,j} \int dx_1 dx_2 f_i^A(x_1, M^2) f_j^B(x_2, M^2) \frac{sd^2\tilde{\sigma}_{ij}}{dtd u}(\alpha_s(M^2), x_1 P_1, x_2 P_2) \quad (2.14)$$

Nell'equaz. 2.14 gli indici i e j identificano i sapori dei *quark* contenuti nei due adroni collidenti (A e B). Nella equaz. 2.14 sono contenute due serie di termini al secondo ordine in α_s : quelli provenienti dalla $d^2\tilde{\sigma}/dtd u$ e quelli provenienti dalla definizione ed evoluzione delle funzioni di struttura.

Essenzialmente, il calcolo della $d^2\sigma_{AB}/dp_T^2 dy$ è stato effettuato in una serie di passi successivi che sono di seguito brevemente descritti.

Passo 1. Sono stati calcolati i contributi dei diagrammi di Feynman alla $d^2\tilde{\sigma}/dtd u$. Gli integrali dei *loop* e sugli spazi delle fasi per le particelle che accompagnano il W sono eseguiti con la tecnica della regolarizzazione dimensionale.

Nel seguito i contributi al primo ed al secondo ordine alla sezione d'urto saranno indicati rispettivamente con gli apici (1) e (2): $d^2\tilde{\sigma}^{(1)}/dtd u$ e $d^2\tilde{\sigma}^{(2)}/dtd u$.

Passo 2. Sono state ottenute le relazioni tra le funzioni di struttura normalizzate e quelle non rinormalizzate a seconda dello schema (\overline{MS} o DIS) utilizzato per il controllo delle divergenze generate dai *loop*.

Passo 3. È stata calcolata la sezione d'urto $d^2\tilde{\sigma}/dtd u$ all'ordine α_s^2 .

Passo 4. Le divergenze legate ai due *jet* collineari nel limite $s_2 \rightarrow 0$ sono state espresse come potenze del tipo $s_2^{-1-\epsilon}$. Tali termini producono divergenze nell'integrazione su x_1 e x_2 . Queste divergenze vengono tuttavia cancellate da poli identici ma di segno contrario provenienti dai diagrammi virtuali e dai termini di fattorizzazione.

Passo 5. Una volta eliminati i poli, è stato effettuato il calcolo numerico della sezione d'urto attraverso la convoluzione della $d^2\tilde{\sigma}/dtdu$ con le funzioni di struttura.

Il calcolo descritto è stato ottenuto nello schema \overline{MS} , tuttavia, in generale, un qualsiasi schema di fattorizzazione può essere utilizzato purchè si tenga conto di opportuni termini correttivi necessari per passare da uno schema all'altro.

La scala di rinormalizzazione μ^2 che compare nella sezione d'urto è stata scelta uguale a quella di fattorizzazione M^2 delle funzioni di struttura. È possibile la scelta di due definizioni della scala del problema: Q^2 e p_T^2 . Gli effetti derivanti dalla variazione di scala saranno considerati come incertezze sistematiche sulla determinazione teorica della sezione d'urto. I parametri del modello elettrodebole sono stati fissati a:

$$\begin{aligned} M_W &= 80.1 \text{ GeV} & M_Z &= 91.2 \text{ GeV} \\ \sin^2 \theta_W &= 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2} & \sin \theta_c &= 0.219 \end{aligned} \quad (2.15)$$

La sezione d'urto differenziale è stata, infine, normalizzata alla sezione d'urto totale calcolata all'ordine "zero" [33] e utilizzando le funzioni di struttura DFLM [34].

In tab. 2.1 i valori della sezione d'urto sono riportati in funzione di p_T ed al variare della scelta di M^2 . Nel caso $M^2 = p_T^2$ la sezione d'urto totale è stata valutata a $M^2 = \langle p_T^2 \rangle = (10 \text{ GeV})^2$ [35], ottenendo:

$$\begin{aligned} \sigma(W^+) &= 3.80 \text{ nb} \\ \sigma(Z) &= 2.56 \text{ nb} \end{aligned} \quad \text{per } \sqrt{s} = 630 \text{ GeV} \quad M^2 = (10 \text{ GeV})^2 \quad (2.16)$$

I risultati in tab. 2.1 partono da $p_T = 20 \text{ GeV}$: questo valore è quello per cui i valori ottenuti con la procedura della risommazione (che sarà descritta nel seguito) diventano confrontabili con quelli ottenuti con metodi perturbativi [35].

Nella fig. 2.6 la dipendenza dalla scala è messa in evidenza mostrando il confronto tra le sezioni d'urto differenziali ottenute ad un fissato p_T (20 GeV) ed in funzione di M e di Λ_{QCD} . I contributi all'errore teorico sui valori della sezione d'urto sono dovuti a: la scelta della scala di rinormalizzazione e del valore di Λ_{QCD} , la parametrizzazione delle funzioni di struttura e l'applicazione della procedura di risommazione per piccoli valori di p_T . L'errore sistematico introdotto dalla scelta della scala di

p_T	Produzione di W		Produzione di Z	
	$M^2 = Q^2$	$M^2 = p_T^2$	$M^2 = Q^2$	$M^2 = p_T^2$
20	2.65×10^{-4}	2.48×10^{-4}	2.88×10^{-4}	2.56×10^{-4}
40	1.64×10^{-5}	1.36×10^{-5}	1.93×10^{-5}	1.54×10^{-5}
60	1.93×10^{-6}	1.51×10^{-6}	2.46×10^{-6}	1.85×10^{-6}
80	2.91×10^{-7}	2.15×10^{-7}	4.02×10^{-7}	2.88×10^{-7}
100	4.88×10^{-8}	3.44×10^{-8}	7.39×10^{-8}	5.06×10^{-8}
120	8.61×10^{-9}	5.89×10^{-9}	1.43×10^{-8}	9.56×10^{-9}
140	1.53×10^{-9}	1.01×10^{-9}	2.77×10^{-9}	1.82×10^{-9}
160	2.62×10^{-10}	1.67×10^{-10}	5.20×10^{-10}	3.36×10^{-10}

Tabella 2.1: $(d\sigma/dp_T)/(p_T\sigma)$ (GeV) in funzione di p_T (GeV) per $\sqrt{s} = 630$ GeV e $\Lambda_{QCD}(4 \text{ sapori}) = 260$ MeV.

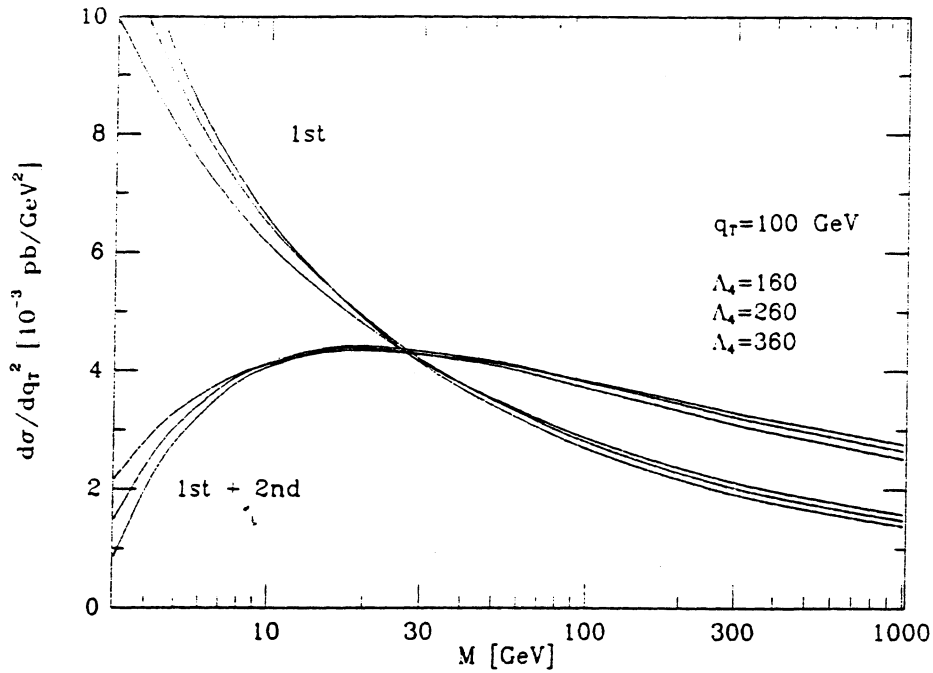


Fig. 2.6: Dipendenza della $d\sigma/dp_T^2$ in funzione della scala di fattorizzazione M . I risultati sono ottenuti per produzione di W^+ a $\sqrt{s} = 1.8$ TeV.

rinormalizzazione e da quella del valore di Λ_{QCD} , è stato studiato esaminando le variazioni nella sezione d'urto quando Λ_{QCD} (calcolato considerando 4 sapori di *quark*) assume i valori 160, 260, 360 MeV e la scala di M^2 è posta uguale a Q^2 ed a p_T^2 . All'energia dell' $S\bar{p}pS$ queste variazioni sono $\sim \pm 10\%$ a basso p_T e $\sim \pm 35\%$ ad alto p_T .

2.3 Risommazione e *matching*

La teoria perturbativa, che ha fornito i risultati discussi nel paragrafo precedente, non è più applicabile a basso p_T , per il quale viene utilizzata la tecnica di risommazione, messa a punto da Collins e Soper [36, 37]. Per valori intermedi di p_T ($10 < p_T < 30$ GeV) ambedue le tecniche, quella perturbativa e quella di risommazione, sembrano fornire risultati ragionevoli. Per questo motivo, si sceglie di solito un p_T arbitrario di soglia che divide la zona di "risommazione" da quella "perturbativa" e si utilizzano i due metodi separatamente nelle due regioni di p_T così individuate. Un tale modo di procedere conduce ad un errore relativo sul calcolo della sezione d'urto dell'ordine $O(\alpha_s^2 \ln^4(1/\alpha_s^2))$. L'errore può essere ridotto a $O(\alpha_s^2)$ utilizzando una tecnica di *matching* tra i metodi perturbativi e di risommazione messa a punto, all'ordine *leading*, da Altarelli et al. [30, 35]. Arnold e Kauffman [24] hanno ripreso ed applicato questa tecnica all'ordine *next to leading*. Nel seguito di questo paragrafo si discuteranno più dettagliatamente alcuni aspetti delle tecniche di calcolo finora citate.

2.3.1 Cenni sulla risommazione

Per valori di p_T abbastanza elevati, la sezione d'urto per la produzione di W e Z può essere sviluppata perturbativamente:

$$\frac{d\sigma}{dp_T^2} = \alpha_W \alpha_s (u_1 + u_2 \alpha_s + u_3 \alpha_s^2 + \dots) \quad (2.17)$$

A basso p_T , la serie perturbativa 2.17 non converge. I contributi dominanti alla

eq. 2.17 sono del tipo:

$$\frac{d\sigma}{dp_T^2} \sim \frac{\alpha_W \alpha_s}{p_T^2} \ln \left(\frac{Q^2}{p_T^2} \right) \left[v_1 + v_2 \alpha_s \ln^2 \left(\frac{Q^2}{p_T^2} \right) + v_3 \alpha_s^2 \ln^4 \left(\frac{Q^2}{p_T^2} \right) + \dots \right] \quad (2.18)$$

dove Q^2 è la massa al quadrato del W o dello Z . L'approssimazione espressa dalla 2.18 è nota come approssimazione *leading logarithm* alla $d\sigma/dp_T^2$. La convergenza della serie è controllata da $\alpha_s \ln^2(Q^2/p_T^2)$ e a basso p_T i termini della serie possono divergere, pur restando α_s piccolo. Il fatto che l'espressione perturbativa convenzionale non è più valida a basso p_T può essere dedotto dalla presenza del fattore $1/p_T^2$ presente nella equaz. 2.18, che rende divergente l'integrale in p_T della sezione d'urto.

Tuttavia i coefficienti v_i dell'approssimazione *leading logarithm* nell'eq. 2.18 non sono indipendenti ed è possibile sommare la serie esattamente in modo che lo sviluppo possa essere utilizzato anche quando il termine $\alpha_s \ln^2(Q^2/p_T^2)$ è grande. In particolare, tutti i v_i possono essere espresse in termini di v_1 .

La tecnica può essere generalizzata per risommare tutti i termini della serie perturbativa che sono singolari come $1/p_T^2$ per $p_T \rightarrow 0$. La 2.18 può essere così riscritta come:

$$\frac{\alpha_W}{p_T^2} [\alpha_s(L+1) + \alpha_s^2(L^3 + L^2 + L + 1) + \alpha_s^3(L^5 + \dots + 1) + \dots] \quad (2.19)$$

dove $L = \ln(Q^2/p_T^2)$. L'idea alla base della risommazione è quella di esprimere la sezione d'urto in termini del tipo:

$$\frac{d^2\sigma}{dp_T^2 dy} \sim \frac{\alpha_W}{p_T^2} (\alpha_s Z_1 + \alpha_s^2 Z_2 + \dots) \quad (2.20)$$

dove $\alpha_s Z_1$ contiene le due più grandi potenze dei logaritmi ad ogni ordine di α_s , $\alpha_s^2 Z_2$ contiene le due potenze successive dei logaritmi, $\alpha_s^3 Z_3$, le successive due e così via.

Eguagliando così l'espressione (2.20) alla (2.19) si ottiene:

$$\begin{aligned} \alpha_s Z_1 &\sim \alpha_s(L+1) + \alpha_s^2(L^3 + L^2) + \alpha_s^3(L^4 + L^4) + \dots \\ \alpha_s^2 Z_2 &\sim \alpha_s^2(L+1) + \alpha_s^3(L^3 + L^2) + \dots \\ \alpha_s^3 Z_3 &\sim \alpha_s^3(L+1) + \dots \end{aligned} \quad (2.21)$$

Si osservi che, a questo punto, il rapporto fra due termini successivi $\alpha_s^n Z_n$ nella (2.20) è dell'ordine α_s , invece che $\alpha_s L^2$ come si aveva nella serie originaria (2.19). La

somma che definisce Z_N può essere calcolata analiticamente fornendo una espansione perturbativa (2.20) il cui andamento è controllato dalle potenze di α_s .

Troncare la serie al secondo ordine è equivalente a troncane l'espansione riorganizzata all'ordine *next to leading* come anche a considerare le quattro potenze di logaritmi più elevate per ogni ordine della teoria perturbativa convenzionale. Il primo termine non considerato è $\alpha_s^3 \ln(Q^2/p_T^2)$. Bisogna sottolineare che il risultato così ottenuto è valido all'ordine *next to leading* e non al secondo ordine. Anche se i due ordini coincidono per valori elevati di p_T , la sezione d'urto integrata è valida all'ordine $O(\alpha_s)$ e non $O(\alpha_s^2)$.

2.3.2 Matching fra risommazione e calcolo perturbativo

Normalmente, il calcolo perturbativo ed il calcolo risommato sono utilizzati indipendentemente e per regioni diversi di valori di p_T . Il lavoro di Arnold e Kauffman [24], descritto nel seguito, li utilizza entrambi nella zona intermedia di p_T , in cui sono valide ambedue le tecniche, e fornisce un valore della sezione d'urto proveniente dal "matching" dei due metodi.

Il motivo per cui la risommazione è valida solo per $p_T^2 \ll Q^2$ è che finora sono stati considerati solo quei termini che divergono almeno come $1/p_T^2$ per $p_T \rightarrow 0$. Non considerare i termini non divergenti conduce ad un errore relativo dell'ordine $O(p_T^2/Q^2)$ sulla sezione d'urto.

Se si riscrive la relazione per la sezione d'urto come:

$$\frac{d^2\sigma}{dp_T^2 dy} = \frac{d^2\sigma}{dp_T^2 dy}(\text{risom}) + R(\alpha_s) \quad (2.22)$$

dove $R(\alpha_s)$ contiene tutti i termini che sono meno singolari di $1/p_T^2$. Gli altri termini dell'eq. 2.22 sono risommati come descritto in precedenza, mentre R è calcolato perturbativamente al secondo ordine in α_s . R può quindi essere estratto al secondo ordine dal calcolo perturbativo convenzionale:

$$R = \frac{d^2\sigma}{dp_T^2 dy}(\text{pert}) - \frac{d^2\sigma}{dp_T^2 dy}(\text{asin}) \quad (2.23)$$

dove il primo termine descrive il comportamento asintotico della sezione d'urto al secondo ordine. Si ha infine:

$$\frac{d^2\sigma}{dp_T^2 dy}(\text{total}) = \frac{d^2\sigma}{dp_T^2 dy}(\text{risom}) + \frac{d^2\sigma}{dp_T^2 dy}(\text{pert}) - \frac{d^2\sigma}{dp_T^2 dy}(\text{asin}) \quad (2.24)$$

Nella 2.24 è evidente il significato del *matching*: a basso p_T il termine perturbativo e quello asintotico si annullano, lasciando solo quello di risommazione; ad alto p_T si annullano invece quello di risommazione e quello asintotico al secondo ordine, e solo quello perturbativo sopravvive. È importante, per non introdurre termini proporzionali a $1/p_T^2$ in R , valutare il risultato perturbativo e quello asintotico alle stesse scale di rinormalizzazione e fattorizzazione μ ed M .

2.3.3 Vantaggi e limiti di validità del *matching*

È già stato sottolineato come la teoria perturbativa convenzionale fornisce una buona approssimazione alla sezione d'urto quando $\alpha_s \ln(Q^2/p_T^2)$ è piccolo se confrontato con 1; è necessario invece applicare la risommazione dei termini $1/p_T^2$ per $p_T^2 \ll Q^2$. Poichè le due regioni si sovrappongono, invece di operare il *matching* descritto nella sezione precedente, potrebbe sembrare ragionevole scegliere un p_T^{cut} di taglio nella regione di sovrapposizione e considerare nella sezione d'urto i termini risommati per $p_T < p_T^{\text{cut}}$, ed il risultato perturbativo per $p_T > p_T^{\text{cut}}$. A $p_T = p_T^{\text{cut}}$, la differenza nella sezione d'urto calcolata con i due metodi potrebbe essere considerata parte dell'errore teorico.

Per minimizzare questo errore occorre scegliere un p_T^{cut} tale che gli errori relativi sulla sezione d'urto ottenuti con i due metodi siano uguali. Se, infatti, l'errore introdotto col metodo perturbativo fosse più grande di quello introdotto con la risommazione per $p_T = p_T^{\text{cut}}$, sarebbe senza senso utilizzare il risultato perturbativo per valori di p_T appena superiori a p_T^{cut} . Richiedere che questi errori siano uguali fornisce:

$$(p_T^{\text{cut}})^2 \sim \alpha_s^2 Q^2 \frac{\ln^4(1/\alpha_s^2)}{\ln^r(1/\alpha_s^2)} \quad \epsilon(p_T^{\text{cut}}) \sim O\left(\alpha_s^2 \ln^4\left(\frac{1}{\alpha_s^2}\right)\right) \quad (2.25)$$

dove $\epsilon(p_T^{\text{cut}})$ è l'errore relativo sulla sezione d'urto a $p_T = p_T^{\text{cut}}$.

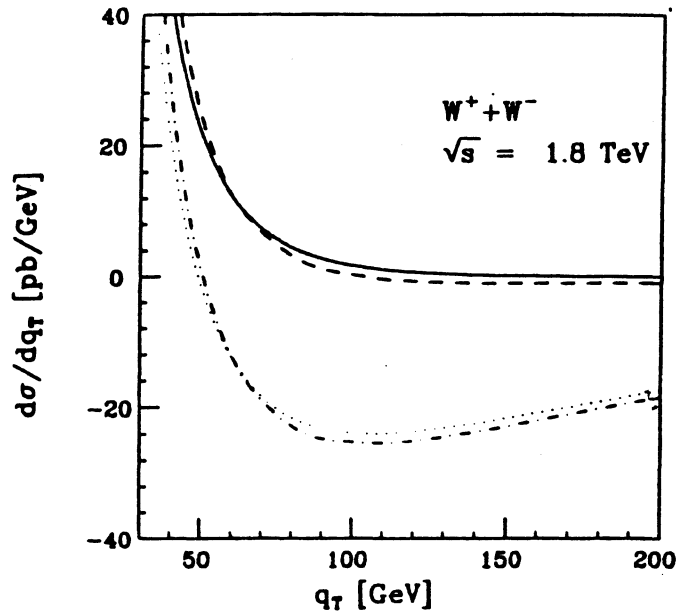


Fig. 2.7: $d\sigma/dp_T$ per $p\bar{p} \rightarrow W^\pm + X$ a $\sqrt{s} = 1.8$ TeV, usando i parametri descritti nel testo. La curva continua è la $d\sigma/dp_T(\text{pert})$, quella tratteggiata $d\sigma/dp_T(\text{totale})$. La curva punto-linea è la $d\sigma/dp_T(\text{risom})$ e la curva punteggiata è la $d\sigma/dp_T(\text{asin})$.

Se si considera invece il *matching* tra le espressioni perturbativa e di risommazione delle eq. 2.22 e 2.24, l'errore relativo ϵ è semplicemente:

$$\epsilon(\text{totale}) = O(\alpha_s^2) \quad (2.26)$$

per cui la tecnica di *matching* del calcolo perturbativo con quello risommato riduce l'errore teorico relativo sulla sezione d'urto 2.25 di un fattore $\ln^4(1/\alpha_s^2)$. Questo fa sì che l'applicazione del *matching* sia considerata vantaggiosa nel calcolo della $d\sigma/dp_T^2$. Si può dimostrare che, tuttavia, quando il valore del resto R definito nella (2.23) supera il valore della $d^2\sigma/dp_T^2 dy$ stessa, la teoria perturbativa convenzionale è più accurata del risultato ottenuto col *matching* 2.24 per cui esistono dei limiti di validità all'applicazione della procedura di *matching*.

In fig. 2.7 sono illustrate le previsioni teoriche per la produzione di W ad alto p_T a $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. Le curve per la sezione d'urto di risommazione ed asintotica sono molto vicine e diventano negative per $p_T \sim 50$ GeV. Anche le curve del termine

perturbativo e della sezione d'urto totale sono molto vicine fra loro. La differenza tra la prima coppia di curve e la seconda è all'incirca R , che ha lo stesso valore della $d^2\sigma/dp_T dy$ totale quando la coppia di curve risommata e asintotica passano per lo zero, cioè per $p_T \sim 50$ GeV. Questo è il punto scelto che definisce il passaggio dall'intervallo di validità del calcolo del *matching* a quello del calcolo puramente perturbativo.

2.3.4 Effetti non perturbativi

La presenza di effetti non perturbativi fa sì che il calcolo risommato sia mal definito per valori del parametro di impatto $\geq 1/\Lambda_{QCD}$ dove per parametro di impatto si intende la variabile canonicamente coniugata a p_T . La tecnica utilizzata per tener conto di questi contributi, è quella di eliminare le divergenze sostituendole con dei valori finiti e parametrizzare gli effetti non perturbativi nella sezione d'urto secondo il metodo seguito da Collins et al. [37] e da Davies et al. [38].

La parametrizzazione è governata da una funzione del parametro di impatto b $S_{np}(b)$, ottenuta da un *fit* su dati di processi Drell-Yan a $\sqrt{s} = 27$ GeV e $\sqrt{s} = 62$ GeV, che esprime i contributi della QCD non perturbativa alla produzione di W e Z .

2.3.5 Risultati ed errori teorici su $d\sigma/dp_T$

Le previsioni per la sezione d'urto di produzione di W e Z all'energia dell' $S\bar{p}pS$ sono riportate in tab. 2.2. Bisogna sottolineare che, in modo particolare a basso p_T , gli errori sono correlati.

Per quanto riguarda la sezione d'urto totale si ottiene:

$$\begin{aligned} \sigma(W^+ + W^-) &= 6.59 \text{ nb} \\ \sigma(Z) &= 2.02 \text{ nb} \end{aligned} \quad \text{a } \sqrt{s} = 630 \text{ GeV} \quad (2.27)$$

A basso p_T la sorgente maggiore di incertezza sulla sezione d'urto proviene dalla parametrizzazione degli effetti non perturbativi. La variazione della sezione d'urto per scelte differenti di $S_{np}(b)$ è di circa il 20% vicino al picco, ma scende al 2% per $p_T \sim 10$ GeV.

Le altre incertezze importanti risiedono nella scelta delle funzioni di struttura e di Λ_{QCD} . Utilizzando come funzioni di struttura le HMRS(B) con $\Lambda_{QCD} = 190$ MeV

p_T	$W^+ + W^-$	Z	Errore	p_T	$W^+ + W^-$	Z	Errore
0.5	486	139	$\pm 55\%$	15	88.0	28.7	$\pm 25\%$
1.0	875	250	$\pm 45\%$	20	44.4	15.0	$\pm 25\%$
1.5	1090	315	$\pm 35\%$	25	23.2	8.12	$\pm 25\%$
2.0	1130	331	$\pm 35\%$	30	13.0	4.74	$\pm 25\%$
2.5	1050	309	$\pm 35\%$				
3.0	897	269	$\pm 35\%$	30	11.1	3.90	$\pm 25\%$
3.5	740	225	$\pm 35\%$	35	6.76	2.44	$\pm 25\%$
4.0	608	186	$\pm 35\%$	40	4.24	1.56	$\pm 25\%$
4.5	509	157	$\pm 30\%$	45	2.70	1.02	$\pm 25\%$
5.0	440	136	$\pm 30\%$	50	1.75	0.676	$\pm 25\%$
6.0	355	110	$\pm 25\%$	60	0.755	0.306	$\pm 25\%$
7.0	299	93.2	$\pm 25\%$	70	0.334	0.142	$\pm 25\%$
8.0	255	79.9	$\pm 25\%$	80	0.150	0.0671	$\pm 25\%$
9.0	218	68.6	$\pm 25\%$	90	0.0678	0.0319	$\pm 25\%$
10.0	186	59.0	$\pm 25\%$	100	0.0307	0.0152	$\pm 25\%$

Tabella 2.2: $d\sigma/dp_T$ (pb/GeV) in funzione di p_T (GeV) a $\sqrt{s} = 630$ GeV. Il matching è utilizzato per $p_T < 30$ GeV, mentre per $p_T > 30$ GeV è applicato il metodo perturbativo.

e le HMRS(E) con $\Lambda_{QCD} = 100$ MeV, per esempio, le variazioni ottenute sono del 10-15%. L'effetto della variazione della sola Λ_{QCD} sulla sezione d'urto, fissato il set di funzioni di struttura, è del 10-15%.

Un modo per valutare l'accuratezza del calcolo della sezione d'urto al secondo ordine rispetto a quello al primo ordine consiste nello studiare la dipendenza dei risultati dai parametri non fisici come le scale di fattorizzazione e rinormalizzazione. Nel primo caso questa dipendenza è notevolmente ridotta.

2.3.6 Osservazioni sulle tecniche di calcolo applicate

Il calcolo risommato e quello perturbativo forniscono risultati che differiscono notevolmente soprattutto vicino al picco della sezione d'urto. Tuttavia, per studiare effettivamente la differenza fra i due metodi è necessario tener conto degli effetti non perturbativi. A tale scopo si è analizzata la sensibilità alla parametrizzazione di questi effetti sostituendo l'espressione di S_{np} con una equivalente che però non cambia i termini di tipo $\alpha_s^2 \ln^5(Q^2/p_T^2)$. Il disaccordo è significativo sotto i 10 GeV ed è superiore alla stima dell'errore teorico: la risommazione a basso p_T dei termini di ordine superiore fornisce, quindi, un contributo non trascurabile alla sezione d'urto.

Per quanto riguarda il *matching* tra il risultato perturbativo e quello risommato, in fig. 2.8 è mostrato il rapporto tra il risultato totale del *matching* e quello perturbativo. Per $\sqrt{s} = 630$ GeV, la linea verticale a $p_T^{cut} = 30$ GeV segna il passaggio dalla regione di p_T in cui si utilizza il calcolo totale a quella in cui si passa a quello perturbativo. Il disaccordo maggiore tra i due risultati si ha sotto i 5 GeV. Tra 5 e 30 GeV, il contributo del *matching* è di circa il 20%, maggiore, quindi, dell'errore teorico stimato.

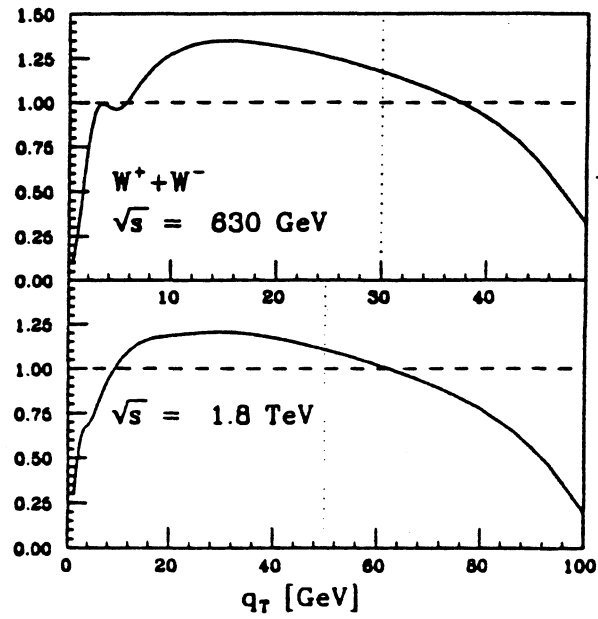


Fig. 2.8: Rapporto tra il risultato $d\sigma(\text{totale})/dp_T$ dell'applicazione del matching ed il risultato perturbativo $d\sigma(\text{pert})/dp_T$ in funzione di p_T . Le due curve sono relative a $\sqrt{s} = 630 \text{ GeV}$ (quella superiore) e $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$ (quella inferiore)

Capitolo 3

Selezione degli eventi ed efficienze

La selezione e l'analisi degli eventi W e Z sono basate su tutti i dati raccolti nel periodo 1988–1989–1990 dall'esperimento UA2 corrispondenti ad una luminosità totale integrata di $(13.0 \pm 0.69) \text{ pb}^{-1}$. In tab. 3.1 sono riportate le luminosità istantanee di picco e quelle integrate totali raggiunte al *Collider* per ciascun anno di attività dell' $S\bar{p}pS$ nel triennio '88-'90.

Nel 1990, come si evince dalla tabella, la luminosità istantanea è stata pari a quasi il doppio di quella dell'anno precedente grazie alla messa in opera di nuovi quadrupoli magnetici al *Collider*. Questo incremento ha reso necessario tagli leggermente più restrittivi a livello del *trigger*, in modo da contenere la frequenza finale degli eventi e la quantità di dati da registrare su nastro. Per ricercare i bosoni vettori W e Z e per studiare le proprietà della loro produzione e del loro decadimento sono stati

Anno	$\langle \mathcal{L} \rangle \text{ (} 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{)}$	$\int \mathcal{L} dt \text{ (pb}^{-1} \text{)}$
1988	1.08	2.62 ± 0.14
1989	1.49	4.52 ± 0.23
1990	2.87	5.86 ± 0.32
1988–89	1.37	7.14 ± 0.55
1988–90	2.02	13.00 ± 0.69

Tabella 3.1: Luminosità di picco e luminosità integrata per anno di presa dati.

scelti i canali di decadimento leptonici contenenti elettroni (positroni). Questi canali hanno un minor *branching ratio* rispetto al decadimento in coppie $q\bar{q}$, che ammonta a $\sim 60\%$. Quest'ultimo darebbe luogo ad eventi a due *jet* ad alto p_T nello stato finale sperimentalmente molto difficili da separare dal fondo di QCD non risonante. Infatti questo fondo è circa due ordini di grandezza maggiore del segnale ed è difficile da ridurre sperimentalmente poichè non c'è modo di distinguere i *jet* provenienti dal decadimento di W e Z da quelli dovuti ai processi di QCD.

Nel caso di UA2, inoltre, l'assenza di uno spettrometro magnetico per la misura dell'impulso dei μ non ha consentito la ricerca degli IVB nei canali: $W \rightarrow \mu\nu_\mu$ e $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$.

3.1 L'identificazione degli elettroni

Lo scopo dei criteri di identificazione degli elettroni è di selezionare elettroni isolati di alto p_T con un'elevata efficienza, rigettando il fondo proveniente dai *jet* adronici.

Per comprendere i criteri adottati nel selezionare gli elettroni nell'analisi, è utile puntualizzare quali sono le caratteristiche del segnale che un elettrone isolato produce nel rivelatore e le possibili sorgenti di contaminazione del segnale stesso.

Un evento di elettrone isolato è caratterizzato dalla presenza nel rivelatore centrale di una singola traccia che fornisce un'altezza di impulso paragonabile a quella di una particella al minimo di ionizzazione in ambedue gli strati di silici. Inoltre, l'elettrone produce un ampio segnale nel rivelatore di inizio di sciame ed uno sciame che presenta uno sviluppo sia laterale che longitudinale contenuto, manifestandosi come un deposito di energia ben localizzato nel calorimetro elettromagnetico.

Una sintesi di queste caratteristiche può essere osservata in fig. 3.1.

Un adrone carico, ad esempio il π^\pm (fig. 3.1), produce segnali negli strati di silicio, ma deposita la maggior parte della sua energia nei due compartimenti adronici del calorimetro e non inizia a sciamare nel piombo che precede le fibre. Questi elementi consentono di discriminare fra elettroni e π carichi nel rivelatore.

Eventi che possono "simulare" elettroni, sono rappresentati dalle cosiddette "conversioni" e "sovrapposizioni". Le conversioni sono eventi caratterizzati dalla presenza

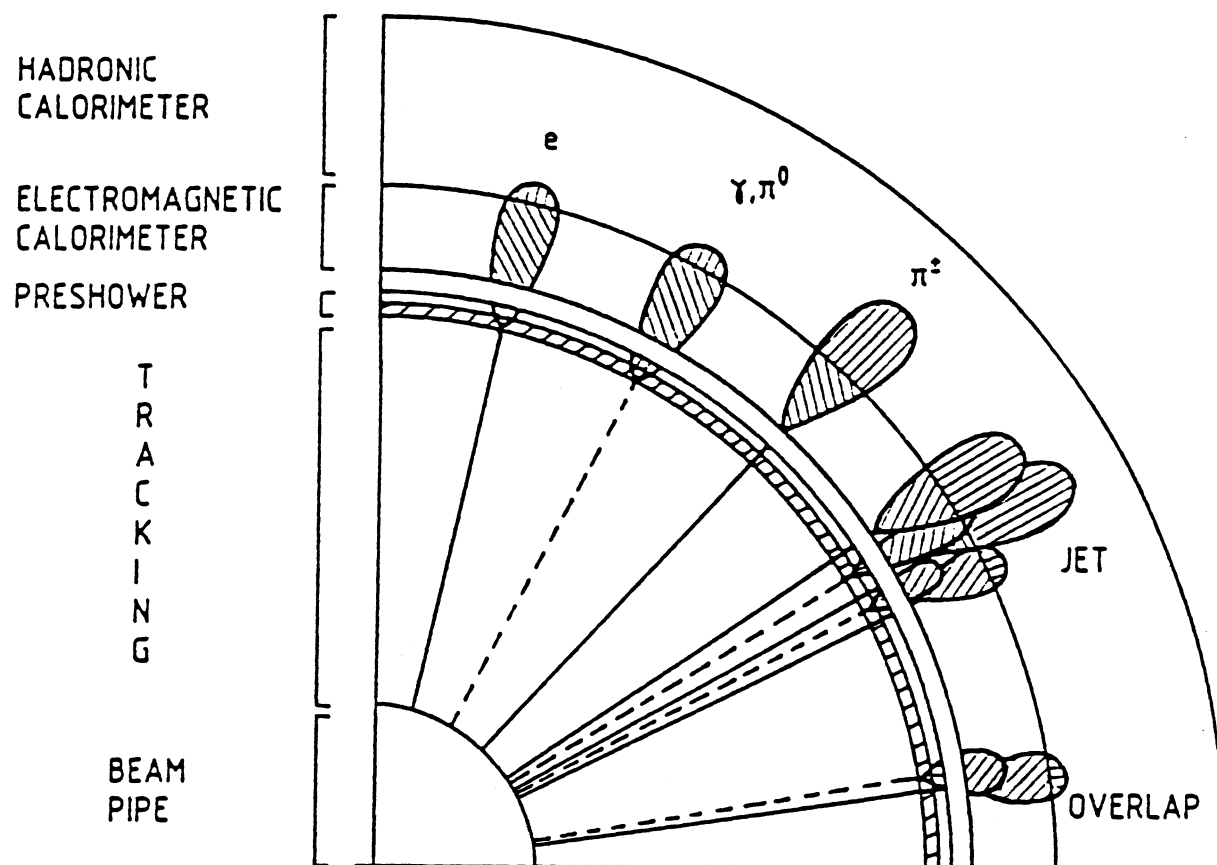


Fig. 3.1: Possibili sorgenti di tracce in coincidenza con un cluster nel calorimetro. La linea continua individua particelle cariche, quella tratteggiata quelle neutre.

di un fotone o un π^0 nel calorimetro, che producono sciame simili a quelli degli elettroni. Se il γ o il π convertono nel rivelatore di inizio di sciame (piombo più gli ultimi due strati di fibre) e generano sciame elettromagnetici, è possibile discriminarli dagli elettroni poichè non producono tracce nel rivelatore centrale. Tuttavia, se la conversione ha luogo prima del rivelatore di inizio di sciame, sono prodotte due tracce troppo vicine per poter essere risolte dall'algoritmo di ricostruzione. Le due tracce sono dirette verso il punto di inizio dello sciame e l'evento può simulare un elettrone. In questo caso, però, la carica depositata negli strati di silicio è di 0 o 2 m.i.p, a seconda che la conversione sia avvenuta prima o dopo gli odo'scopi. Di conseguenza, un taglio sull'altezza di impulso dei segnali nei silici permette di rigettare il fondo dovuto a questi eventi.

Le sovrapposizioni sono eventi in cui gli sciame prodotti da fotoni o π^0 hanno direzioni molto vicine a quelle di adroni carichi di bassa energia originatisi nell'evento. Il solo modo per rigettare queste contaminazioni è richiedere, nell'identificazione degli elettroni, un buon accordo tra la direzione della traccia ricostruita nel rivelatore centrale ed il punto di inizio dello sciame.

I *cluster* di energia depositata nel calorimetro sono classificati come elettromagnetici, in prima approssimazione, già al secondo livello di *trigger*, mentre il terzo livello applica un algoritmo di riconoscimento più completo e sofisticato. Nell'analisi *offline*, per l'identificazione di un elettrone, si procede come delineato in seguito.

- Ricerca dei *cluster* elettromagnetici applicando lo stesso algoritmo di riconoscimento del *trigger*, da parte di una *routine* chiamata CALELE, basata sul controllo delle dimensioni trasversali e longitudinali dello sciame elettromagnetico nel calorimetro;
- Ricerca di una traccia nella direzione del *cluster* elettromagnetico che passi per il punto di inizio dello sciame;
- Test sulla "qualità" dell'elettrone ed una più raffinata ricostruzione della sua energia effettuati dalla *routine* ERIC.

CALELE

La *routine* CALELE applica l'algoritmo di riconoscimento dei *cluster* elettromagnetici ed è basata sul controllo delle dimensioni laterali e longitudinali dello sciame.

Un *cluster* di energia depositata nel calorimetro è definito come l'insieme delle celle adiacenti che abbiano un'energia totale, data dalla somma delle energie contenute nei tre compartimenti, maggiore di 400 MeV. Tale procedimento è identico a quello applicato nel *trigger* (si veda sez. 1.3).

Nell'analisi *offline* CALELE viene applicata agli eventi dopo la ricostruzione completa delle tracce cariche nel rivelatore centrale (Silici, JVD e SFD) e del vertice dell'evento. Quest'ultimo è ottenuto come il punto verso cui è diretta la maggior parte dei segmenti di traccia ricostruiti.

Si definisce energia trasversa del *cluster* la somma, estesa a tutte le celle che ne fanno parte:

$$E_T = \sum E_i \sin \theta_i \quad (3.1)$$

dove θ_i è l'angolo polare tra il versore che dal vertice dell'interazione punta verso il centro della cella e la direzione dei fasci incidenti (coordinata z), ed E_i è l'energia totale depositata nella cella i -esima. La *routine* CALELE accetta *cluster* di energia sopra la soglia $E_T = 4.5$ GeV. Le dimensioni trasversali dello sciame in unità di cella sono definite dalle variabili:

$$R_\theta = \frac{1}{10^\circ} \sqrt{\sum_{i=1}^n \frac{E_i (\theta_c - \theta_i)^2}{E_{tot}}} \quad (3.2)$$

$$R_\phi = \frac{1}{15^\circ} \sqrt{\sum_{i=1}^n \frac{E_i (\phi_c - \phi_i)^2}{E_{tot}}} \quad (3.3)$$

descritte nella sez. 1.4, ed il raggio del *cluster* è definito come:

$$r = \text{MAX}(R_\theta, R_\phi) \quad (3.4)$$

Per un elettrone, si richiede che il raggio del *cluster* r sia minore di 0.6 celle.

Le dimensioni longitudinali dello sciame sono descritte dalla variabile L , definita come:

$$L = \frac{(E_{h1} + E_{h2})}{E} \quad \text{con } E = E_{em} + E_{h1} + E_{h2} \quad (3.5)$$

	Taglio su L
<i>Celle centrali non esterne</i>	$L < 1.5(0.023 + 0.034 \ln(E))$
<i>Celle centrali esterne</i>	$L < 3.0(0.023 + 0.034 \ln(E))$
<i>Celle End Cap per $E < 40 \text{ GeV}$</i>	$L < 0.11 + 6.667 \cdot 10^{-5} \cdot (E - 40)^2$
<i>Celle End cap per $E > 40 \text{ GeV}$</i>	$L < 0.11 + 1.875 \cdot 10^{-5} \cdot (E - 40)^2$

Tabella 3.2: Tagli sulla dimensione longitudinale dello sciame.

dove E_{em} , E_{h1} ed E_{h2} sono, rispettivamente, l'energia rilasciata nel compartimento elettromagnetico e quelle rilasciate nei compartimenti adronici. I tagli applicati alla variabile L sono stati ottimizzati a seconda della zona di calorimetro in cui il *cluster* è stato rivelato e sono riportati in tab. 3.2. Per esempio, un *cluster* di 40 GeV sviluppatosi nelle celle interne del calorimetro centrale supera il taglio su L solo se il deposito di energia nei compartimenti adronici è inferiore al 23% dell'energia totale del *cluster*.

L'efficienza e la capacità di discriminazione di un tale algoritmo sono state valutate utilizzando campioni di dati provenienti dai fasci di test. L'efficienza dipende dall'angolo azimutale del *cluster*, ϕ , dalla posizione longitudinale (z_v) del vertice dell'evento e dal punto di impatto dell'elettrone. In fig. 3.2 sono riportate le efficienze in funzione della posizione del vertice a seconda che il *cluster* si trovi in una zona fiduciaria del calorimetro (definite nel seguito) o in una zona complementare del calorimetro centrale. Le efficienze medie, in tab. 3.3, sono state calcolate pesando l'efficienza per diverse posizioni del vertice secondo una distribuzione di z_v centrata a 0, con $\sigma = 130 \text{ mm}$ e troncata a $\pm 250 \text{ mm}$. A causa della loro diverse prestazioni e dei diversi criteri utilizzati in CALELE le celle esterne e quelle End Cap sono state trattate analogamente a quelle centrali, ma separatamente.

Le richieste sulla traccia e sul punto di inizio dello sciame

I criteri di identificazione per un elettrone richiedono la presenza di una traccia che punti nelle direzione del *cluster* elettromagnetico. I due strati di rivelatori di silicio, la camera a deriva JVD ed il rivelatore a fibre scintillanti SFD sono usati per ricostruire

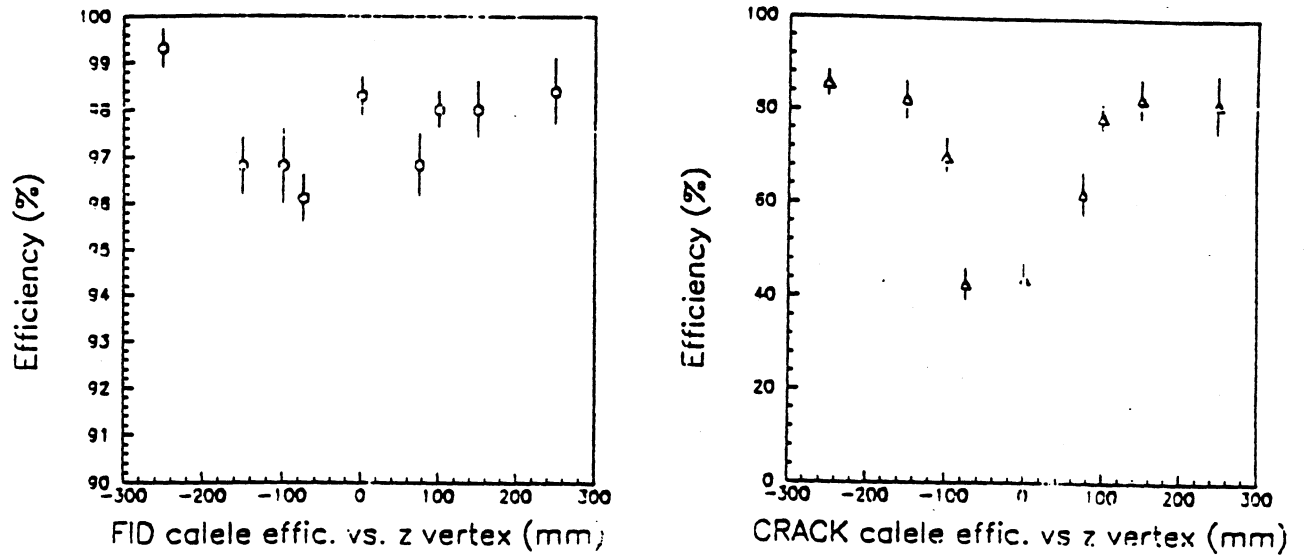


Fig. 3.2: Efficienze di CALELE per una singola cella in funzione della posizione del vertice per le zone fiduciarie del calorimetro e per quelle complementari.

Regione	ϵ_{CALELE}
Centrale non esterne	$(92.6 \pm 0.1 \pm 0.9) \%$
Centrale esterne	$(93.5 \pm 0.1 \pm 2.5) \%$
End Cap	$(99.2 \pm 0.1 \pm 0.8) \%$

Tabella 3.3: Efficienze totali di CALELE differenziate a seconda della zona del calorimetro interessata.

le tracce cariche e determinare il vertice dell'interazione con un'efficienza globale di $\sim 85\%$.

La ricerca della traccia associata all'elettrone è fatta studiando le tracce presenti in un cono di apertura 10° intorno alla direzione definita dal vertice dell'evento e dal centroide del *cluster* elettromagnetico rivelato. Un elettrone inizia uno sciame elettromagnetico nel convertitore di piombo contenuto nel rivelatore di inizio di sciame. Se si trovano uno o più punti di inizio di sciame, per ogni traccia contenuta nel cono si seleziona quello che fornisce il miglior accordo traccia-punto di inizio dello sciame. La coppia traccia-punto di inizio sciame che massimizza questo accordo è ritenuta essere quella dell'elettrone. La variabile che caratterizza questo accordo è definita come:

$$d^2\sigma = \left(\frac{R\Delta\phi}{\sigma_{R\phi}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta z}{\sigma_z} \right)^2 \quad (\text{SFD})$$

$$d^2\sigma = \left(\frac{\Delta x}{\sigma_x} \right)^2 + \left(\frac{\Delta y}{\sigma_y} \right)^2 \quad (\text{ECPT})$$

dove le $\Delta\phi$, Δz , Δx e Δy sono le distanze in ϕ , z , x ed y tra la posizione del punto di inizio dello sciame e la traccia, e $\sigma_{R\phi} = 0.4$ mm, $\sigma_z = 1.1$ mm, $\sigma_x = 5$ mm e $\sigma_y = 5$ mm sono rispettivamente le risoluzioni nel piano $R - \phi$ ed in z delle fibre ed in x e y degli ECPT.

Sovrapposizioni accidentali tra sciame generati da fotoni e tracce cariche danno valori elevati di $d^2\sigma$. Per un elettrone centrale candidato si richiede $d^2\sigma < 25$ ed una carica rivelata su ciascuna delle proiezioni stereo del rivelatore di inizio di sciame, maggiore di almeno due volte la carica prevista per una particella al minimo. Elettroni candidati con *cluster* di energia nei calorimetri in avanti devono avere un segnale di inizio di sciame negli ECPT con $d^2\sigma < 16$ ed una carica rilasciata maggiore di 20 volte quella di una particella al minimo.

In fig. 3.3 è illustrata la distribuzione di $d\sigma^2$ per un campione di elettroni candidati.

L'efficienza dell'algoritmo di ricostruzione della traccia, del riconoscimento del punto di inizio dello sciame e della richiesta del loro accordo è stata studiata a partire da eventi W selezionati attraverso tagli molto restrittivi sullo sciame ma rilasciando i tagli che interessano la traccia e il punto di inizio dello sciame stessi.

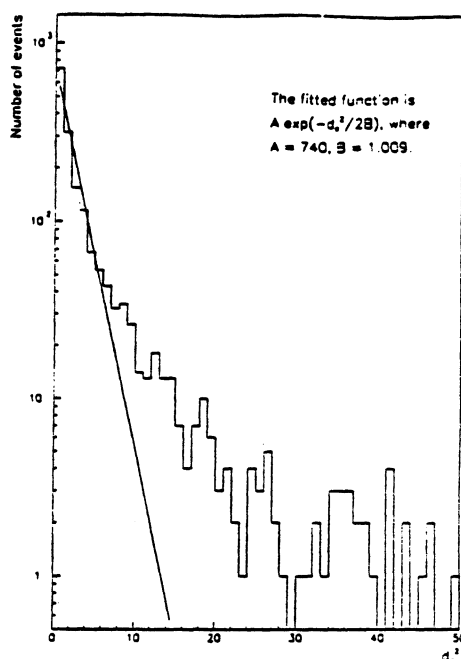


Fig. 3.3: Distribuzione di $d^2\sigma$ per un campione di elettroni candidati.

Nel calcolo dell'efficienza totale si tiene conto di correzioni dovute alla contaminazione da parte di eventi provenienti dall'alone del fascio e ad inefficienze nella ricostruzione del vertice. Questa efficienza è stata trovata essere $(77.2 \pm 1.6 \pm 1.0)\%$ per elettroni centrali.

Per elettroni negli End Cap, il procedimento seguito è analogo a quello per gli elettroni centrali e conduce ad un'efficienza totale del $(94.7 \pm 1.6 \pm 1.3)\%$.

I tagli sull'accordo traccia-punto di inizio dello sciame si riferiscono ad una selezione "standard" per l'identificazione di un elettrone, utilizzata, ad esempio, nella selezione di eventi $W \rightarrow e\nu_e$. In aggiunta a questa selezione standard è stato definito anche un insieme di tagli meno restrittivi per la regione coperta dal calorimetro centrale. Questo permette di recuperare elettroni per i quali la traccia oppure il punto di inizio dello sciame non sono stati ricostruiti correttamente dagli algoritmi dell'identificazione standard.

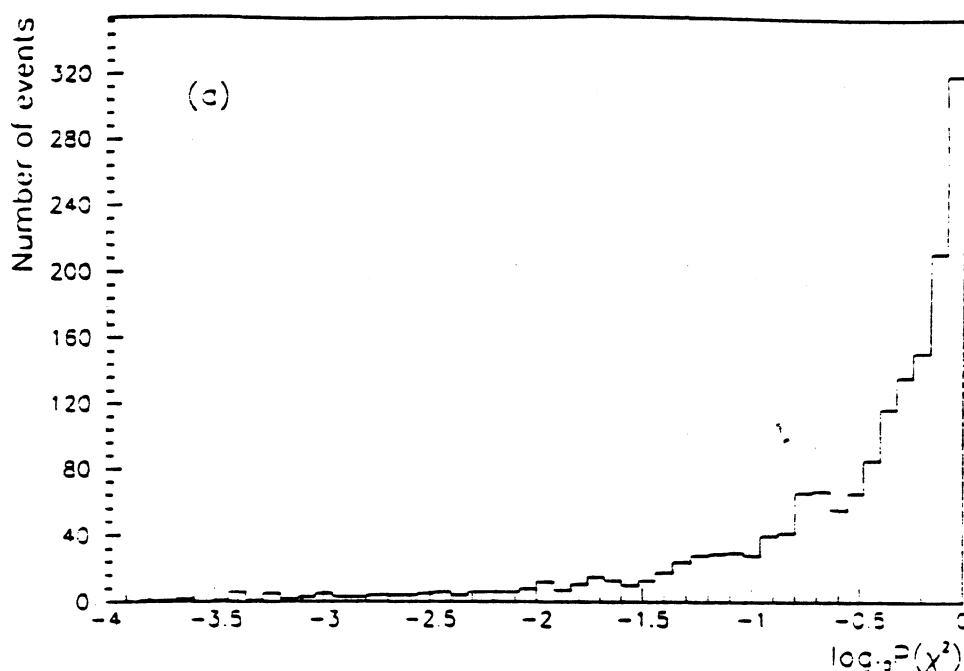


Fig. 3.4: Distribuzione di $P(\chi^2)$ per un campione di elettroni dei W candidati.

ERIC

Un test sulla “qualità” dell’elettrone ed una più sofisticata ricostruzione della sua energia sono effettuati dalla *routine* ERIC. Essa applica un algoritmo che controlla il profilo laterale e longitudinale dello sciame elettromagnetico rivelato e lo confronta con quello atteso (determinato da studi sulla risposta del calorimetro ai fasci di test) per un elettrone che abbia come direzione e punto di impatto sul calorimetro quelli che si estrapolano dalla traccia o dal punto di inizio dello sciame misurati. ERIC ricava, da questo confronto, un fattore di qualità detto $P(\chi^2)$. Poichè molte delle distribuzioni sperimentali delle variabili che ERIC utilizza nel confronto con quelle attese hanno delle code non gaussiane significative, $P(\chi^2)$ non è un’effettiva probabilità di χ^2 , ma deve essere considerata alla stregua di un fattore di qualità. Nell’analisi si richiede che per un elettrone si abbia $P(\chi^2) > 10^{-4}$. In fig. 3.4 è riportata la distribuzione di $P(\chi^2)$ per un campione di elettroni candidati provenienti dal decadimento del W .

Una volta calcolato il fattore di qualità, ERIC fornisce anche un valore dell’energia dell’elettrone corretto per il punto di impatto e per la perdita in energia persa nel

<i>Celle centrali non esterne</i>	<i>Celle centrali esterne</i>	<i>Celle End Cap</i>
$(93.8 \pm 0.6 \pm 1.0)\%$	$(91.6 \pm 1.5 \pm 3.0)\%$	$(94.7 \pm 1.6 \pm 1.3)\%$

Tabella 3.4: Efficienze di ERIC a seconda delle zone del calorimetro in cui l'elettrone è stato rivelato.

rivelatore di inizio dello sciame.

L'efficienza dell'algoritmo descritto è stata valutata da un campione di eventi W , sui quali sono stati applicati tutti i tagli presenti dell'analisi eccetto quello su $P(\chi^2)$. I risultati sono riportati in tab. 3.4 a seconda della zona del calorimetro in cui il *cluster* è stato rivelato.

Gli elettroni candidati sono stati classificati in categorie diverse chiamati ranghi. La qualità dell'elettrone candidato peggiora all'aumentare del numero del rango:

- **Rango 1.** Per un elettrone di rango 1 si richiede che la carica nel rivelatore di punto di inizio di sciame superi il taglio di 2 m.i.p. (20 m.i.p. per gli ECPT) e si abbia un accordo spaziale traccia-punto di inizio dello sciame $d^2\sigma$ minore di 25 (16 per gli ECPT). In ERIC si applica poi un taglio $P(\chi^2) > 10^{-4}$ utilizzando la traccia o il punto di inizio dello sciame. La *routine* CALELE richiede un deposito di energia trasversa $E_T > 4.5$ GeV, un raggio del *cluster* elettromagnetico minore di 0.6 unità di cella ed un piccolo deposito di energia nei compartimenti adronici, con un taglio che dipende dal tipo di cella.
- **Rango 2.** Oltre ai criteri di selezione della *routine* CALELE, per gli elettroni di rango 2 si richiede una traccia che soddisfi $P(\chi^2) > 10^{-4}$ ed un punto di inizio sciame "recuperato", cioè che non soddisfa il taglio su $d^2\sigma$, ma si trova entro ± 2.5 mm dalla proiezione della traccia.
- **Rango 3.** Gli elettroni di rango 3 soddisfano i tagli di CALELE ed hanno un punto di inizio di sciame per cui $P(\chi^2) > 10^{-4}$ in ERIC. Inoltre, la traccia è "recuperata" in almeno 10 strati di fibre (su un totale di 18) e le coordinate dei singoli punti sono entro ± 2.5 mm dalla linea che unisce il punto di inizio sciame al vertice.

Nel selezionare gli eventi da decadimenti dei bosoni W e Z la presente analisi utilizza due diversi criteri nello studio dell'accordo traccia-punti di inizio di sciame:

- **Selezione "standard".** Si applicano tutti i tagli necessari ad identificare l'elettrone candidato come appartenente al rango 1. Questi criteri di selezione sono utilizzati per definire l'elettrone di un evento W ed almeno uno dei due elettroni di un evento Z .
- **Selezione "loose".** Si richiede che l'elettrone candidato appartenga al rango 1 o 2 o 3. Come si vedrà in seguito, l'applicazione di questa selezione (rango ≤ 3) per uno degli elettroni della coppia proveniente dal decadimento dello $Z \rightarrow e^+e^-$ permette di incrementare il campione Z senza peggiorare la qualità del segnale.

3.2 La selezione degli elettroni

3.2.1 Il taglio sulla posizione del vertice

Il vertice di un evento è determinato utilizzando tutte le tracce globali ed è definito come il punto di minimo impatto tra tutte le tracce. A causa della probabilità non trascurabile di avere più di una interazione nello stesso incrocio di fasci, il programma di ricostruzione del vertice ricerca fino ad un massimo di tre vertici per evento. I vertici identificati sono poi ordinati secondo il numero delle tracce globali uscenti ricostruite.

Nella selezione degli elettroni prodotti dal decadimento di W e Z si è introdotto un taglio sulla posizione longitudinale del vertice, $|z_v| \leq 250$ mm, per mantenere alta l'efficienza di ricostruzione della traccia e di CALELE. Per una posizione longitudinale media del vertice di -10 mm ed una larghezza della distribuzione di 130 mm, la frazione di eventi W con il vertice entro il taglio di 250 mm su $|z_v|$ è $(94.3 \pm 0.2)\%$.

Si osserva, tuttavia, che l'efficienza sul vertice è indipendente dal momento trasverso del W e questo consente di poterla trascurare nel calcolo della distribuzione di p_T^W , purché si normalizzino opportunamente i dati.

3.2.2 I tagli di fiducia sul calorimetro

Il deposito di energia nei compartimenti adronici è differente se gli elettroni colpiscono le celle interne o le celle di bordo (leggermente più corte) del calorimetro centrale oppure i calorimetri End Cap.

Si può avere, inoltre, un'elevata perdita di efficienza per elettroni che incidono vicino ai bordi del calorimetro centrale, dove gli sciame generati potrebbero non essere contenuti. Per questo motivo, sulla presente analisi si applica un taglio di fiducia di volume per le celle di bordo del calorimetro centrale, scartando gli elettroni esterni alla regione $42^\circ < \theta < 138^\circ$. Più dettagliatamente, sulle celle di bordo si applica un taglio di $x > -40$ mm, dove la variabile x è definita in ERIC, ed è riferita ad un sistema locale di coordinate con origine su una sfera di raggio 693 mm (posizione di massimo sviluppo dello sciame). La direzione positiva di x è sempre verso il piano mediano del rivelatore ed i bordi delle celle sono a ± 50.5 mm. Quindi questo taglio rimuove i 20.5 mm più esterni ($\sim 1.7^\circ$) delle due celle di bordo del calorimetro centrale.

Per gli elettroni nelle celle centrali non di bordo, non vengono applicati tagli di fiducia.

I tagli di fiducia per gli elettroni in avanti (che sciamano negli End Cap) sono più complessi. La traiettoria dell'elettrone deve attraversare le regioni di tracciamento e di rivelazione del punto di inizio di sciame degli ECPT, ma non deve attraversare il convertitore di piombo dell'SFD.

3.2.3 L'efficienza totale dei tagli

In tab. 3.5 sono riportate le efficienze per la selezione di elettroni utilizzati nell'analisi descritta in questa tesi (per Tr-ps si intende l'efficienza di ricostruzione della traccia, del punto di inizio di sciame e del loro accordo). La prima incertezza rappresenta l'errore statistico mentre la seconda l'errore sistematico. Nel calcolo dell'efficienza totale gli errori statistici e quelli sistematici sono stati propagati tenendo conto delle loro distribuzioni e si è considerato come incertezza totale la deviazione standard della loro convoluzione.

	Centrali		End Cap
	interni	esterni	
CALELE	$(92.6 \pm 0.1 \pm 0.9)\%$	$(93.5 \pm 0.1 \pm 2.5)\%$	$(99.2 \pm 0.1 \pm 0.8)\%$
E_T Trigger	100%	$(97.8 \pm 1.0)\%$	100%
ERIC	$(93.8 \pm 0.6 \pm 1.0)\%$	$(91.6 \pm 1.5 \pm 3.0)\%$	$(94.6 \pm 1.1 \pm 1.7)\%$
Tr-ps (rango 1)	$(77.2 \pm 1.6 \pm 1.0)\%$		$(94.7 \pm 1.6 \pm 1.3)\%$
Tr-ps (rango 1-3)	$(97.9 \pm 1.0 \pm 0.6)\%$		
Totali (rango 1)	$(67.1 \pm 1.6)\%$	$(64.7 \pm 2.5)\%$	$(88.9 \pm 2.2)\%$
Totali (rango 1-3)	$(85.0 \pm 1.3)\%$	$(82.0 \pm 2.7)\%$	

Tabella 3.5: Efficienze per gli elettroni candidati utilizzati nell'analisi.

3.3 Misura dell'energia degli elettroni

Una prima misura dell'energia dell'elettrone in UA2 è fatta sommando la risposta del calorimetro su un nonetto di celle adiacenti. Questa risposta dipende dal punto di impatto dell'elettrone sulle celle stesse, come si osserva in fig. 3.5. Il motivo per cui si utilizza un nonetto risiede nel fatto che, normalmente, uno sciame elettromagnetico è completamente contenuto in esso. Questo algoritmo comporta, tuttavia, un errore sistematico sulla stima dell'energia dell'elettrone, a causa della sovrapposizione, in queste celle, dell'energia realmente depositata dall'elettrone e di quella rilasciata dai partoni spettatori che adronizzano e danno origine al cosiddetto *underlying event* (u.e.). Per diminuire questo effetto sistematico nella ricostruzione dell'energia dell'elettrone si utilizzano solo quelle celle che contengono una grande frazione dell'energia totale del *cluster*, applicando una correzione che tiene conto dell'energia dello sciame esclusa dal conteggio. L'algoritmo è stato ottimizzato cercando di salvaguardare la risoluzione in energia. Tipicamente sono sufficienti due o tre celle del nonetto per la definizione dell'energia dell'elettrone.

La validità di questo procedimento è stata verificata con fasci di test di elettroni a 40 GeV. In fig. 3.6 si osserva chiaramente che l'energia è ben ricostruita salvo che nelle zone comprese tra celle adiacenti dove la distribuzione presenta delle code non gaussiane. Nell'algoritmo di ricostruzione dell'energia degli elettroni si tiene

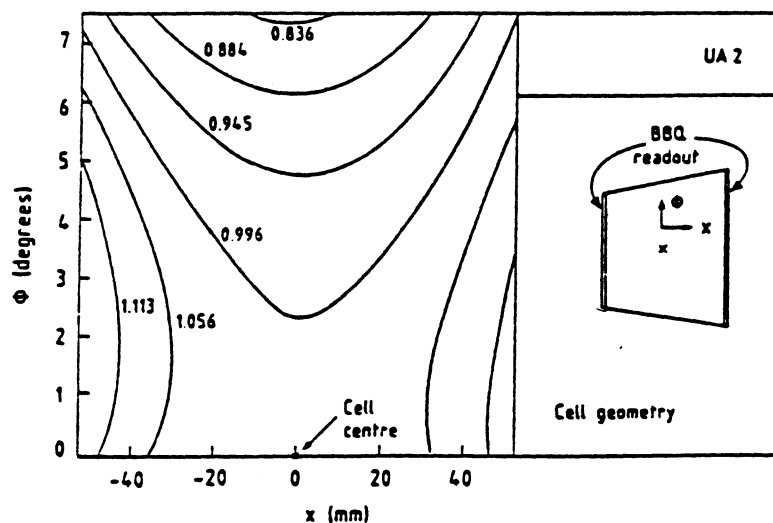


Fig. 3.5: Risposta del calorimetro in funzione del punto di impatto in una singola cella.

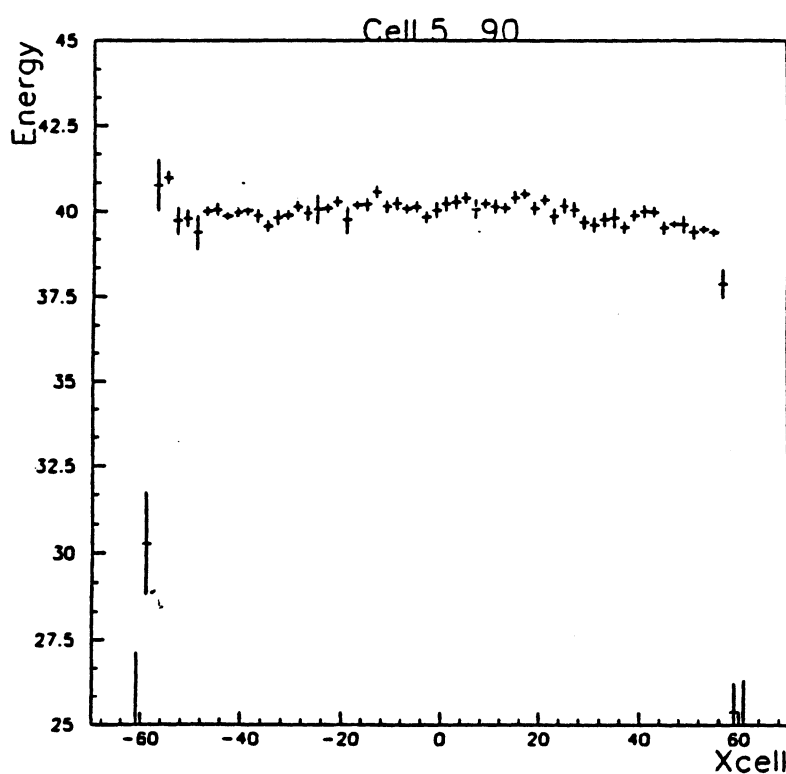


Fig. 3.6: Energia ricostruita (GeV) per elettroni di fasci di test a 40 GeV in funzione dell'angolo polare θ di incidenza.

conto anche della perdita in energia nel rivelatore di inizio di sciame, che è di circa 300 MeV per un elettrone di 40 GeV e varia logaritmicamente in funzione dell'energia della particella incidente.

L'effetto della presenza dell'u.e. è stato valutato da un'analisi degli eventi selezionati come W .

In questi eventi è stata studiata la distribuzione dell'energia trasversa contenuta nelle celle che non sono utilizzate per la misura dell'energia dell'elettrone e che si trovano allo stesso angolo azimutale delle celle ritenute appartenenti al *cluster* dell'elettrone. Con questo sistema non si introducono effetti sistematici dovuti alla maggiore attività adronica nelle direzioni diverse da quelle dell'elettrone. La distribuzione ottenuta è mostrata in fig. 3.7, è presente un picco a 0 GeV, dovuto a quelle celle non interessate da nessuna particella dell'u.e. o in cui l'energia depositata è sotto soglia (90 MeV). Anche le particelle che hanno depositato un'energia inferiore ai 90 MeV nel calorimetro, se localizzate nelle stesse celle dell'elettrone, potrebbero inficiarne la ricostruzione dell'energia. Per questo motivo si è reso necessario estrapolare la distribuzione dell'u.e. al disotto dei 90 MeV attraverso una curva esponenziale. Infine, per valutare l'influenza sulla ricostruzione dell'energia dell'elettrone, dati di u.e. sono stati sovrapposti ad elettroni di fasci di test e gli eventi ottenuti sono stati sottoposti all'algoritmo di ricostruzione.

I risultati sono riportati in fig. 3.8 per elettroni per i quali si utilizzano solo due celle. Si ottiene che solo il 33% degli elettroni è interessata dall'influenza dell'u.e.. Per questi elettroni l'effetto dell'u.e. è stato parametrizzato con la funzione $e^{-2.75 E_T}$. Il valor medio dell'energia depositata dall'u.e. è di 120 MeV. L'errore su questa quantità è legato sia al numero di celle coinvolte che ad incertezze sul procedimento utilizzato per determinarla, ed ammonta a ± 20 MeV.

3.4 L'identificazione del neutrino

La presenza tra i secondari uscenti di una o più particelle non interagenti, come i neutrini, può essere rivelata misurando il vettore momento totale associato con tutte le particelle dello stato finale osservate. Tale vettore dovrebbe essere nullo entro gli

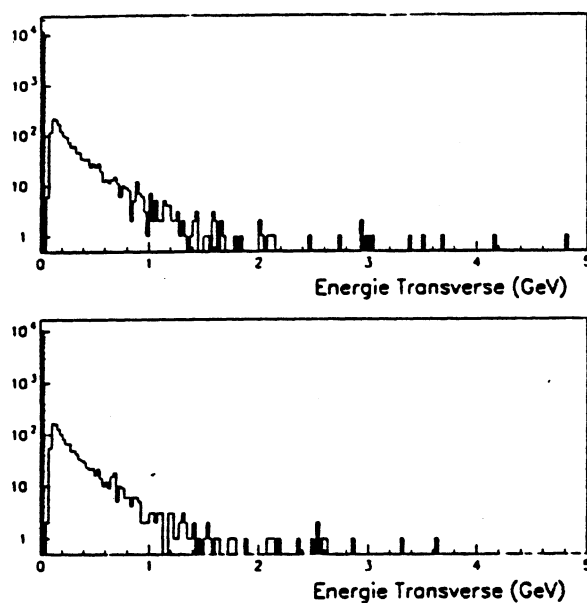


Fig. 3.7: Energia trasversa depositata dall'u.e. nelle celle con lo stesso ϕ dell'elettrone nel 1988/89 e nel 1990. A causa dell'aumento di luminosità, il valore medio per il '90 è superiore di circa il 10% a quello che si aveva nel 1988/89.

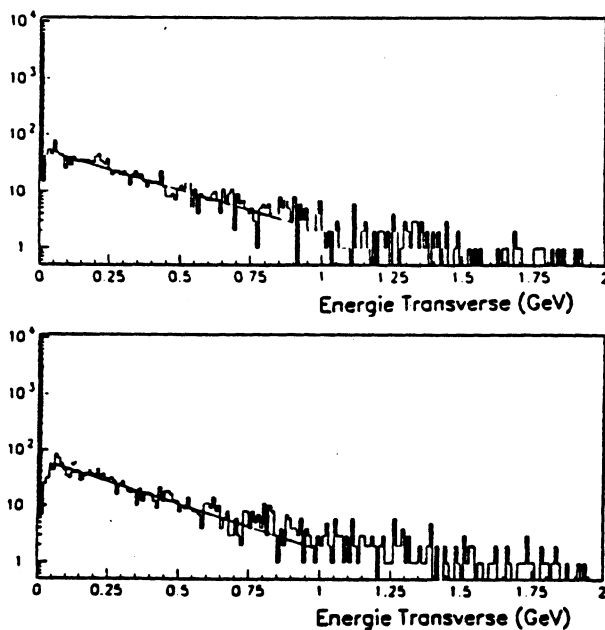


Fig. 3.8: Effetto dell'u.e. sulla ricostruzione dell'energia dell'elettrone utilizzando gli u.e. del 1988/89 e 1990 sugli elettroni di fasci di test. La linea continua mostra la parametrizzazione utilizzata.

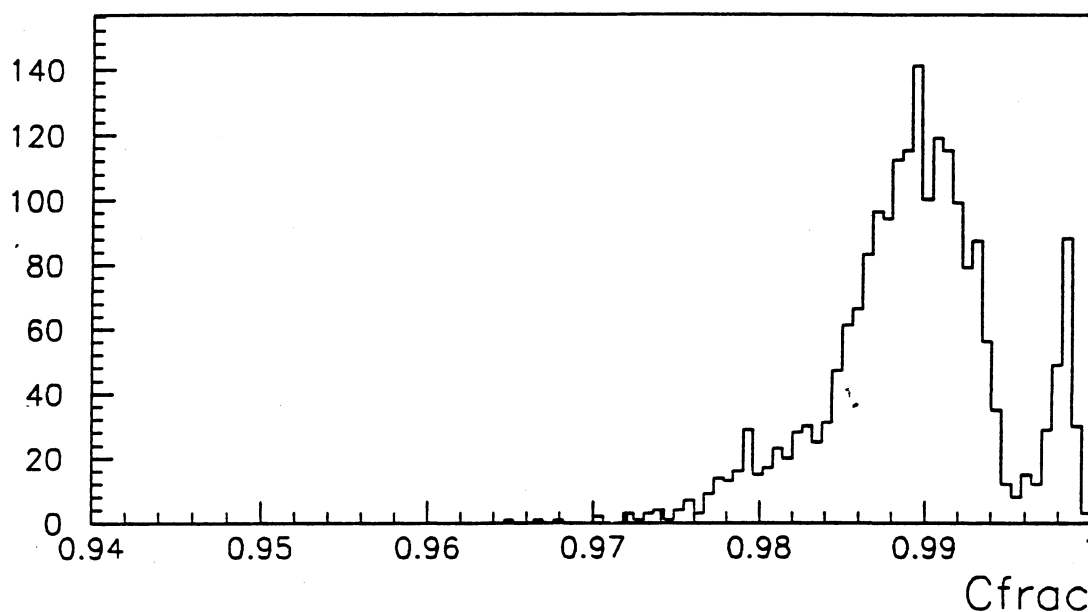


Fig. 3.9: C_{frac} (si veda il testo) per un campione di eventi W centrali.

errori di misura, se nessuna particella di alta energia sfugge al rivelamento. In pratica un rivelatore ermetico è impossibile da realizzare ad un *collider*, infatti la presenza della camera a vuoto impedisce l'osservazione di particelle emesse ad angoli polari molto piccoli. L'impulso totale trasportato da queste particelle può essere elevato ed avere importanti fluttuazioni da evento ad evento, rendendo così il momento totale una quantità inutilizzabile. Le particelle a piccolo angolo, d'altra parte, se non altro per ragioni geometriche, hanno un impulso trasverso molto piccolo, quindi una misura del momento trasverso totale dell'evento può essere effettivamente usata per rivelare la presenza di particelle non interagenti ad alto p_T .

L'impulso trasverso del neutrino è stimato dallo sbilanciamento nell'impulso trasverso dell'evento:

$$\vec{p}_T = -C_{frac}\vec{p}_T^e - \sum_i E_T^i \vec{u}^i \quad (3.6)$$

dove C_{frac} è la frazione di impulso trasverso dell'elettrone contenuta nelle celle utilizzate per la misura dell'energia che tipicamente è intorno al 99% (fig. 3.9). La somma presente nella 3.6 si intende eseguita su tutte le celle escluse quelle attribuite

all'elettrone. \vec{u}^i è un versore nel piano trasverso puntante dal vertice dell'interazione al centro cella e infine E_T^i è l'energia trasversa contenuta nella cella i -esima corretta in funzione della posizione del vertice.

L'impulso trasverso degli adroni che accompagnano la produzione di un W può essere quindi definito come:

$$\vec{p}_T^{had} = -\vec{p}_T^e - \vec{p}_T = \sum_i E_T^i \vec{u}^i - (1 - C_{frac}) \vec{p}_T^e \quad (3.7)$$

La risoluzione sulla misura di \vec{p}_T sarà studiata in dettaglio nel capitolo successivo in quanto rappresenta una delle sorgenti di incertezza più importanti nell'analisi descritta.

3.5 Il campione W

Il rivelamento dei modi di decadimento $W \rightarrow e\nu_e$ è basato sulla ricerca del piccolo Jacobiano nella distribuzione delle variabili trasverse p_T^e , p_T^ν e della massa trasversa M_T . Nel sistema di riferimento dove il bosone W è a riposo, l'energia dell'elettrone è $m_W/2$ e lo spettro del momento trasverso dell'elettrone presenta una singolarità per $p_T = m_W/2$, chiamata picco dello Jacobiano. Il moto trasverso del W e la sua larghezza naturale tendono ad allargare questo picco.

Il decadimento $W \rightarrow e\nu_e$ è inoltre caratterizzato da un grande impulso mancante \not{p}_T , a causa della presenza di un neutrino di alto p_T . Ovviamente anche la distribuzione di p_T^ν mostra un picco Jacobiano.

I criteri di selezione chiamati "standard" sono stati applicati agli elettroni candidati per la ricerca di un chiaro segnale $W \rightarrow e\nu_e$. Essi richiedono che :

- 1) la posizione longitudinale del vertice sia tale che $|z_v| < 250$ mm
- 2) l'elettrone sia di rango 1
- 3) l'elettrone sia contenuto in una regione fiduciaria di accettazione del calorimetro

Inoltre, come descritto nel paragrafo relativo, per minimizzare il contributo del fondo di QCD si applicano i seguenti tagli cinematici:

Anno	Centrali non esterni	Centrali esterni	End Cap	Totale
1988-89	1406	270	389	2065
1990	1003	208	283	1494
1988-90	2409	478	672	3559

Tabella 3.6: Campioni di W nelle tre regioni di accettazione.

- 4) il momento trasverso dell'elettrone $p_T^e > 20$ GeV.
- 5) il momento mancante, attribuito al neutrino, $p_T^\nu > 20$ GeV
- 6) la massa trasversa elettrone-neutrino $M_T > 40$ GeV

Il numero di eventi che sopravvivono a questi tagli è riportato in tab. 3.6, dove gli eventi sono suddivisi in 3 categorie a seconda che l'elettrone cada nelle celle interne o esterne del calorimetro centrale o nei calorimetri End Caps.

3.5.1 Stima del fondo di QCD

Uno dei fondi più consistenti nella selezione dei W è rappresentato da eventi di QCD con due *jet* nello stato finale in cui un *jet* è identificato come elettrone e l'altro sfugge all'accettazione dell'apparato e simula il momento trasverso mancante. La stima di questa contaminazione si basa sull'assunzione che gli eventi di QCD siano localizzati nella regione a basso \cancel{p}_T . La distribuzione in \cancel{p}_T del fondo di QCD è stata estrapolata da un campione di π^0 ad elevato p_T , ottenuto richiedendo un *cluster* elettromagnetico e nessuna traccia ricostruita in un cono di apertura $\pm 12.5^\circ$ intorno al *cluster* stesso. In fig. 3.10 è mostrata la distribuzione di \cancel{p}_T per i campioni contenenti un elettrone di rango 1 ed un π^0 . La distribuzione dei π^0 è stata normalizzata nella regione con $\cancel{p}_T < 15$ GeV. In fig. 3.11 è mostrata la distribuzione di \cancel{p}_T in funzione di p_T^e con evidenziate le zone contenenti il segnale e quelle contenenti il fondo. Come ci si aspetta, la distribuzione di \cancel{p}_T per i π^0 decresce molto rapidamente sotto i 20 GeV. La maggior parte dei π^0 che presentano un $\cancel{p}_T > 20$ GeV sono dei W di cui non è

stata ricostruita la traccia per inefficienze nell'algoritmo di tracciamento. Il taglio a $p_T > 20$ GeV consente così di ottenere una buona reiezione del fondo di QCD.

Si riesce ad ottenere una reiezione ancora maggiore imponendo che $M_T > 40$ GeV, dove M_T , massa trasversa elettrone-neutrino, è definita come:

$$M_T(e, \nu) = \sqrt{(E_T^e + E_T^\nu)^2 - (\vec{p}_T^e + \vec{p}_T^\nu)^2}$$

che diventa, trascurando la massa dell'elettrone:

$$M_T(e, \nu) = \sqrt{2p_T^e p_T^\nu (1 - \cos \Delta\phi_{e,\nu})}$$

dove $\Delta\phi_{e,\nu}$ è la separazione in angolo azimutale tra l'elettrone ed il neutrino. Questo taglio tende ad eliminare gli eventi di fondo che sopravvivono ai tagli $p_T^e > 20$ GeV e $p_T^\nu > 20$ GeV. Si tratta per la maggior parte di eventi $Z \rightarrow e^+e^-$ in cui l'energia di uno degli elettroni non è stata correttamente ricostruita e viene così simulato un momento trasverso mancante. In questi eventi i vettori \vec{p}_T^e e \vec{p}_T^ν sono quasi collineari nel piano trasverso, a differenza di un vero evento W in cui sono opposti, e producono, quindi, un valore di massa trasversa abbastanza piccolo.

Il fondo che sopravvive ai tagli cinematici è stato valutato essere di $(0.5 \pm 0.2)\%$.

Nel caso degli elettroni rivelati nei calorimetri End Cap, il fondo che sopravvive all'applicazione dei tagli cinematici è stato stimato essere di $(1.7 \pm 1.7)\%$. Mediando su tutte le regioni del calorimetro, il valore del fondo risulta essere minore dell'1%. Nelle figg. 3.13 e 3.14 sono mostrate le distribuzioni di p_T e p_T^e per gli eventi centrali ed End Caps che sopravvivono ai tagli. In fig. 3.15 è riportata la distribuzione di M_T per i due campioni di eventi. Sono evidenti, nei tre casi, i picchi Jacobiani in corrispondenza di M_W e $M_W/2$.

3.5.2 Stima del fondo $W \rightarrow \tau\nu_\tau$

I fondi principali nel segnale di $W \rightarrow e\nu$ sono rappresentati da eventi di QCD mal interpretati, discussi nel paragrafo precedente, e da decadimenti $W \rightarrow \tau\nu_\tau$ con $\tau \rightarrow e\nu_\tau\bar{\nu}_e$. In quest'ultimo caso non si può, a rigore, parlare di fondo vero e proprio perchè il valore di p_T^W che si ottiene è relativo ad un evento W reale. Nell'analisi,

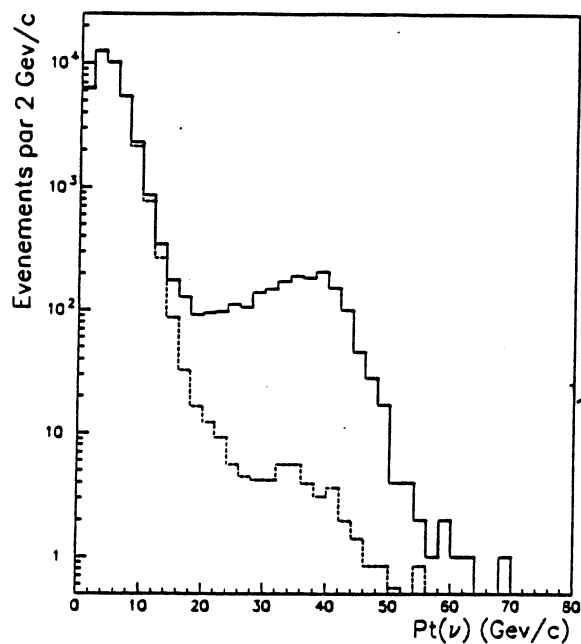


Fig. 3.10: Distribuzione di p_T per gli elettroni candidati (linea continua) e per il campione di π^0 (linea tratteggiata).

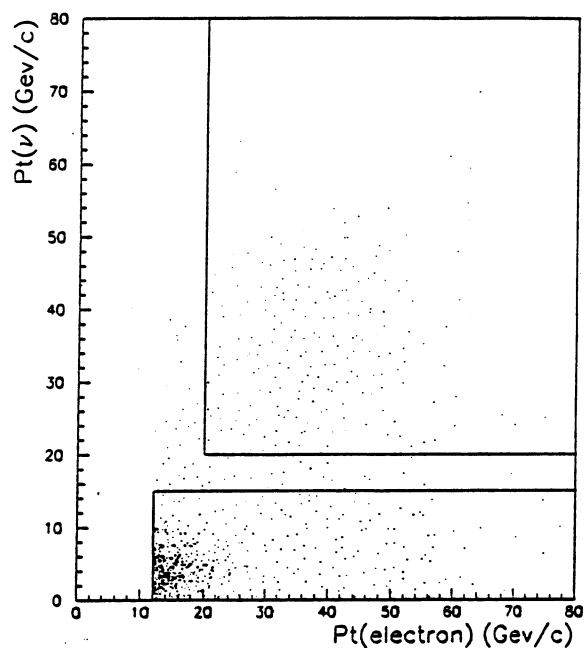


Fig. 3.11: Distribuzione di p_T in funzione di p_T^e per gli elettroni candidati. Le regioni contenenti il segnale e quelle che contengono il fondo sono state messe in evidenza.

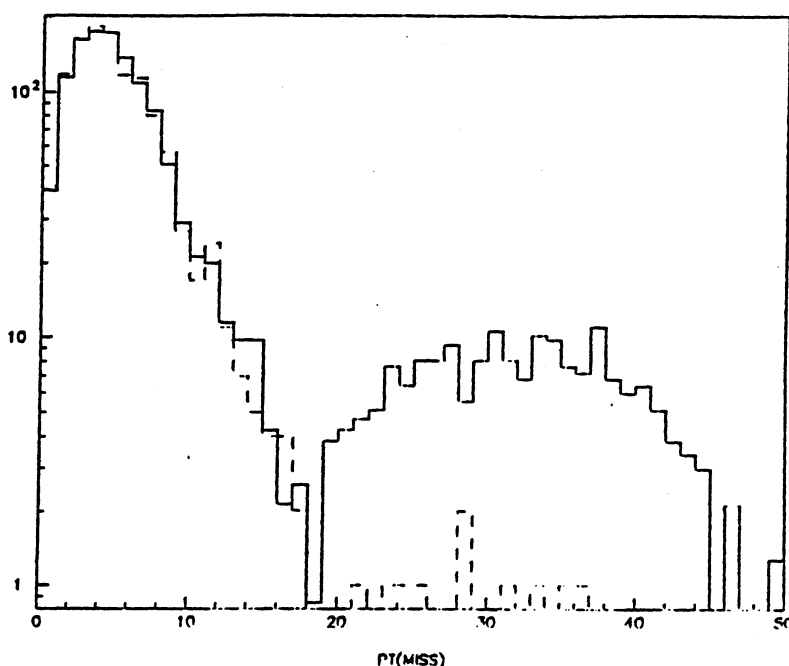


Fig. 3.12: Distribuzione di p_T per il campione di π^0 (linea tratteggiata) e per gli elettroni candidati rivelati negli End Cap (linea continua).

tuttavia, il confronto con i dati teorici è stato fatto considerando il decadimento del W nel solo canale leptonic $e\nu_e$: per questo motivo i decadimenti in $\tau\nu_\tau$ vengono considerati eventi di fondo.

Per studiare questo fondo è stato utilizzato lo stesso programma Montecarlo di simulazione usato nel confronto tra la distribuzione reale e quella teorica.

Nell'figg. 3.16, 3.17, 3.18 sono riportate le distribuzioni di p_T , p_T^e e M_T per gli eventi di Montecarlo $W \rightarrow e\nu_e$. È evidente come i tagli cinematici contribuiscano ad eliminare una parte consistente di fondo. Per uno studio più quantitativo la distribuzione in p_T^W ottenuta dal decadimento in $\tau\nu_\tau \rightarrow e\nu_\tau \bar{\nu}_e \nu_\tau$ è stata normalizzata alla distribuzione di $W \rightarrow e\nu_e$ e poi moltiplicata per un fattore α definito come:

$$\alpha = \beta\gamma$$

$$\beta = \frac{\sigma(W \rightarrow \tau\nu_\tau)}{\sigma(W \rightarrow e\nu_e)} = 0.995 \pm 0.112 \pm 0.083$$

$$\gamma = \frac{\sigma(W \rightarrow \tau\nu_\tau \rightarrow e\nu_\tau \bar{\nu}_e \nu_\tau)}{\sigma(W \rightarrow \tau\nu_\tau)} = 0.177 \pm 0.004$$

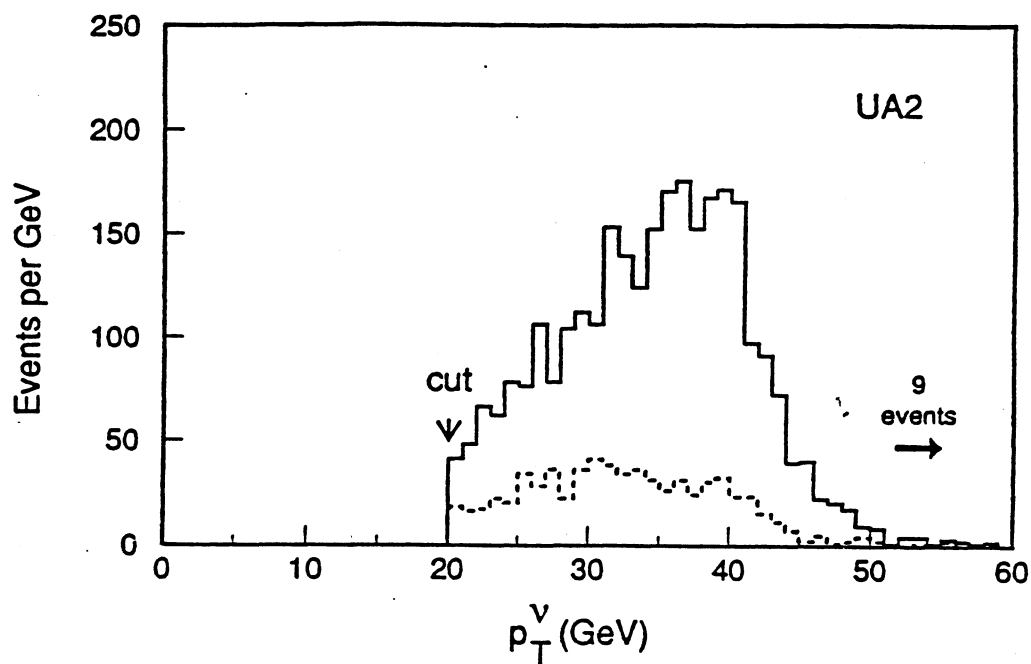


Fig. 3.13: Distribuzione di p_T^ν per il campione finale di eventi W centrali (linea continua) e End Caps (linea tratteggiata).

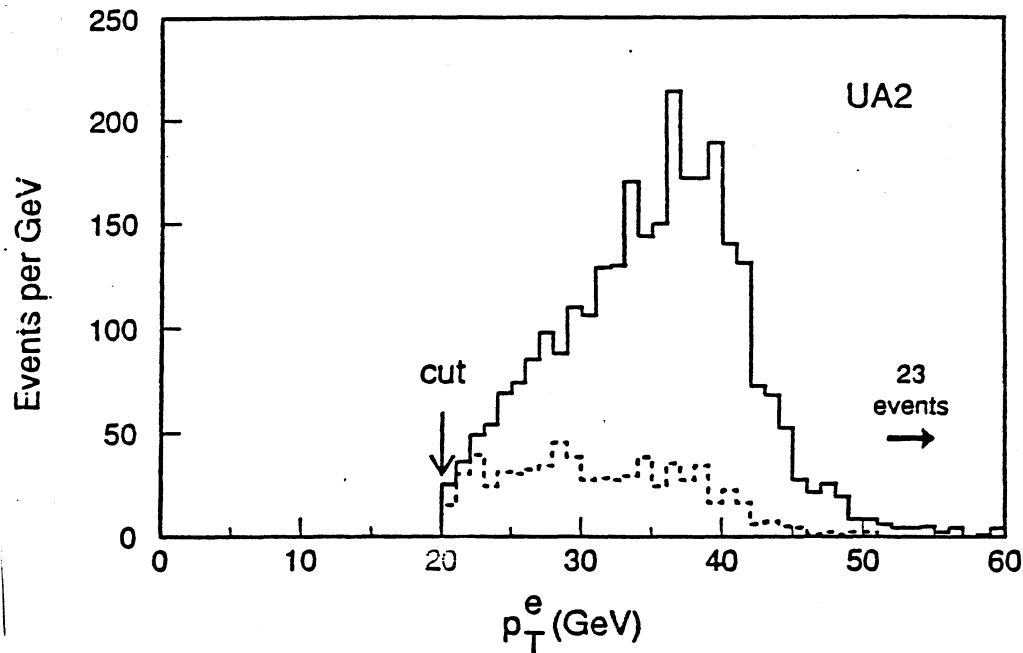


Fig. 3.14: Distribuzione di p_T^e per il campione finale di eventi W centrali (linea continua) e End Caps (linea tratteggiata).

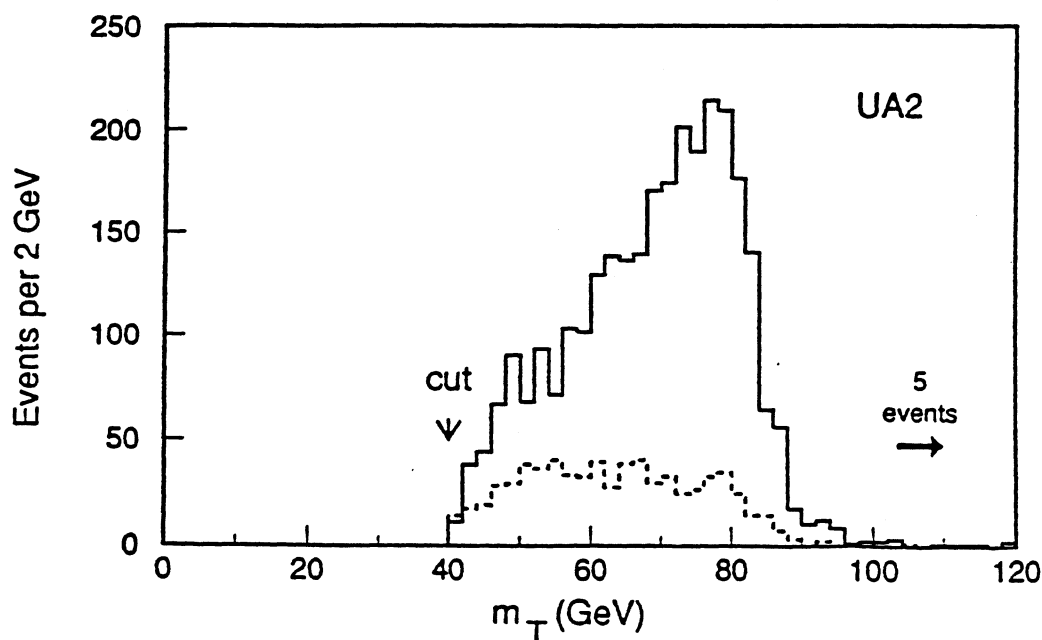


Fig. 3.15: Distribuzione di M_T per il campione finale di eventi W centrali (linea continua) e End Cap (linea tratteggiata).

Per il valore di β è stato utilizzato il recente valore ottenuto da UA2 [20] per l'universalità leptonica e γ rappresenta il *branching ratio* del decadimento del $\tau \rightarrow e\nu_\tau\bar{\nu}_e$.

Il rapporto tra le distribuzioni così normalizzate, che rappresenta la percentuale di fondo rispetto al segnale, è mostrato in fig. 3.19. Si evince che il fondo è all'incirca il 3% e non dipende da p_T^W . Questo comporta che, aggiungendo al segnale il fondo e normalizzando la distribuzione ottenuta al solo segnale, la differenza massima in funzione di p_T^W tra le due distribuzioni non supera l'1% come si può osservare dall'indistinguibilità delle curve in figg. 3.20 e 3.21.

3.5.3 Effetto dell'*underlying event*

Un discorso a parte merita lo studio dell'effetto dell'u.e. sull'efficienza di identificazione dell'elettrone proveniente dal decadimento del W . Infatti, quando l'attività adronica che accompagna un evento W è elevata e vicina alla traiettoria dell'elettrone, allora l'efficienza di rivelazione dell'elettrone stesso diminuisce.

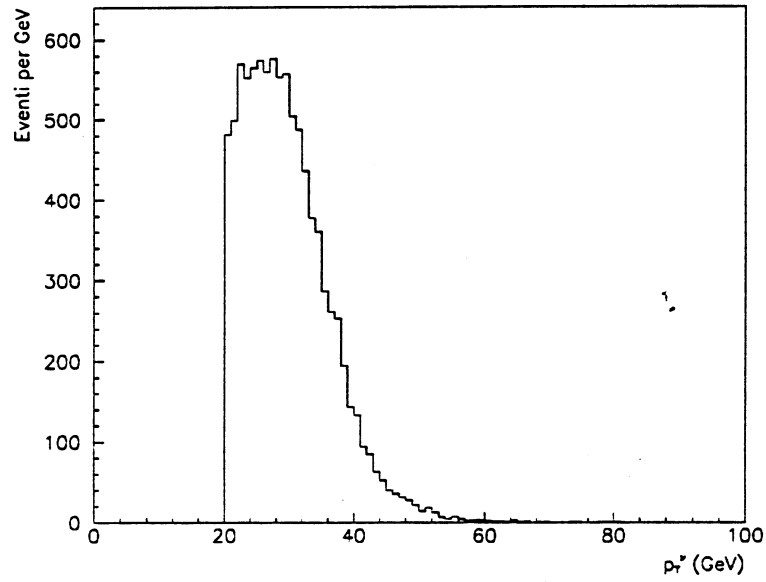


Fig. 3.16: Distribuzione di p_T^* per il fondo $W \rightarrow \tau \nu_\tau \rightarrow e \nu_\tau \bar{\nu}_e \nu_\tau$.

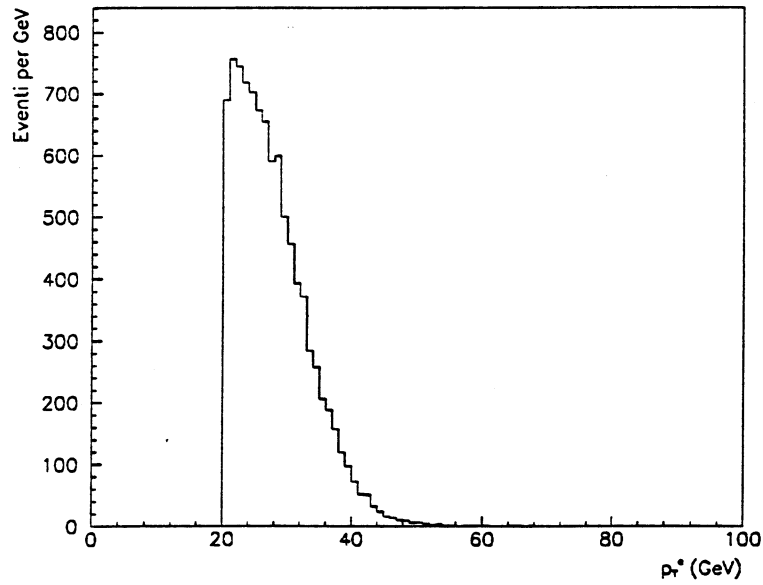


Fig. 3.17: Distribuzione di p_T^e per il fondo $W \rightarrow \tau \nu_\tau \rightarrow e \nu_\tau \bar{\nu}_e \nu_\tau$.

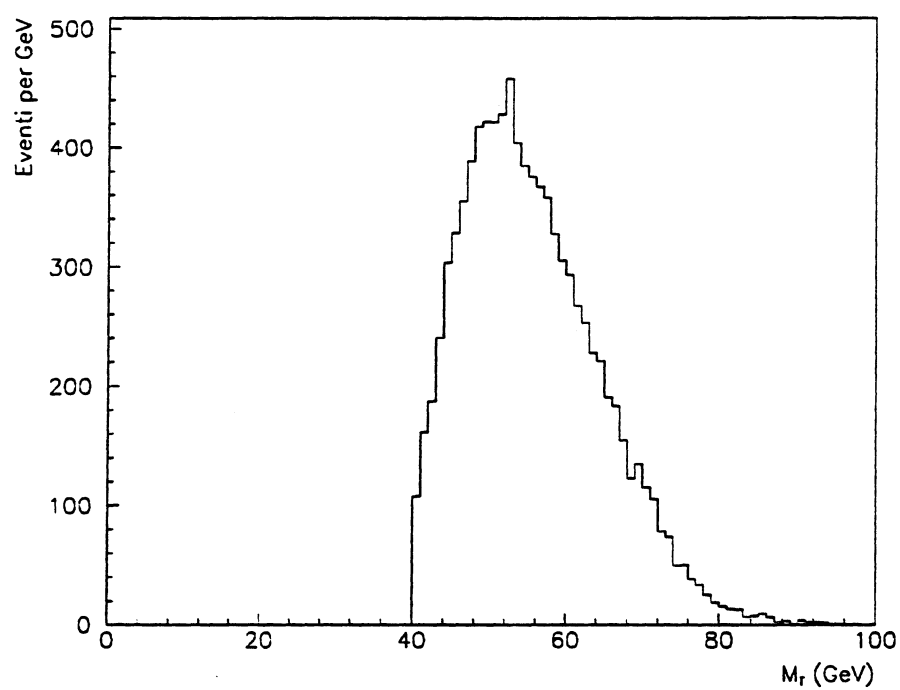


Fig. 3.18: Distribuzione di M_T per il fondo $W \rightarrow \tau \nu_\tau \rightarrow e \nu_\tau \bar{\nu}_e \nu_\tau$.

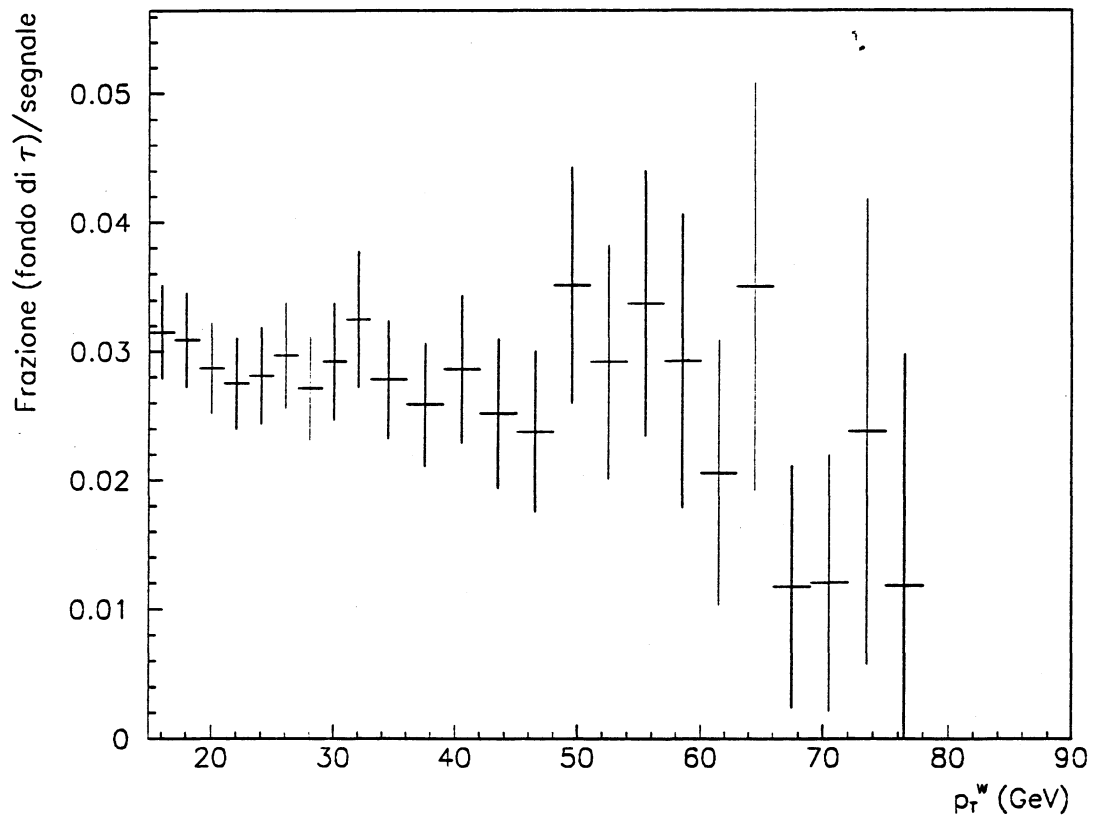


Fig. 3.19: Rapporto tra il fondo $W \rightarrow \tau \nu_\tau \rightarrow e \nu_\tau \bar{\nu}_e \nu_\tau$ ed il segnale $W \rightarrow e \nu_e$.

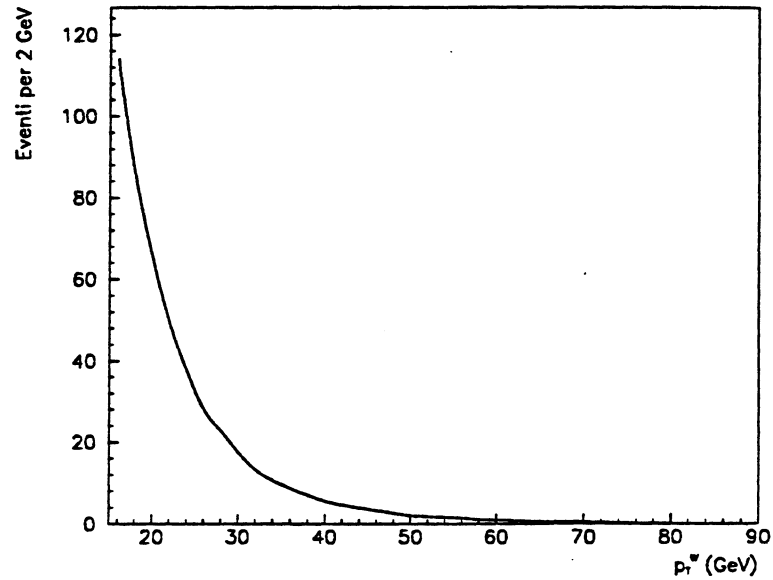


Fig. 3.20: Predizione della distribuzione di p_T^W da eventi $W \rightarrow e\nu_e$ con sovrapposta, indistinguibile, la somma del segnale e del fondo.

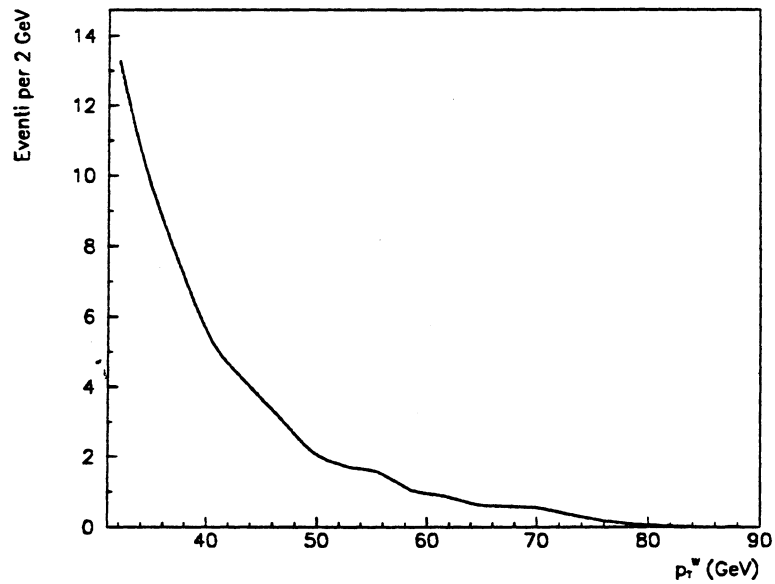


Fig. 3.21: Particolare della figura precedente con $p_T^W > 30$ GeV.

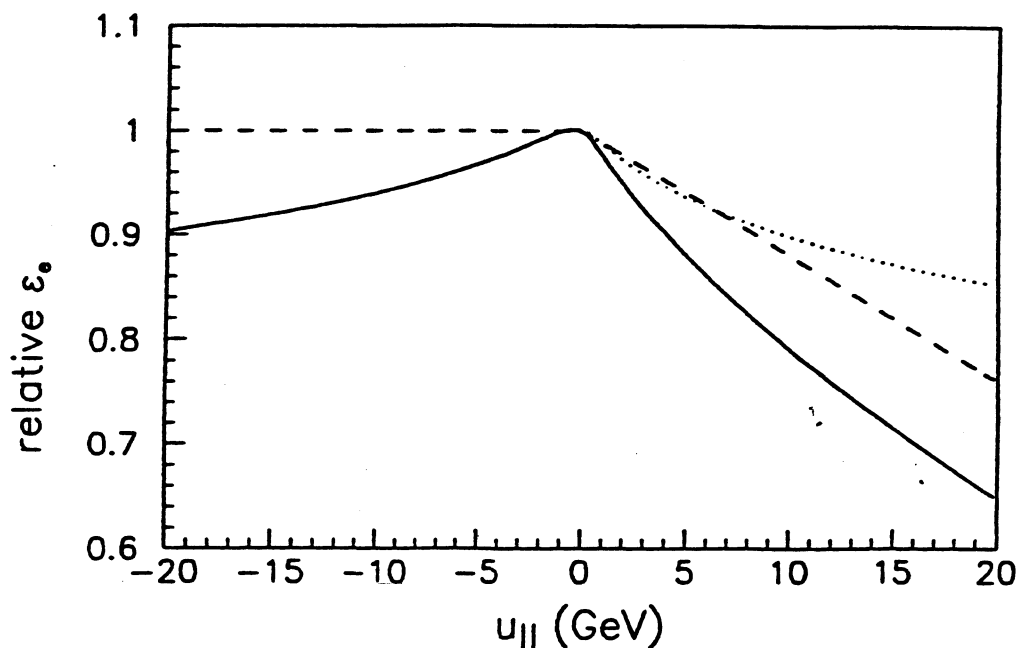


Fig. 3.22: Efficienza relativa della rivelazione dell'elettrone in funzione di $u_{||}$. La curva tratteggiata descrive l'efficienza del calorimetro (CALELE + ERIC), quella punteggiata l'efficienza di ricostruzione della traccia e del punto di inizio dello sciame. L'efficienza totale è rappresentata dalla linea continua.

Per quantificare questo effetto si usa generalmente la variabile $u_{||}$ definita come la proiezione del momento trasverso degli adroni formanti l'u.e. sulla direzione del momento trasverso dell'elettrone. Per valori di $u_{||}$ positivi e grandi l'efficienza di rivelazione dell'elettrone diminuisce. Uno studio a questo proposito è stato realizzato in UA2 [21] a partire da dati sperimentali e da simulazioni Montecarlo. È stato così possibile parametrizzare l'effetto dell'u.e. sull'efficienza totale di rivelazione come raffigurato in fig. 3.22. Il valore di $u_{||}$ non è completamente scorrelato dal p_T^W dell'evento, infatti, per alti valori di p_T^W , l'elettrone di decadimento e gli adroni (essenzialmente il *jet* generato dal gluone irraggiato nello stato iniziale) tendono ad andare in direzioni opposte, privilegiando valori di $u_{||}$ negativi come si può osservare in fig. 3.23, nel caso del Montecarlo. In fig. 3.24 sono confrontate le distribuzioni di $u_{||}$ generate dal Montecarlo prima e dopo i tagli in accettazione e quelli cinematici. Si può osservare come questi tagli rigettino in maggior misura eventi con valori positivi di $u_{||}$.

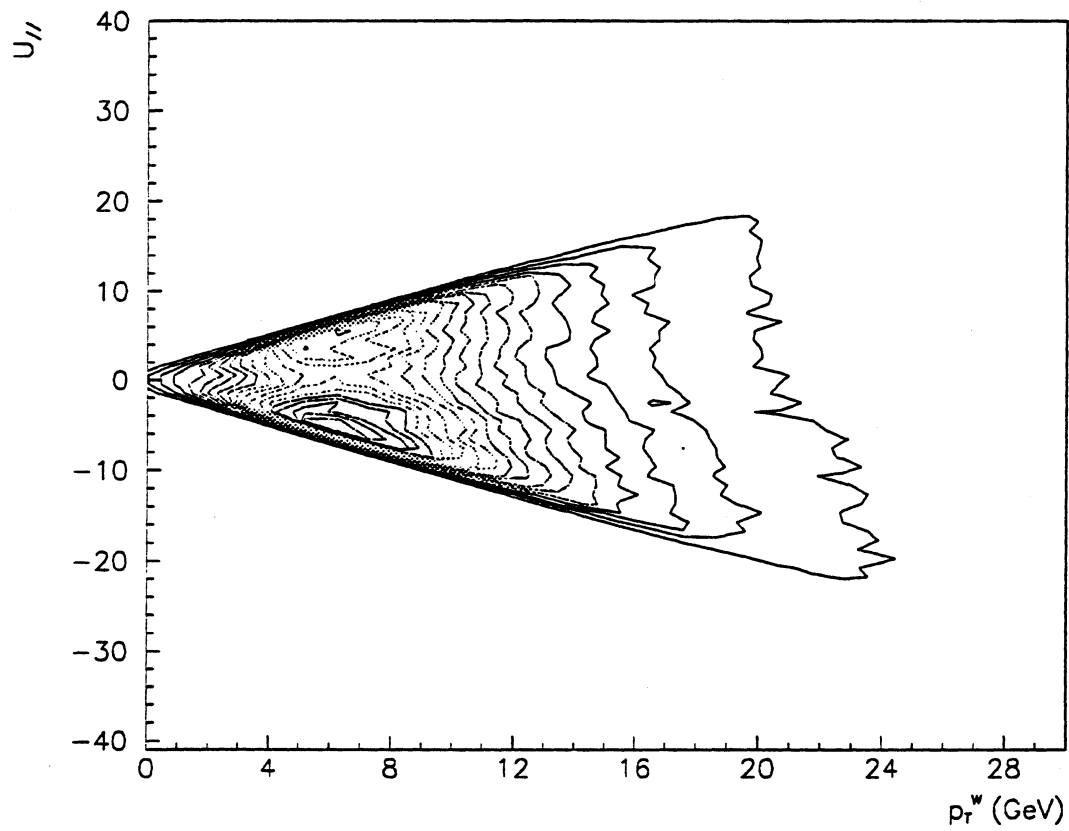


Fig. 3.23: Distribuzione di $u_{||}$ in funzione di p_T^W per gli eventi di Montecarlo.

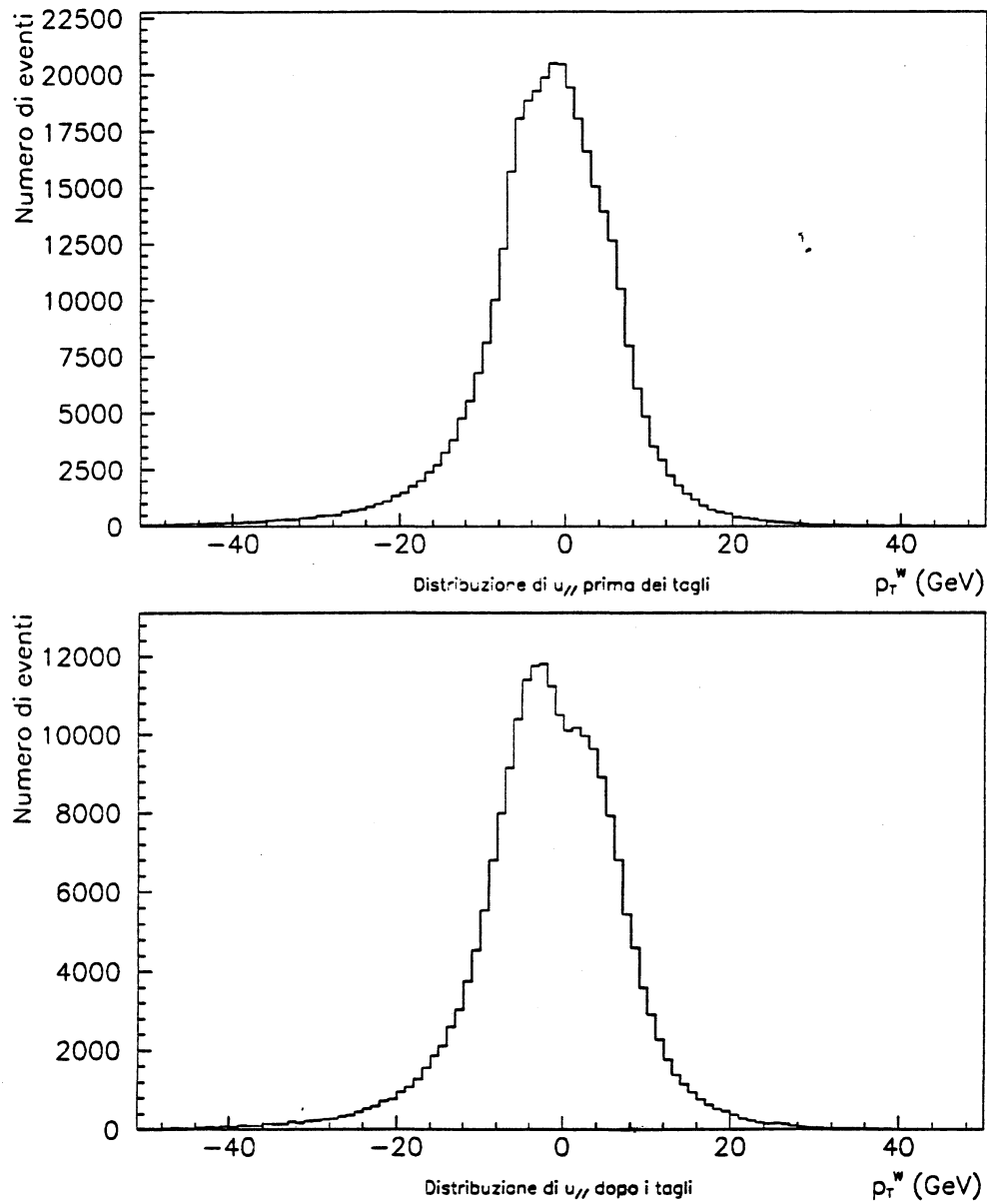


Fig. 3.24: Distribuzioni di $u_{||}$ prima e dopo i tagli in accettazione e quelli cinematici.

Per lo studio dell'efficienza della selezione dei W in funzione di p_T^W , sulla base dei risultati ottenuti per $u_{||}$, è stata assunta un'efficienza costante incognita per gli eventi che presentano $u_{||} < 0$. È stato valutato, quindi, il rapporto tra le distribuzioni di p_T^W degli eventi con $u_{||} > 0$ e di quelli con $u_{||} < 0$ sia per il Montecarlo che per i dati, corrette in base alle efficienze riportate in precedenza che non tengono conto, però, dell'effetto dell'u.e..

I due rapporti con i relativi errori sono riportati nelle figg. 3.25 e 3.26. Definendo u_+^g e u_-^g come le distribuzioni con $u_{||} > 0$ e $u_{||} < 0$ del Montecarlo, ed analogamente u_+^s e u_-^s per i dati, la quantità:

$$\varepsilon_{u_{||}>0} = \frac{u_+^s u_-^g}{u_+^g u_-^s}$$

è il rapporto tra le distribuzioni dei dati e del Montecarlo generata con $u_{||} > 0$ normalizzate al numero di eventi con $u_{||} < 0$. Questa quantità può essere considerata come l'efficienza in funzione di p_T^W degli eventi con $u_{||} > 0$ a meno dell'efficienza incognita cui si è precedentemente accennato. $\varepsilon_{u_{||}>0}$ è riportata, con i relativi errori, in fig. 3.27.

Per l'efficienza relativa totale, si può adesso utilizzare:

$$\varepsilon_{tot} = \frac{u_+^s + u_-^s}{u_+^g + u_-^g} \frac{u_-^g}{u_-^s} = \frac{1 + \frac{u_+^s}{u_-^s}}{1 + \frac{u_+^g}{u_-^g}}$$

Il risultato è riportato in fig. 3.28. È stato eseguito un *fit* lineare dei valori ottenuti che è stato utilizzato come parametrizzazione dell'efficienza in funzione di p_T^W :

$$\varepsilon_{tot} = (0.984 \pm 0.015) + (-0.0017 \pm 0.0005)p_T^W$$

I risultati sono stati confrontati con quelli di uno studio precedente [22], eseguito su una statistica più limitata e con un metodo completamente differente basato sulla sovrapposizione di u.e. provenienti da eventi W con segnali nel calorimetro prodotti da fasci di test di elettroni a 40 GeV. Il confronto è riportato in tab. 3.7. I due risultati sono compatibili, il che ci rassicura sull'affidabilità del metodo utilizzato.

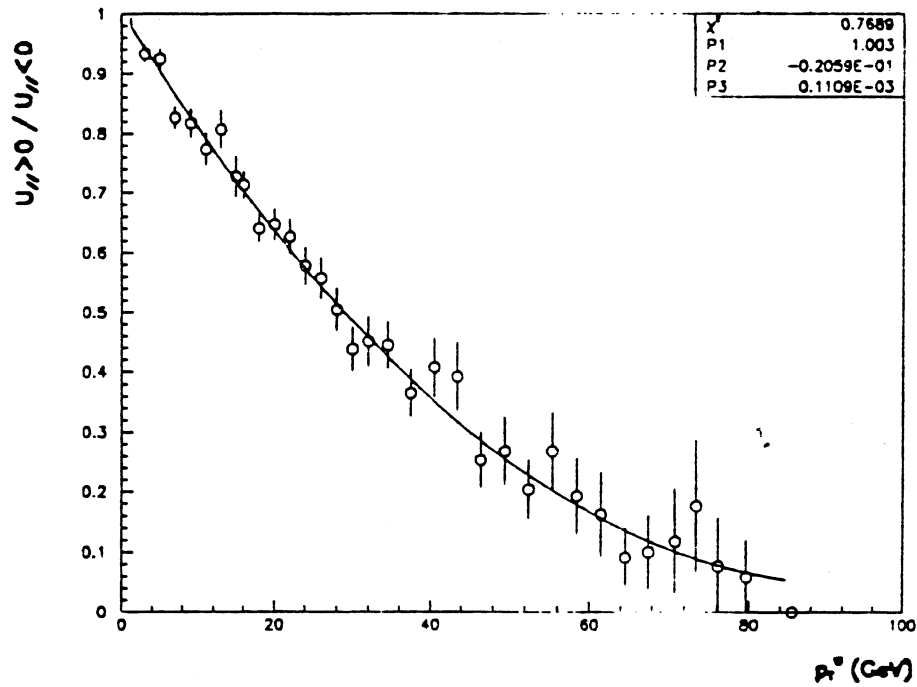


Fig. 3.25: Rapporto tra le distribuzioni di p_T^W per $u_{\parallel} > 0$ e $u_{\parallel} < 0$ nel Montecarlo con sovrapposto un fit ad una parabola.

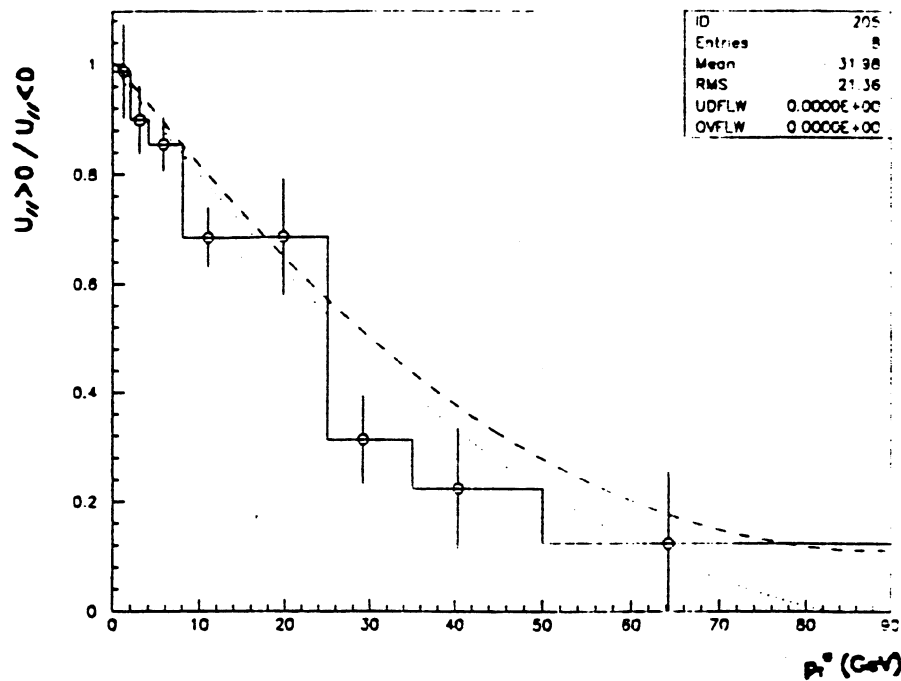
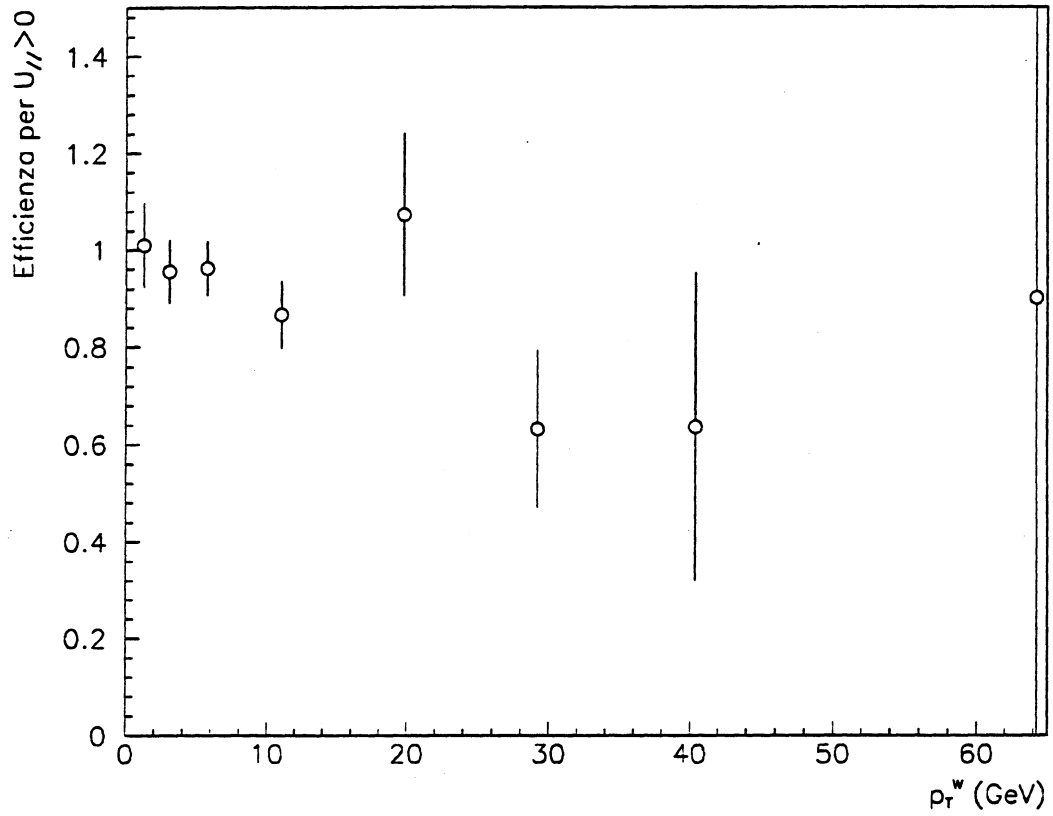


Fig. 3.26: Rapporto tra le distribuzioni di p_T^W per $u_{\parallel} > 0$ e $u_{\parallel} < 0$ nei dati con sovrapposto l'intervallo di errore del fit ad una parabola ottenuto per la generazione Montecarlo.

Fig. 3.27: $\epsilon_{u_{||} > 0}$ (si veda il testo).

Intervallo di p_T^W (GeV)	Risultati del fit	Analisi precedente
0 - 10	$(97.5 \pm 1.7)\%$	$(98.1 \pm 0.4)\%$
10 - 20	$(95.8 \pm 2.2)\%$	$(96.0 \pm 1.6)\%$
20 - 30	$(94.1 \pm 2.7)\%$	$(92.7 \pm 4.1)\%$
> 30 (40)	$(91.6 \pm 3.5)\%$	$(86 \pm 9)\%$
> 30 (80)	$(84.8 \pm 5.5)\%$	$(86 \pm 9)\%$

Tabella 3.7: Confronto delle efficienze ottenute dal fit e da uno studio indipendente (si veda il testo).

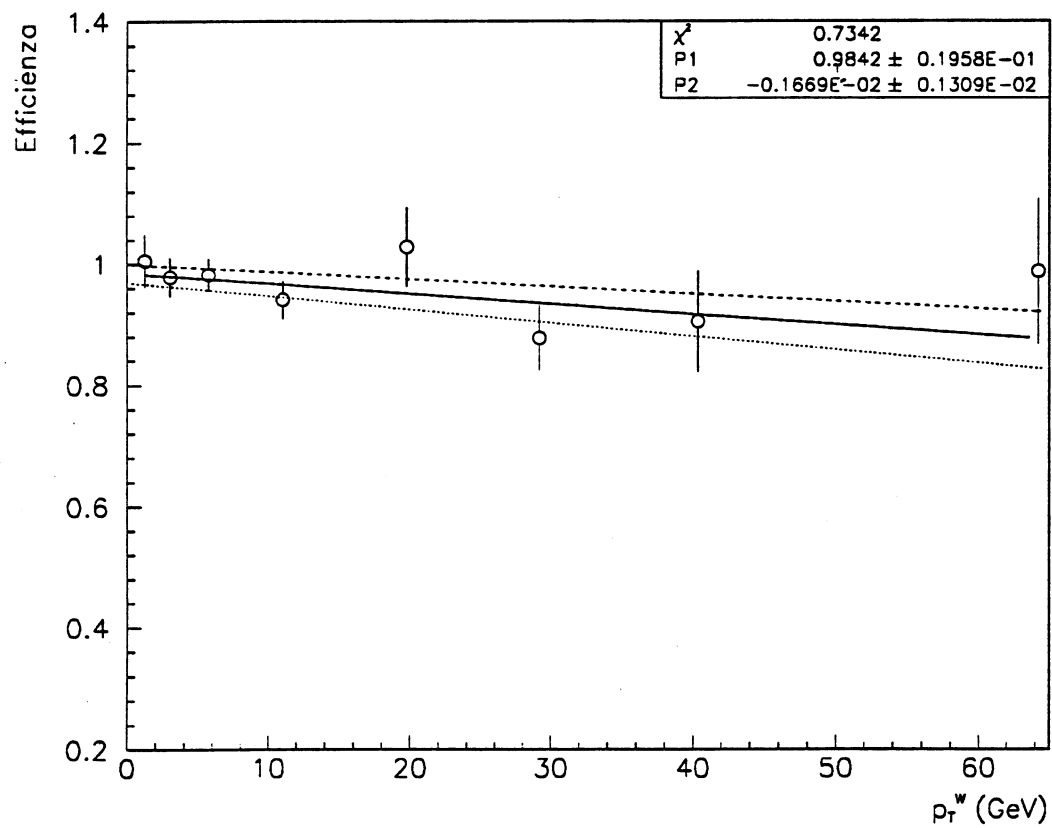


Fig. 3.28: Efficienza relativa di rivelazione dell'elettrone in funzione di p_T^W . È Sovraposto un fit lineare.

3.6 Il campione Z

Nella ricerca del decadimento $Z \rightarrow e^+e^-$, la massa del bosone Z può essere determinata direttamente misurando le energie dei due elettroni e l'angolo tra le loro direzioni:

$$m_{ee}^2 = 4E_1 E_2 \sin^2 \frac{\alpha}{2} \quad (3.8)$$

Per sopprimere il fondo di eventi di QCD si applica un taglio sulla massa invariante m_{ee} .

3.6.1 Selezione del campione $Z \rightarrow e^+e^-$

Come si è visto precedentemente, gli elettroni candidati sono classificati in differenti categorie, o ranghi, dove la qualità dell'elettrone peggiora all'aumentare del rango stesso.

Un elettrone con rango ≤ 3 deve passare la selezione della *routine* CALELE, ed una selezione meno restrittiva basata su ERIC. Questa *routine* applica un taglio $P(\chi^2) > 10^{-4}$ sulla probabilità di traccia "o" punto di inizio sciame e la traccia "o" il punto di inizio sciame sono ricostruiti con criteri meno selettivi.

Il campione Z finale usato per questa analisi soddisfa le seguenti richieste:

- 1) un elettrone di rango 1 e $p_T^e > 20$ GeV nell'evento
- 2) il secondo elettrone nell'evento deve essere di rango ≤ 3 e $p_T^e > 15$ GeV
- 3) la massa invariante m_{ee} della coppia dei due elettroni deve essere compresa nell'intervallo: $76 \text{ GeV} < m_{ee} < 110 \text{ GeV}$
- 4) segnale TOF di *trigger* di *minimum bias*
- 5) la posizione longitudinale del vertice in $|z_v| < 250$ mm
- 6) gli elettroni devono essere rivelati nelle zone fiduciarie del calorimetro

Il taglio applicato sul primo elettrone è il taglio standard, che è stato descritto nella selezione del campione di W . Il taglio sul secondo elettrone, meno restrittivo,

	1° elettrone	2° elettrone
CC	Centrale celle interne	Centrale celle interno
CE	Centrale celle interne	Centrale celle esterne
CF	Centrale celle interne	End Cap
EE	Centrale celle esterne	Centrale celle esterne
EF	Centrale celle esterne	End Cap
FF	End cap	End Cap

Tabella 3.8: Suddivisione del campione di eventi Z candidati.

permette di mantenere elevata l'efficienza di riconoscimento. La richiesta che la massa invariante dell'evento sia in un intervallo intorno alla massa dell Z è efficace nel rigettare gli eventi di fondo.

Sopravvive a questi tagli un campione di 269 eventi suddiviso in sei sottocampioni denominati: CC,CE,CF,EE,EF,FF, in funzione della zona del calorimetro in cui lo sciame si è sviluppato, come specificato in tab. 3.8. Questa suddivisione è necessaria per tener conto delle diverse efficienze di riconoscimento dell'elettrone nelle differenti zone del calorimetro.

Le efficienze di CALELE, ERIC e del taglio sull'energia trasversa operato dal *trigger* sono le stesse di quelle ottenute per il campione di W . Cambia invece quella che tiene conto del riconoscimento della traccia, del punto di inizio dello sciame e dell'accordo tra i due quando si considerano anche elettroni di rango 3. Questa efficienza, calcolata con un procedimento analogo a quello utilizzato per gli elettroni di rango 1, è del $(97.9 \pm 1.0 \pm 0.6)\%$ e, combinata con le altre efficienze, fornisce un valore di:

Elettroni centrali interni di rango 1 o 2 o 3: $(85.0 \pm 1.3)\%$

Elettroni centrali esterni di rango 1 o 2 o 3: $(82.0 \pm 2.7)\%$

Per gli elettroni End Cap del campione Z si considerano solo elettroni di rango 1.

Per il calcolo delle efficienze combinate per ogni sottocampione di eventi Z si utilizza la relazione:

$$\epsilon_{tot} = \epsilon_{(CALELE,1)}\epsilon_{(CALELE,2)}\epsilon_{(ERIC,1)}\epsilon_{(ERIC,2)}\epsilon_{(trigger,1)}\epsilon_{(trigger,2)}\epsilon$$

<i>Sottoampione</i>	<i>Efficienza</i>
<i>CC</i>	$(69.1 \pm 2.3)\%$
<i>CE</i>	$(66.6 \pm 2.8)\%$
<i>CF</i>	$(75.6 \pm 2.2)\%$
<i>EE</i>	$(64.3 \pm 4.3)\%$
<i>EF</i>	$(72.9 \pm 3.0)\%$
<i>FF</i>	$(79.0 \pm 4.0)\%$

Tabella 3.9: Efficienze totali suddivise per sottocampione di eventi.

dove le $\varepsilon_{x,a}$ indicano le efficienze del criterio x relative all'elettrone a . La ε rappresenta invece l'efficienza combinata di riconoscimento della traccia e del punto di inizio dello sciame selezionando un elettrone di rango 1 e l'altro di rango ≤ 3 . Per tutti i campioni in cui nessun elettrone è stato rivelato negli End Caps si ha:

$$\varepsilon = 2\varepsilon_{(tr-ps,r1)}\varepsilon_{(tr-ps,r123)} - \varepsilon_{(tr-ps,r1)}^2$$

dove $\varepsilon_{(tr-ps,r1)}$ è l'efficienza per gli elettroni di rango 1 e $\varepsilon_{(tr-ps,r123)}$ è quella per gli elettroni di rango 1,2,3. Questa relazione è ottenuta considerando tutte le coppie che hanno il primo elettrone di rango 1 ed il secondo di rango 1,2,3 e viceversa, e sottraendo il numero di coppie con ambedue gli elettroni di rango 1 (che altrimenti sarebbero contate due volte). Per le coppie con un elettrone negli End Caps, essendo questo elettrone di rango 1, l'efficienza è data semplicemente dal prodotto delle efficienze considerando l'altro elettrone di rango 1,2,3. Nel calcolo dell'errore sull'efficienza totale si è tenuto conto di tutti gli errori sulle singole efficienze propagandoli gaussianamente, salvo che per le efficienze $\varepsilon_{tr-ps,r1}$ e $\varepsilon_{tr-ps,r123}$, per le quali si è utilizzata la propagazione correlata, in quanto sono state ricavate su uno stesso campione di eventi. Il valore delle efficienze totali per ogni sottocampione di eventi è riportato in tab. 3.9.

3.6.2 Stima del fondo di QCD

Il fondo nei decadimenti $Z \rightarrow e^+e^-$ è costituito da eventi di QCD con due *jet* nello stato finale in cui entrambi i *jet* sono stati identificati come elettroni. Questa contaminazione è calcolata a partire dalla distribuzione della massa invariante delle coppia di due *cluster* elettromagnetici negli eventi selezionati da CALELE. In fig. 3.29 è mostrata la distribuzione della massa invariante per questo campione. Il picco Jacobiano dello Z nella regione $70 \text{ GeV} < m_{ee} < 120 \text{ GeV}$ è già visibile in fig. 3.29 e sovrapposto al fondo di QCD che è dominante per $40 \text{ GeV} < m_{ee} < 70 \text{ GeV}$. Una prima stima di questo fondo può esser fatta valutando il numero di eventi contenenti almeno un *cluster* di rango 1 nel campione sopra descritto. La distribuzione della massa invariante per questo tipo di eventi è mostrata in fig. 3.30. È stato definito il fattore di "riduzione":

$$r = \frac{N_1}{N_2}$$

dove N_1 è il numero di eventi nella regione di massa, definita dal taglio, con due *cluster* elettromagnetici ed N_2 il numero di eventi in cui almeno uno dei due *cluster* è di rango 1. Una prima valutazione del fattore di reiezione R può esser ricavata dalla relazione:

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{R} + \frac{1}{R} - \frac{1}{R^2} \quad (3.9)$$

dove $1/R$ è la frazione di eventi in cui il primo (o il secondo) *cluster* elettromagnetico è di rango 1 e $1/R^2$ è la frazione di eventi in cui entrambi i *cluster* sono di rango 1.

Dalla relazione 3.9 si ricava:

$$R = \frac{1}{1 - \sqrt{1 - \frac{1}{r}}}$$

La stima del fondo deve tener conto anche della produzione di coppie in eventi Drell-Yan. Il segnale di Drell-Yan è stato stimato come la differenza tra il numero eventi in cui ambedue gli elettroni sono di rango 1 e il numero di eventi di QCD attesi, cioè N_1/R^2 . Il segnale così ottenuto è stato sottratto ad N_1 ed N_2 ed il fattore di reiezione è stato nuovamente calcolato dai nuovi valori di N_1 ed N_2 . Un procedimento analogo è stato utilizzato per gli elettroni di rango ≤ 3 .

I risultati ottenuti per i fattori di reiezione sono mostrati in tab.3.10. La dis-

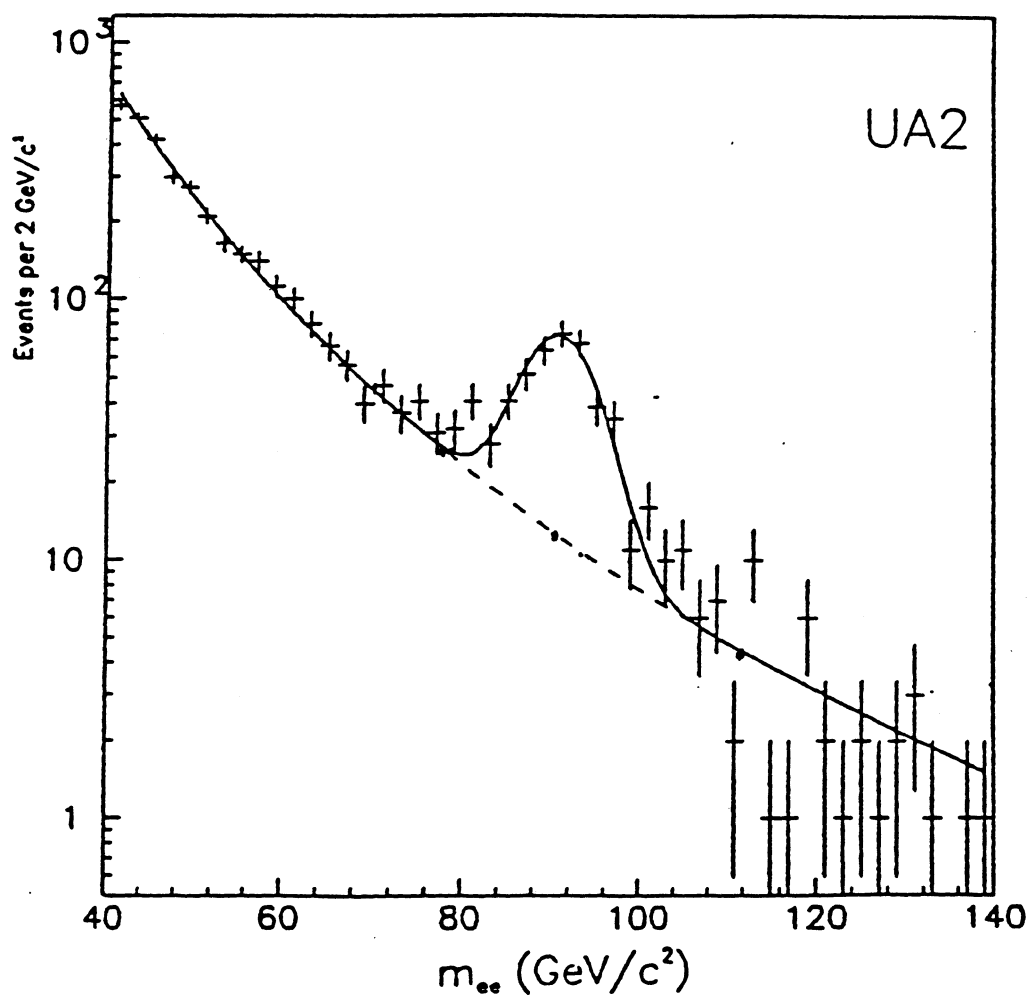


Fig. 3.29: Distribuzione della massa invariante per gli eventi con due cluster elettromagnetici selezionati dalla routine CALELE.

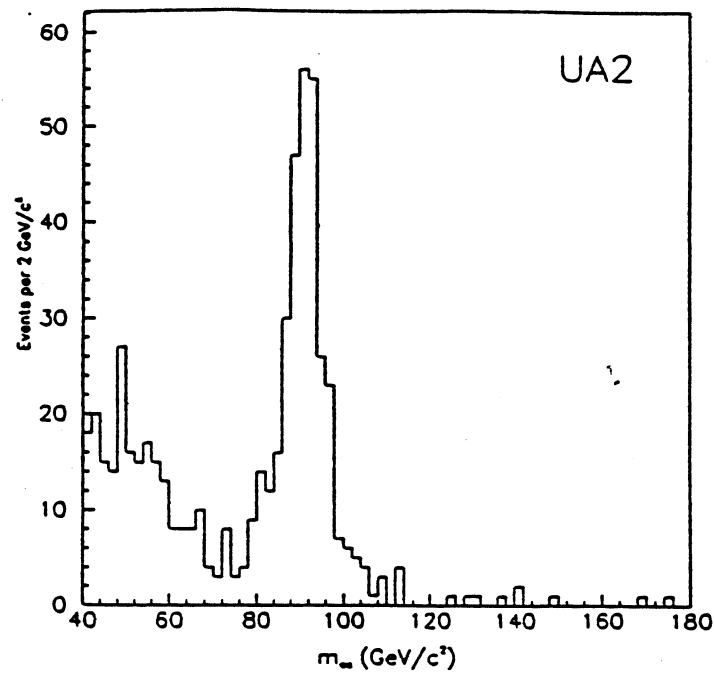


Fig. 3.30: Distribuzione della massa invariante per eventi con almeno un cluster elettromagnetico di rango 1.

Zona (rango)	Fattore di reiezione
Centr. interni (1)	25.1 ± 2.2
Centr. interni (123)	8.3 ± 0.4
Centr. esterni (1)	22.4 ± 3.9
Centr. esterni (123)	6.4 ± 0.5
End Cap (1)	7.2 ± 0.7

Tabella 3.10: Fattori di reiezione per differenti sottocampioni dell'analisi.

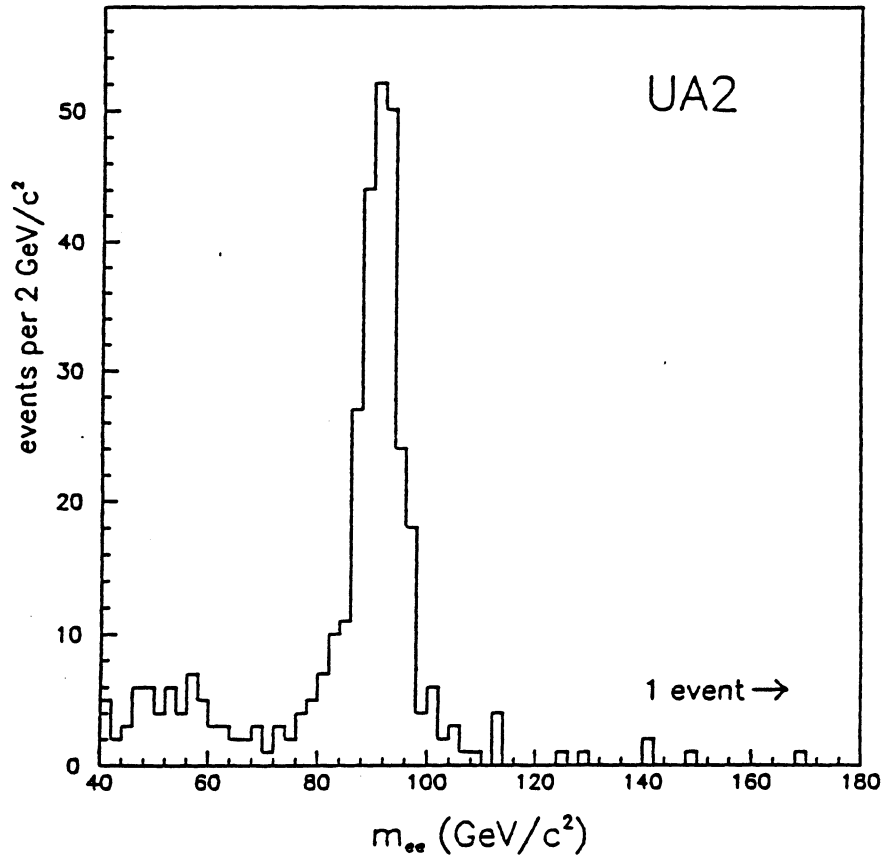


Fig. 3.31: Distribuzione della massa invariante per le coppie di elettroni di rango 1-rango 123.

tribuzione finale della massa invariante, ottenuta utilizzando le coppie rango 1-rango 123, è mostrata in fig. 3.31.

Assumendo che l'andamento del fondo di QCD abbia la stessa forma anche nella regione di massa considerata: $76 \text{ GeV} < m_{ee} < 110 \text{ GeV}$, è stato fatto un *fit* sulla distribuzione della massa invariante con una funzione del tipo $m^{-\alpha}$ che è stata poi estrapolata anche nella regione del segnale come mostrato in fig. 3.29. I fattori di reiezione sono stati poi applicati al numero di eventi di fondo ottenuti dall'integrazione del *fit*. I risultati sono mostrati in tab. 3.11. Gli errori sugli eventi del fondo provengono dalla propagazione gaussiana dell'errore sul *fit* e sui fattori di reiezione.

<i>Campione</i>	<i>Fattore di reiezione</i>	<i>Eventi di fondo</i>	<i>Eventi di fondo (passanti i tagli)</i>
<i>CC</i>	125 ± 20	72.5	0.58 ± 0.09
<i>CE</i>	102 ± 17	87.2	0.85 ± 0.15
<i>CF</i>	58 ± 12	42.2	0.73 ± 0.16
<i>EE</i>	84 ± 19	36.4	0.43 ± 0.11
<i>EF</i>	54 ± 10	25.7	0.57 ± 0.15
<i>FF</i>	52 ± 11	14.6	0.28 ± 0.09
<i>Totale</i>		278.6	3.43 ± 0.31

Tabella 3.11: Fondo di QCD nella regione del segnale (76–110 GeV).

3.6.3 La stima del fondo di Drell–Yan

Un altro fondo abbastanza rilevante al segnale di Z è rappresentato dagli eventi Drell-Yan e da quelli dovuti ad interferenza dei diagrammi con scambio di γ^* e Z . In questi eventi viene prodotta una coppia di elettroni che può “simulare” eventi Z reali. Il taglio che agisce maggiormente sulla soppressione di questo fondo è quello sulla massa invariante. Per studiare questa contaminazione si è proceduto analogamente a quanto è stato fatto per $W \rightarrow \tau \nu_\tau \rightarrow e \nu_\tau \bar{\nu}_e \nu_\tau$. Sono stati generati eventi $Z \rightarrow e^+ e^-$ sovrapposti ad eventi derivanti dai processi con scambio di γ^* e γ^*/Z attraverso il programma di simulazione che verrà descritto nel capitolo seguente. In fig. 3.32 è riportato la distribuzione della massa invariante generata nel caso degli Z più il fondo da Drell-Yan. Si osserva che l'effetto del fondo sul picco dello Z è minimo e che gli eventi di fondo si addensano nella regione a bassa massa invariante. Il numero totale di eventi $\gamma^*, \gamma^*/Z$ che passano i tagli nella regione di massa utilizzata per isolare il segnale è pari all'1.65% del totale. Anche in questo caso è importante studiare l'andamento del fondo in funzione di p_T^Z . A questo scopo sono state ottenute le distribuzioni di p_T^{ee} , il momento trasverso della coppia elettronica ($|\vec{p}_T^{ee}| = |\vec{p}_T^{e1} + \vec{p}_T^{e2}|$) per gli Z più il fondo. Le due distribuzioni sono state normalizzate e sono riportate in fig. 3.33, mentre il loro rapporto è mostrato in fig. 3.34. La banda raffigurata evidenzia una regione di incertezza del 3% intorno all'unità. La caratteristica più importante,

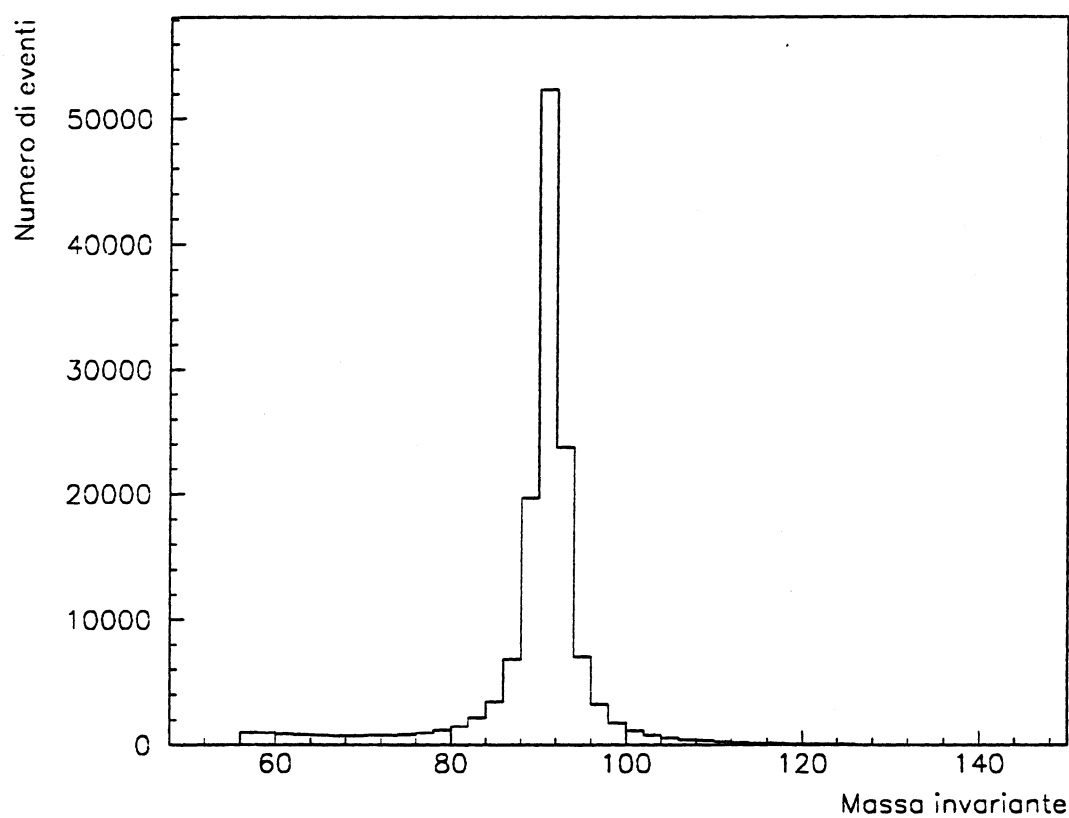


Fig. 3.32: Distribuzione in massa invariante per un campione di eventi Z in cui sia presente il fondo da processi con scambio di γ^ e γ^*/Z .*

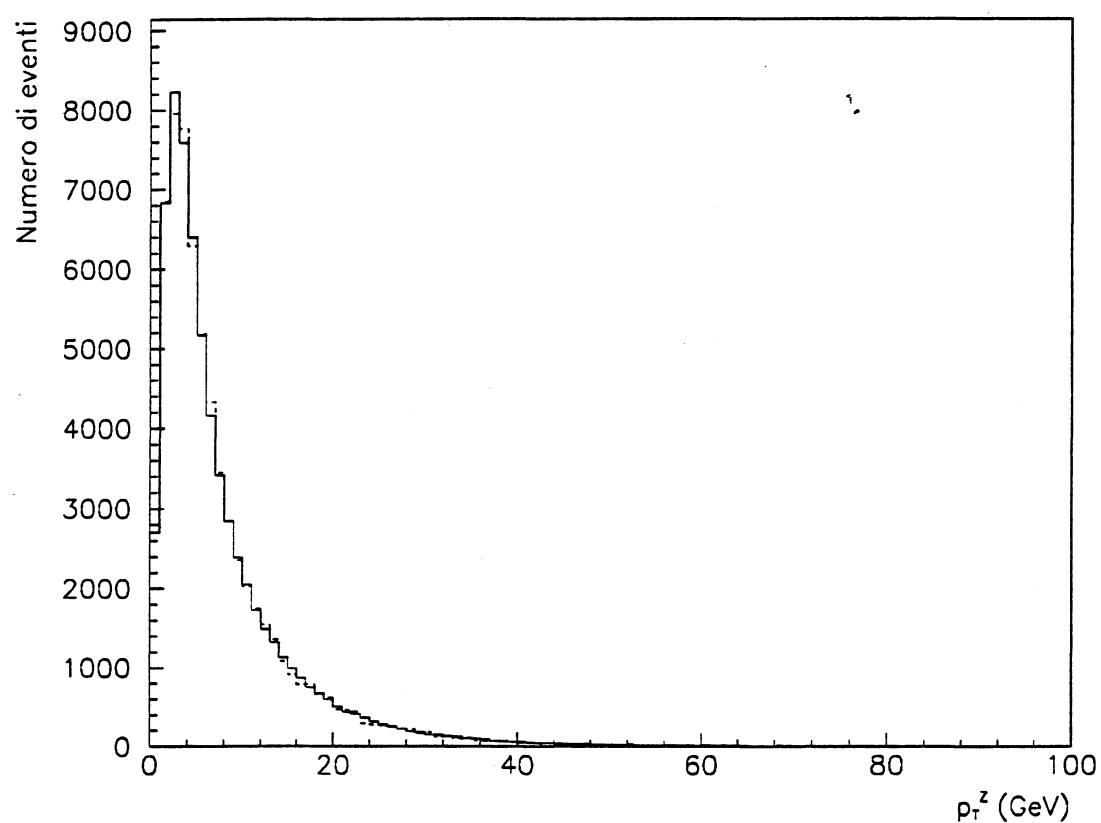


Fig. 3.33: Confronto tra le distribuzioni in momento trasverso della coppia elettronica (p_T^Z) generate per eventi Z (linea continua) e per eventi Z più il fondo di γ^* e γ^*/Z (linea tratteggiata).

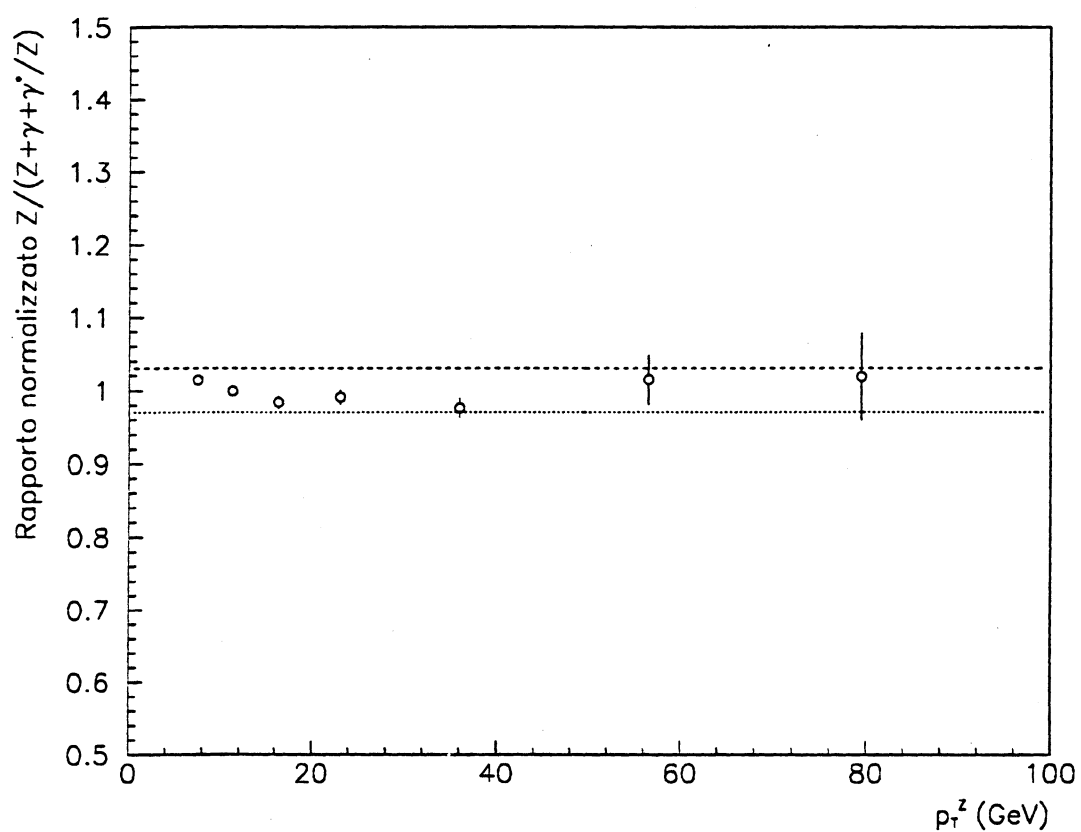


Fig. 3.34: Rapporto tra le distribuzioni di p_T^Z generate in eventi Z con e senza sovrapposizione del fondo dai processi γ^* e γ^*/Z .

comunque, è che sembra non esserci nessun andamento evidente del fondo in funzione di p_T^{ee} .

Le ultime contaminazioni che restano da considerare sono quelle fornite dai processi: $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$, $\tau^\pm \rightarrow e^\pm(\nu_e\nu_\tau)$ e $Z \rightarrow b\bar{b}, b(\bar{b}) \rightarrow e^\pm\bar{\nu}_e(\nu_e)c(\bar{c})$. In totale il fondo dovuto a questo tipo di eventi, come si è ottenuto da simulazioni Montecarlo, non supera lo 0.2% del totale. Infatti esso è fortemente soppresso dal taglio sulla massa invariante della coppia elettronica ed è comunque piccola la probabilità che nei processi considerati si osservino due elettroni nello stato finale.

3.6.4 L'effetto dell'*underlying event*

Anche in questo caso resta da valutare qual è l'effetto dell'u.e. sull'efficienza globale di riconoscimento dello Z . Il metodo utilizzato per i W non è applicabile in questo caso data l'esigua statistica a disposizione ($\sim 1/10$ di quella dei W). È stato così applicato un procedimento che parte dall'assunzione di similitudine tra un evento W ed un evento Z . In effetti la differenza sostanziale tra i due è rappresentata dalla distribuzione angolare dell'elettrone di decadimento nei due casi. Questa distribuzione è del tipo $\sim (1 \pm \cos \theta)^2$, con θ l'angolo tra la direzione di decadimento e il momento dell'antiprotone per il W^\pm , e $\sim (1 + \cos^2 \theta)$ per lo Z . Quando si media sul segno del W^\pm le due distribuzioni angolari diventano identiche. Altre differenze sono rappresentate dalle masse dei due bosoni che contribuiscono a creare una topologia dell'evento leggermente diversa nei due casi, e dai diversi tagli applicati sul momento trasverso del neutrino per i W e sul secondo elettrone di decadimento per lo Z . L'effetto di queste differenze nell'applicazione del metodo è stato valutato essere trascurabile. Sulla base di quanto esposto potrebbe sembrare possibile calcolare l'efficienza sugli eventi Z semplicemente considerando il quadrato dell'efficienza ottenuta per gli eventi W . Il valore così calcolato sarebbe corretto se le efficienze di rivelazione dei due elettroni e quindi gli $u_{||}$ dei due elettroni fossero scorrelati ma, in realtà, non è così. Infatti se un elettrone ha $u_{||} > 0$ l'altro, per motivi cinematici, deve avere un $u_{||} < 0$.

L'efficienza viene così valutata considerando valida per gli eventi Z o, meglio, per quegli elettroni di decadimento che presentano un $u_{||} > 0$, la stessa efficienza calcolata

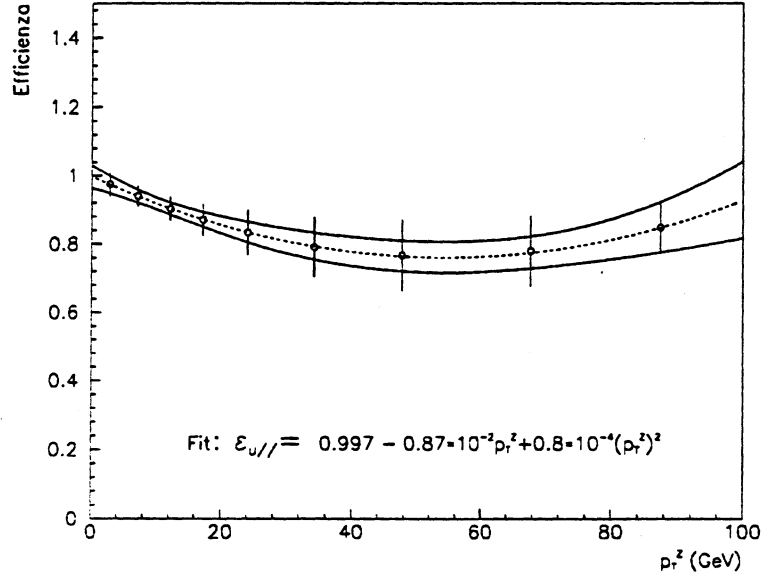


Fig. 3.35: Efficienza relativa prodotta dall'u.e. su eventi Z con sovrapposto un fit parabolico.

per gli eventi con $u_{||}$ positivo nell'analisi dei W. Un *fit* lineare su quest'ultima ha fornito i valori:

$$\varepsilon(p_T^W) = (1.00 \pm 0.05) + (-0.9 \pm 0.4)p_T^W$$

L'efficienza sugli eventi Z è stata valutata generando eventi di Montecarlo come descritto in precedenza. La generazione è stata suddivisa in due sottocampioni: il primo, consistente di N_1 eventi è composto da quegli Z che hanno prodotto un elettrone con $u_{||} > 0$ ed il secondo, di N_2 eventi, da quelli in cui tutti e due gli elettroni hanno $u_{||} < 0$. L'efficienza totale è stata ricavata pesando il primo campione per l'efficienza ottenuta dai W:

$$\varepsilon(p_T^Z) = \frac{N_1 \varepsilon(p_T^W) + N_2}{N_1 + N_2}$$

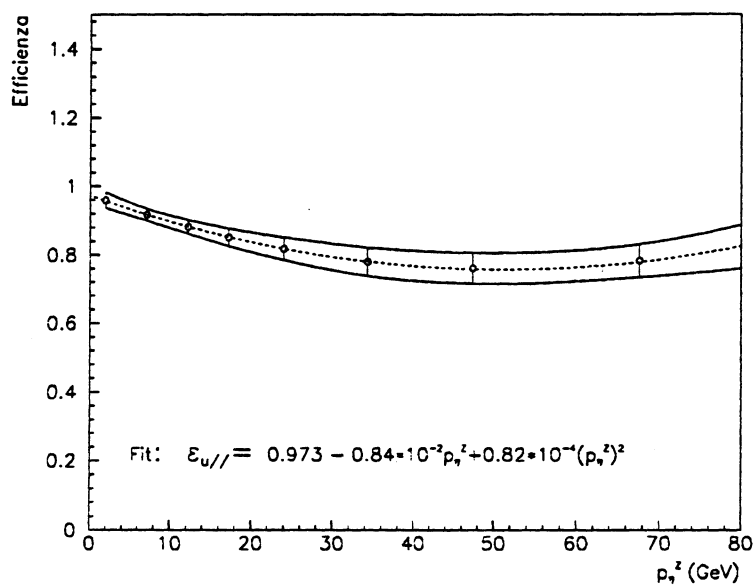
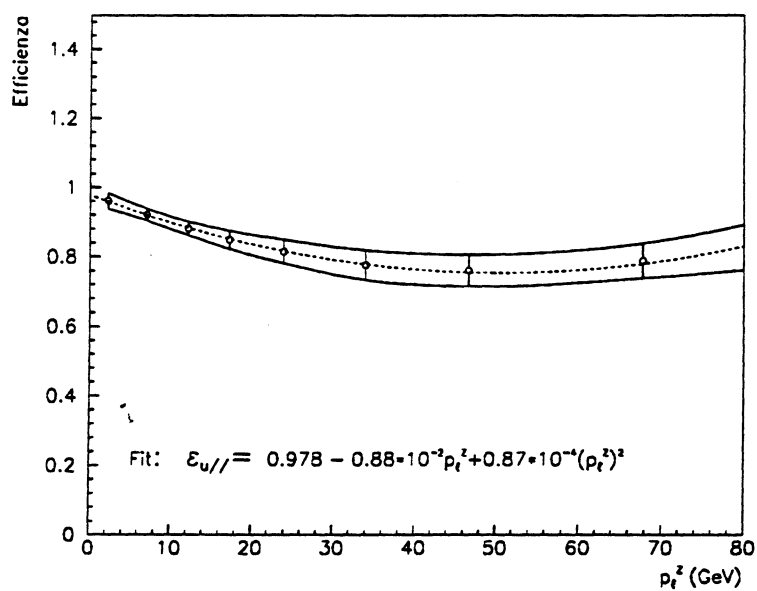
Sul risultato, in funzione di p_T^Z , è stato eseguito un *fit* ad una parabola, come illustrato in fig. 3.35. La banda di errore in figura deriva dalla propagazione degli errori sui

parametri del *fit* tenendo conto della matrice di correlazione degli errori sui parametri stessi.

A partire dall'efficienza in p_T^Z sono state calcolate le efficienze in funzione di p_η^Z e p_ξ^Z , le proiezioni di p_T^Z sugli assi η e ξ . L'asse η è definito come la bisettrice dell'angolo nel piano trasverso fra le direzioni dei due elettroni mentre l'asse ξ è quello ad esso perpendicolare. La regione di p_T^Z , di interesse per l'analisi, da 0 a 100 GeV, è stata suddivisa in 5 intervalli ed ad ognuno di questi intervalli è stata assegnata un'efficienza ε_i ($1 \leq i \leq 5$), calcolata nel punto medio di p_T^Z dell'intervallo stesso. Sulla simulazione Montecarlo precedente è stato, quindi, valutato il numero di eventi N_i che, per ogni regione di p_T^Z , cade in un intervallo di $p_{\eta(\xi)}^Z$ ed è stata assegnata a questo intervallo un'efficienza calcolata come:

$$\varepsilon(p_{\eta(\xi)}^Z) = \frac{\sum_{i=1}^5 N_i \varepsilon_i}{\sum_{i=1}^5 N_i}$$

I valori di $\varepsilon(p_{\eta(\xi)}^Z)$ ottenuti sono mostrati in figg. 3.36 e 3.37. Anche in questo caso è stato eseguito un *fit* dell'efficienza ad una parabola e gli errori sui parametri sono stati propagati tenendo conto della matrice di correlazione.

Fig. 3.36: Efficienza relativa in funzione di p_η^Z .Fig. 3.37: Efficienza relativa in funzione di p_ξ^Z .

Capitolo 4

Simulazione dei processi fisici

Nell'analisi descritta in questa tesi il confronto tra la teoria ed i risultati sperimentali è stato fatto simulando l'effetto dell'apparato sulle distribuzioni teoriche e paragonando i risultati ottenuti con le distribuzioni sperimentali.

Il programma di simulazione utilizzato, chiamato nel seguito Toy Montecarlo, genera bosoni W e Z in accordo ad una distribuzione predefinita e simula il loro decadimento in leptoni e la risposta dell'apparato ai prodotti del decadimento. La geometria dell'apparato è stata interamente riprodotta nel Toy e la risoluzione del calorimetro è stata simulata in base ai risultati ottenuti su fasci di test. Il modello produce un valore osservato del momento trasverso totale degli adroni, p_T^{acc} , in funzione di $p_T^{W(Z)}$. Questa parte della modellizzazione del rivelatore è di grande importanza per la comprensione della misura di p_T^W e sarà descritta in dettaglio nei paragrafi seguenti.

4.1 Distribuzione teorica

Per il calcolo delle distribuzioni teoriche di p_T^W e p_T^Z è stato utilizzato un programma messo a punto da Arnold e Kauffman [24], basato sui calcoli di QCD descritti nel secondo capitolo di questa tesi.

Il programma fornisce, una volta definito il *set* di funzioni di struttura che si vuole utilizzare e per ogni p_T^{IVB} e y assegnati, i contributi perturbativi, asintotici e

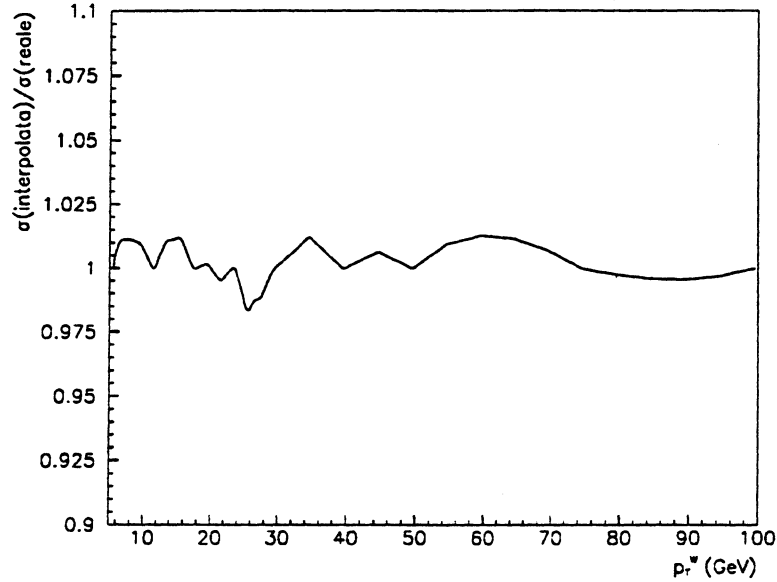


Fig. 4.1: Rapporto tra le sezioni d'urto fornite dal programma di Arnold e Kauffman e le sezioni d'urto interpolate esponenzialmente.

di risommazione alla $d^2\sigma/(dp_T^2 dy)$. La sezione d'urto differenziale è stata calcolata in corrispondenza di alcuni valori di p_T fissati, e nei punti intermedi fra questi valori è stata ricavata con una interpolazione esponenziale. Per valutare l'errore introdotto con un tale procedimento, dopo aver integrato su y , sono stati confrontati i valori ottenuti col metodo analitico e quelli ottenuti con l'interpolazione. In fig. 4.1 è mostrato il rapporto tra i due risultati. Lo scarto fra i valori in tutto l'intervallo considerato è inferiore all'1.5%.

Le sezioni d'urto di produzione dei W e Z calcolate teoricamente e paragonate ai risultati sperimentali sono state ottenute dalla convoluzione delle sezioni d'urto partoniche con *set* diversi di funzioni di struttura evolute all'ordine *next to leading* consistentemente al calcolo teorico per la sezione d'urto partonica.

In fig. 4.2 è mostrato il confronto tra le sezioni d'urto di produzione di W $d\sigma/dp_T^W$

<i>Funz.di strutt.</i>	Λ_{QCD} in MeV	<i>Schema di fattorizz.</i>	<i>Autori</i>
<i>DFLM 160 [34]</i>	160	<i>DIS</i>	<i>Diemoz, Ferroni Longo, Martinelli</i>
<i>DFLM 260 [34]</i>	260	<i>DIS</i>	
<i>DFLM 360 [34]</i>	360	<i>DIS</i>	
<i>HMRSE [39]</i>	100	\overline{MS}	<i>Harriman, Martin Roberts, Stirling</i>
<i>HMRSB [39]</i>	190	\overline{MS}	
<i>HMRSB1 [39]</i>	100	\overline{MS}	
<i>HMRSB3 [39]</i>	300	\overline{MS}	
<i>KMRSB-0 [40]</i>	190	\overline{MS}	<i>Kwiecinski, Martin Roberts, Stirling</i>
<i>M-T S1 [41]</i>	212	\overline{MS}	<i>Morfin, Tung</i>
<i>M-T B1 [41]</i>	194	\overline{MS}	
<i>M-T E1 [41]</i>	155	\overline{MS}	
<i>GRV HO (1) [42]</i>	160	\overline{MS}	<i>Glück, Reya, Vogt</i>
<i>GRV HO (2) [42]</i>	200	\overline{MS}	

Tabella 4.1: Funzioni di struttura utilizzate nell'analisi.

ottenute con le varie funzioni di struttura considerate le cui caratteristiche sono indicate in tab. 4.1. Come indicato in tabella, sono stati utilizzati *set* di funzioni di struttura definiti in diversi schemi di fattorizzazione. Come già accennato nel capitolo riguardante il calcolo teorico, uno schema di fattorizzazione si differenzia dall'altro a seconda delle tecniche adottate per eliminare le divergenze presenti al secondo ordine. Nel valutare la $d^2\sigma/dp_T^2 dy$, quando si considerano le funzioni di struttura DFLM (nello schema di fattorizzazione DIS) è stato utilizzato il solo calcolo perturbativo per il quale esiste la conversione allo schema \overline{MS} .

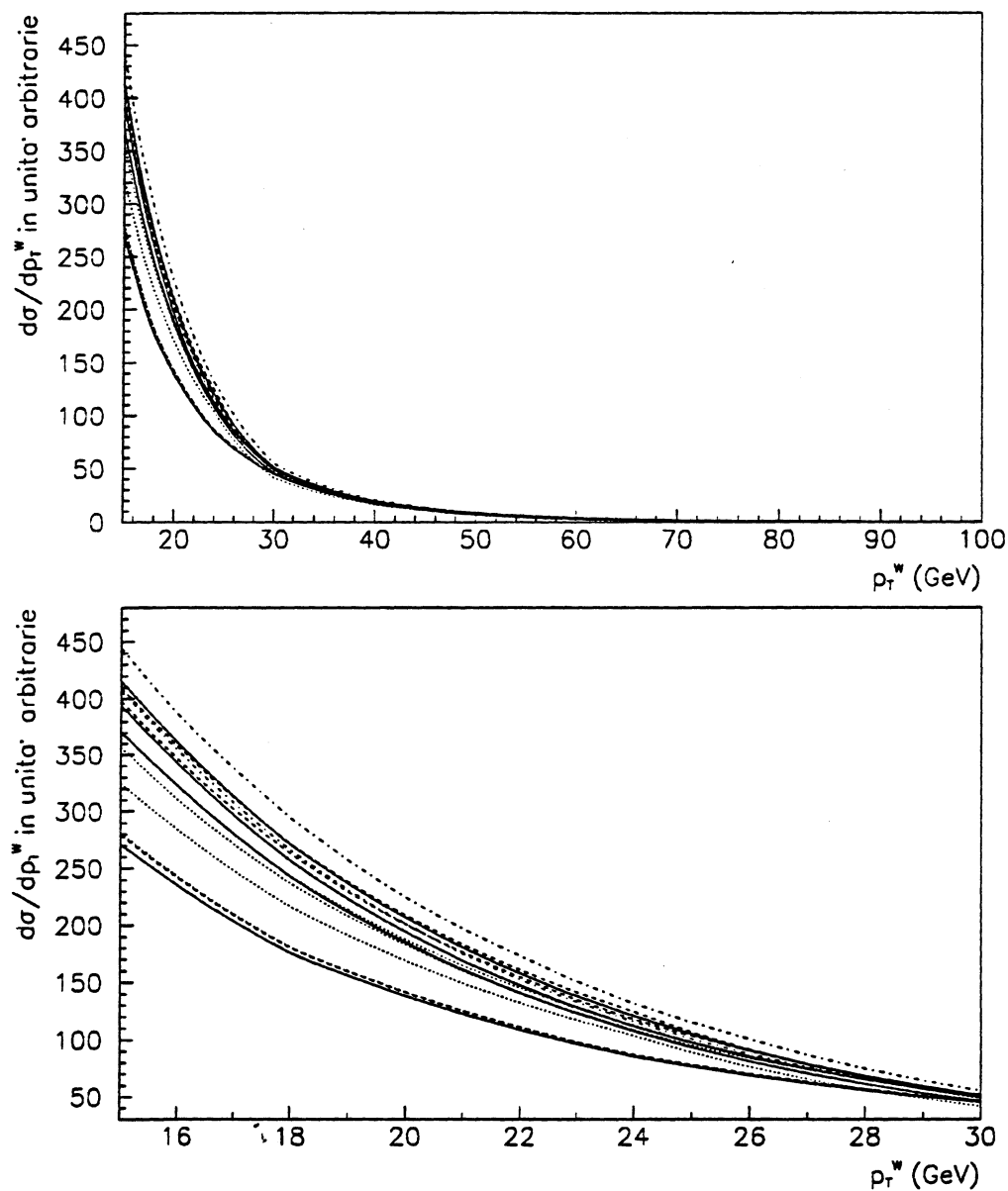


Fig. 4.2: Confronto tra le sezioni d'urto $d\sigma/dp_T$ ottenute con diversi set di funzioni di struttura. In basso è riportato un particolare della figura precedente in cui compaiono dal basso verso l'alto: DFLM 160, DFLM 260, DFLM 360, GRVHO 1, HMRSB1, HMRSB, M-T E1, M-T B1, HMRSB, M-T S1, KMRSB0, GRVHO 2, HMRSB3.

4.2 Il Toy Montecarlo

La prima fase della simulazione consiste nel generare la massa dell'IVB in accordo ad una distribuzione Breit-Wigner relativistica:

$$\frac{m^2}{(m^2 - m_0^2)^2 + m^4 \Gamma_0^2 / m_0^2} \quad (4.1)$$

dove m è la massa dell'IVB virtuale generato, m_0 è il valore del polo nel propagatore e Γ_0 è la larghezza dell'IVB. Nello stesso tempo viene generata la z_ν del vertice secondo una distribuzione gaussiana. Come parametri della distribuzione di z_ν (media e deviazione standard) sono stati definiti quelli ottenuti dai dati sperimentali sul totale degli eventi considerati. Questi parametri sono riportati in fig. 4.3 e fig. 4.4. Successivamente sono stati generati la direzione e l'impulso dell'IVB in accordo ai valori della sezione d'urto forniti dal programma di Arnold e Kauffman. Il bosone viene fatto decadere nel modo leptonico considerato ricavando i quadrimomenti dei leptoni di decadimento e degli adroni dell'u.e.. Le quantità così ottenute sono corrette per la risposta del calorimetro, e vengono applicati gli stessi tagli cinematici e di accettazione utilizzati nella selezione dei dati sperimentali. A questo punto non è più necessario, nel confronto con la teoria, tener conto di correzioni sui dati sperimentali dovute alle efficienze di ricostruzione o all'effetto dell'u.e..

4.2.1 La generazione del momento trasverso dell'IVB

La prima fase nella generazione del momento trasverso dei bosoni consiste nel generare la rapidità del bosone secondo una distribuzione calcolata in base alle funzioni di struttura. La distribuzione in y è costruita pesando ogni valore di y per un fattore dato dalla densità di probabilità che i due *quark* di valenza interagenti abbiano frazioni di impulso:

$$x_1 = \tau e^y \quad x_2 = \tau e^{-y}$$

con:

$$\tau = \frac{m_{IVB}}{\sqrt{s}}$$

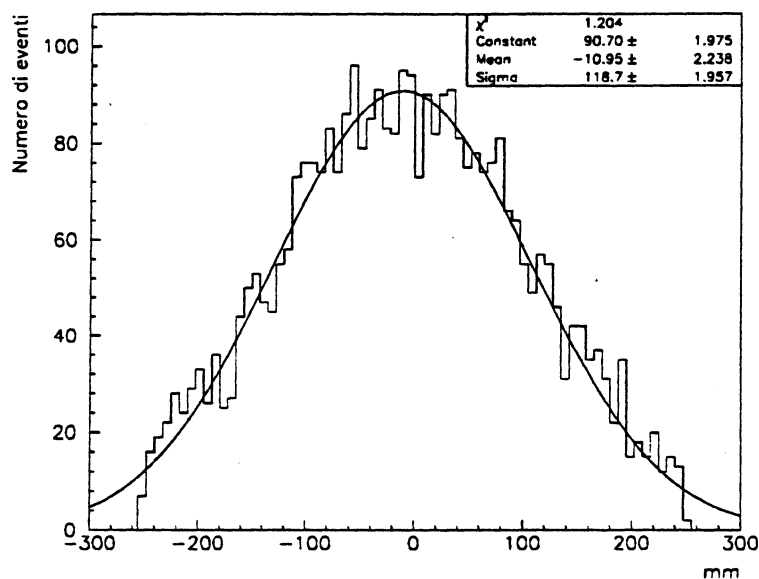


Fig. 4.3: Distribuzione della posizione longitudinale (z_v) del vertice in eventi W candidati. È sovrapposto il fit ad una gaussiana.

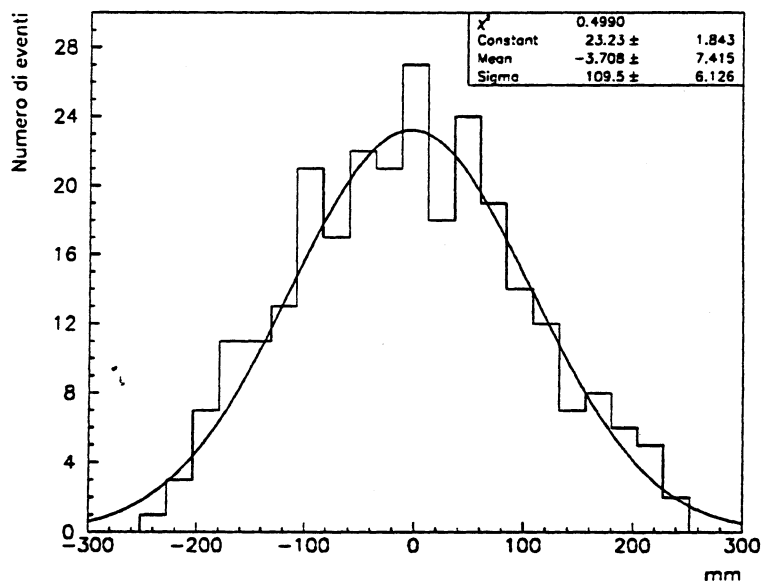


Fig. 4.4: Distribuzione della posizione longitudinale (z_v) del vertice in eventi Z candidati. È sovrapposto il fit ad una gaussiana.

Tutto ciò è valido nell'ipotesi che $p_T^{IVB} = 0$. Non si considerano i *quark* del mare ed i gluoni in quanto il loro contributo è trascurabile.

La differenza fra le distribuzioni in y generate e quelle del calcolo teorico di Arnold e Kauffman sono mostrate in fig. 4.5 per il W ed in fig. 4.6 per lo Z . Si osservi che per il W il risultato teorico è stato integrato a partire da 15 GeV in p_T^W , che è il valore da cui si partirà nell'analisi dello spettro, mentre, per lo Z , su tutto l'intervallo disponibile di p_T^Z . Questo è il motivo dell'apparente maggiore disaccordo tra le due distribuzioni (teorica e pesata con le funzioni di struttura) per il W rispetto a quelle dello Z . Si noti, inoltre, come la distribuzione per i W sia maggiormente addensata intorno a valori bassi di rapidità favoriti dagli alti valori di p_T^{IVB} . In fig. 4.7 è mostrata la distribuzione di p_T^Z ottenuta pesando la distribuzione di rapidità ottenuta dalle funzioni di struttura paragonata con quella ricavata dal calcolo teorico. Le due distribuzioni sono in buon accordo. Tra i due procedimenti si è scelto infine di utilizzare quello basato sulle funzioni di struttura, che fornisce una distribuzione in y indipendente dal modello teorico.

Una volta generato il valore di y , il Montecarlo genera un valore di momento trasverso p_T^{IVB} secondo la distribuzione fornita dal programma di Arnold e Kauffman per il valore di rapidità più prossimo a quello generato. Infine, il momento longitudinale dell'IVB è ottenuto da y e p_T^{IVB} .

4.2.2 Decadimento e distribuzione angolare dell'IVB.

Generato il quadrimomento dell'IVB, il bosone viene fatto decadere leptonicamente secondo le distribuzioni angolari:

$$f(\theta^*) \propto (1 \pm \cos \theta^*)^2 \quad \text{Per il } W^\pm \quad (4.2)$$

$$f(\theta^*) \propto (1 + \cos^2 \theta^*) \quad \text{Per lo } Z \quad (4.3)$$

dove θ^* è l'angolo nel centro di massa fra la direzione del leptone di decadimento e quella dell'*antiquark* che interagisce per produrre l'IVB. Per il W questa è anche la direzione di polarizzazione, se si considerano solo le interazioni al primo ordine tra i *quark* di valenza e nulle le masse dei partoni.

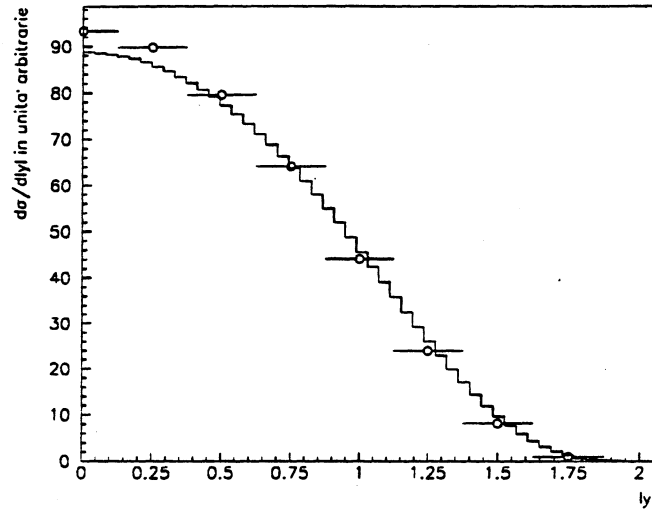


Fig. 4.5: Confronto tra le distribuzioni della rapidità y ottenute dal calcolo teorico (cerchietti) e pesando con le funzioni di struttura HMRSB (linea continua) per eventi W con $p_T^W > 15$ GeV.

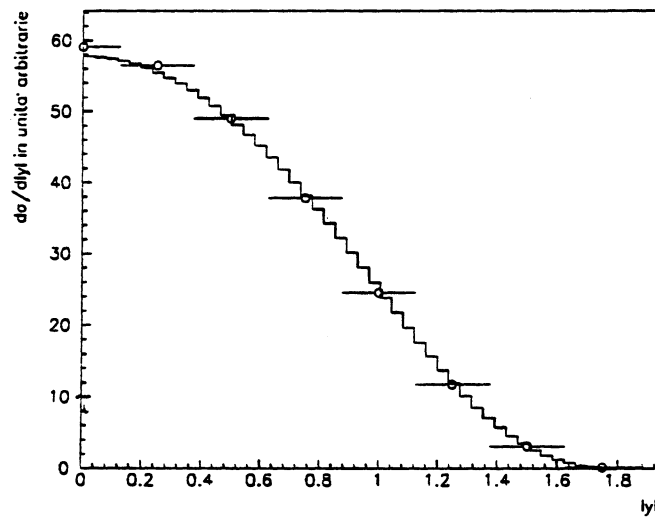


Fig. 4.6: Confronto tra le distribuzioni della rapidità y ottenute dal calcolo teorico (cerchietti) e pesando con le funzioni di struttura HMRSB (linea continua) per eventi Z con $p_T^Z > 0$ GeV.

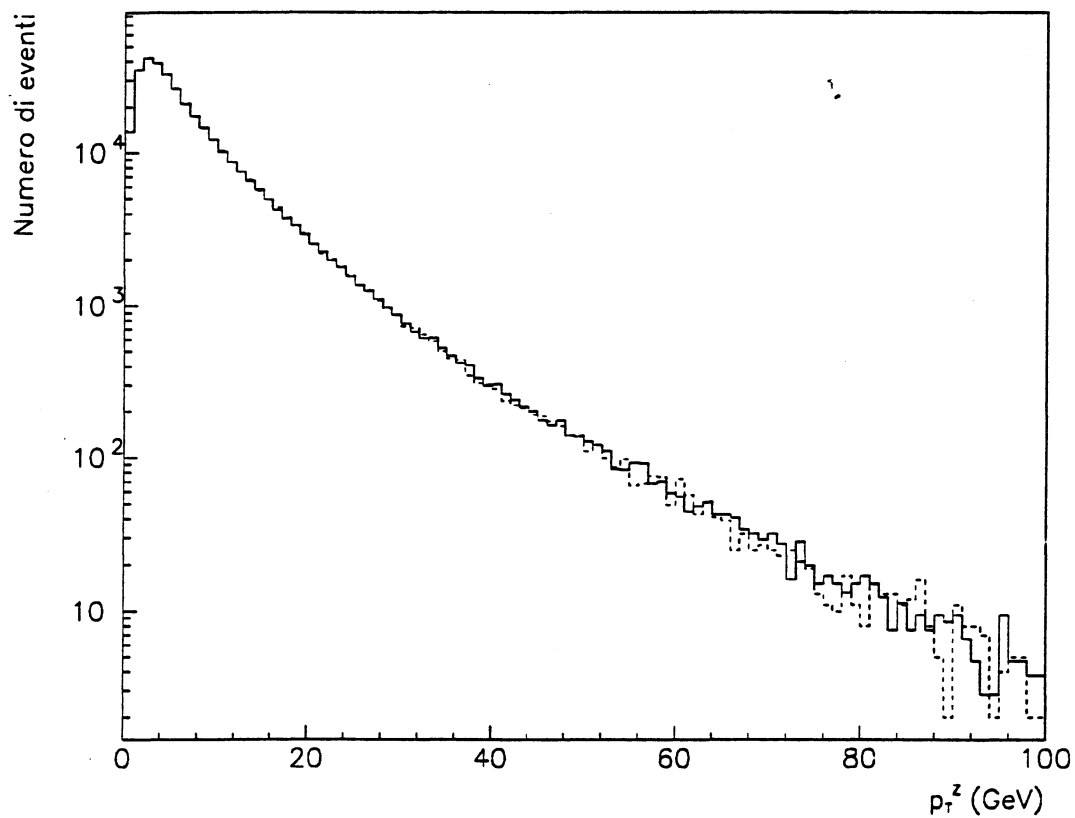


Fig. 4.7: Confronto tra le distribuzioni di p_T^Z ricavate utilizzando la distribuzione in y ottenuta pesando con le funzioni di struttura (linea continua) e quella ottenuta dal calcolo teorico (linea tratteggiata).

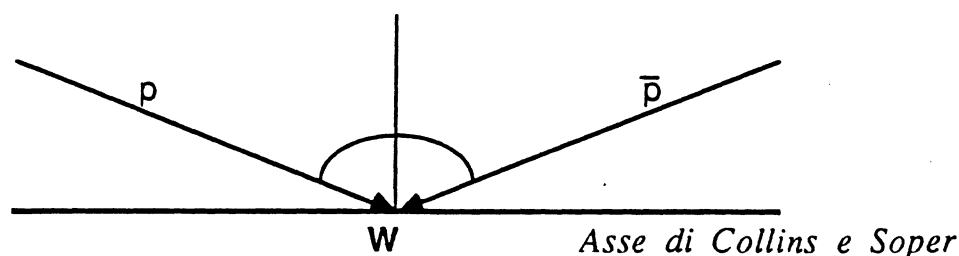


Fig. 4.8: Definizione del sistema di Collins e Soper.

Normalmente come direzione dell'*antiquark* incidente si assume quella dell'antiprotone.

Tuttavia, se il momento trasverso della coppia *quark-antiquark* che interagisce non è nullo, questa risulta essere un'approssimazione grossolana ed è preferibile usare come direzione dei *quark* quella definita nel sistema di Collins e Soper (fig. 4.8), che rappresenta la direzione che in media hanno i partoni interagenti fissato il momento trasverso del bosone.

4.2.3 La simulazione della risposta dell'apparato

La direzione e l'energia dell'elettrone, generate dal Montecarlo, sono state modificate secondo la risposta del calorimetro. Il modello di simulazione del calorimetro tiene in considerazione diversi fattori: la risoluzione gaussiana in energia (ricavata dai fasci di test); le fluttuazioni nell'energia persa nel materiale attraversato prima di raggiungere il calorimetro, le variazioni di guadagno da cella a cella e, infine, l'effetto dell'u.e., che

produce uno spostamento medio nell'energia dell'elettrone di 120 ± 20 MeV. Quest'ultimo effetto è stato parametrizzato usando la relazione:

$$\Delta E = e^{-2.8} \sum E_T \quad (4.4)$$

per il 33% degli elettroni, come visto nel capitolo precedente.

La simulazione della misura del momento trasverso dello Z è ottenuta simulando la risposta agli elettroni di decadimento. Questa risposta è ben nota dallo studio del comportamento del calorimetro agli elettroni dei fasci di test. Nel seguito di questo paragrafo, quindi, non ci si soffermerà ulteriormente nei dettagli della simulazione degli eventi Z .

In eventi $W \rightarrow e\nu$ bisogna tener conto della risposta all'elettrone e agli adroni che rinculano rispetto al W . Si assume che l'impulso totale sia nullo nel piano trasverso ed il momento trasverso mancante è attribuito al neutrino:

$$\vec{p}_T^e + \vec{p}_T^{rec} + \vec{p}_T^\nu \simeq 0 \quad (4.5)$$

L'impulso del W viene definito come la somma dei momenti dell'elettrone e del neutrino:

$$\vec{p}_T^W = \vec{p}_T^e + \vec{p}_T^\nu \simeq -\vec{p}_T^{rec} \quad (4.6)$$

e coincide con l'impulso trasverso degli adroni rinculanti \vec{p}_T^{rec} .

La misura di \vec{p}_T^{rec} è soggetta a molteplici fattori di risoluzione e ad incertezze sistematiche. Per una migliore comprensione di questi effetti è utile considerare il momento trasverso degli adroni come frutto di due contributi. Il primo contributo, che è il più cospicuo, proviene dalla radiazione di gluoni da parte dei *quark* interagenti. Il secondo contributo è fornito dalla distribuzione in energia trasversa dovuta alla frammentazione dei partoni spettatori. L'effetto dei momenti iniziali dei partoni nel protone e nell'antiprotone (k_T) è invece trascurabile rispetto a questi due contributi. La risoluzione su \vec{p}_T^{rec} dipende essenzialmente da \vec{E}_T , l'energia trasversa totale dell'evento esclusa quella dell'elettrone, mentre incertezze sistematiche sulla misura di \vec{p}_T^W possono solo dipendere da errori sistematici sulla misura della radiazione di stato iniziale nell'evento.

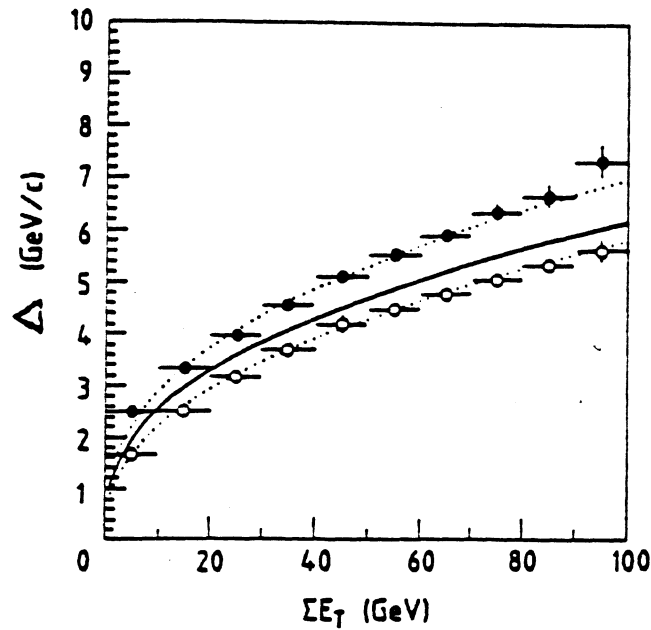


Fig. 4.9: Risoluzione sul momento trasverso nel calorimetro in funzione di ΣE_T . La curva superiore è stata ottenuta con eventi a due jet. Quella inferiore con eventi di minimum bias. La curva intermedia (linea continua) è la risposta utilizzata nell'analisi.

Per comprendere gli effetti del primo contributo sulla risoluzione, sono stati studiati due campioni di eventi che ci si aspetta definiscano i limiti massimo e minimo della risoluzione ottenibile sugli eventi di W . Il primo è rappresentato da un campione di *minimum bias*: la misura del momento trasverso totale in questi eventi fornisce una stima della risoluzione in p_T del rivelatore. La distribuzione in momento trasverso per questo tipo di eventi è ben descritta da una gaussiana del tipo:

$$\frac{dN}{dp_T^2} \propto e^{-\frac{p_T^2}{\Delta^2}} \quad (4.7)$$

Il parametro Δ , che rappresenta la risoluzione, è stato misurato per diversi intervalli di energia trasversa totale nel calorimetro ΣE_T ed è stato parametrizzato in funzione di ΣE_T come mostrato in fig. 4.9.

Il secondo campione è invece rappresentato dagli eventi selezionati dal *trigger* come due *jet* e consente di studiare un esempio di u.e. effettivamente prodotto in un evento in cui siano presenti due sistemi l'uno opposto all'altro. In questi eventi si è tenuto

conto, nella misura della risoluzione, delle fluttuazioni in energia del sistema dei due *jet*. I risultati sono mostrati sempre in fig. 4.9. In questo caso la somma dell'energia trasversa totale è stata calcolata escludendo l'energia trasversa dei due *jet*.

Il peggioramento della risoluzione sugli eventi a due *jet* è attribuibile alla presenza di radiazione di stato iniziale, che modifica il flusso e la distribuzione in energia dell'u.e.. Questo effetto è più rilevante negli eventi a due *jet* che in quelli di W poiché alla produzione di due *jet* contribuiscono prevalentemente i processi gluone-gluone. Per questo motivo, il risultato ottenuto nel caso dei due *jet* può essere preso come limite superiore alla risoluzione e quello ottenuto per il *minimum bias* come limite inferiore.

Per utilizzare le risoluzioni mostrate in fig. 4.9 occorre conoscere la relazione tra p_T^W e \tilde{E}_T . Questa relazione è ottenuta da un modello empirico basato sullo studio degli eventi W stessi. Il TOY, dopo aver generato un p_T^W secondo la distribuzione teorica voluta, ricava un valore per \tilde{E}_T da una distribuzione che dipende da p_T^W . Queste distribuzioni sono costruite in modo da riprodurre quelle osservate di \tilde{E}_T in funzione di p_T^W . In particolare, l'andamento di $\langle \tilde{E}_T \rangle$ in funzione di p_T^W è mostrato in fig. 4.10. Per $p_T^W < 5$ GeV la forma della distribuzione di \tilde{E}_T è ottenuta normalizzando opportunamente quelle delle distribuzioni di \tilde{E}_T per i dati di *minimum bias*. Per $p_T^W > 5$ GeV le distribuzioni sono generate analiticamente dall'espressione: xe^{-x^2} con:

$$x = \frac{\sqrt{\pi} \tilde{E}_T}{8 \langle \tilde{E}_T \rangle}$$

Questa parametrizzazione fornisce un'ottima descrizione della distribuzione di \tilde{E}_T per gli eventi di W , come mostrato in fig. 4.11.

Infine, il valore così ottenuto di \tilde{E}_T è stato utilizzato per il calcolo della risoluzione in p_T^W dalla parametrizzazione mostrata in fig. 4.9.

Gli effetti sistematici che contribuiscono ad una sottostima del p_T^W ricavato dalla misura di p_T^{rec} provengono da diversi fattori:

- alcuni degli adroni prodotti dalla radiazione di stato iniziale sfuggono all'accettazione del rivelatore;
- il calorimetro sottostima la misura dell'impulso di particelle non relativistiche;

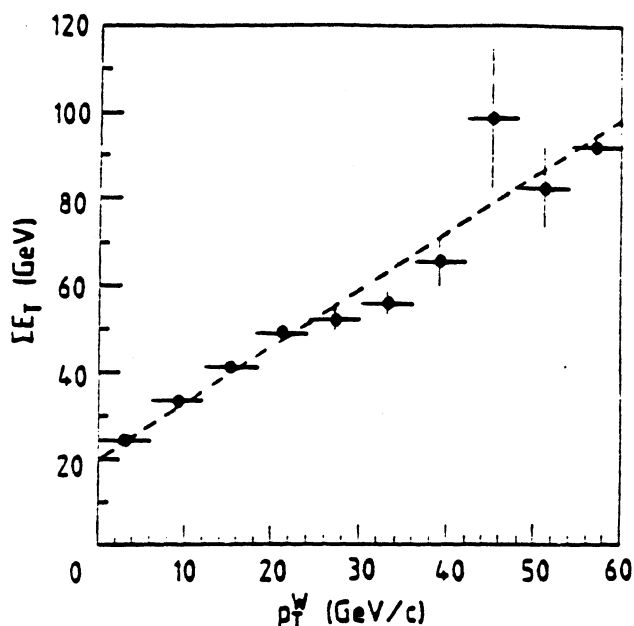


Fig. 4.10: Energia trasversa totale media nell'evento (escludendo il W) in funzione di p_T^W .

- non linearità nella risposta del calorimetro ed effetto delle soglie poste sulla misura del segnale.

In fig. 4.12 sono mostrati i risultati di un Montecarlo e di una dettagliata simulazione delle caratteristiche del calorimetro, in cui si è tenuto conto degli effetti delle tre sorgenti di incertezza sistematica. A basso p_T^W , dove il momento trasverso è generato da emissione di gluoni a piccolo angolo, esso è fortemente sottostimato per le perdite di accetanza nel calorimetro. Ad elevato p_T^W resta l'effetto delle altre due sorgenti.

Il metodo migliore per una stima dell'incertezza sistematica su p_T^W è quello di studiare la risposta agli adroni rinculanti nel caso di $Z \rightarrow e^+e^-$, dove il p_T del bosone può essere misurato direttamente da quello della coppia e^+e^- e confrontato con p_T^{ee} . Si assume, nell'applicazione di questo metodo, che l'incertezza sistematica sia identica per eventi W e Z , ipotesi ragionevole data la similitudine dei due processi.

Nel bilanciamento del momento lungo l'asse η , sensibile solo alle incertezze sulla misura dell'angolo tra i due elettroni, il contributo alla risoluzione fornito dal p_T^{ee} è trascurabile, come si vedrà nel capitolo seguente, e di conseguenza p_η^{ee} fornisce una

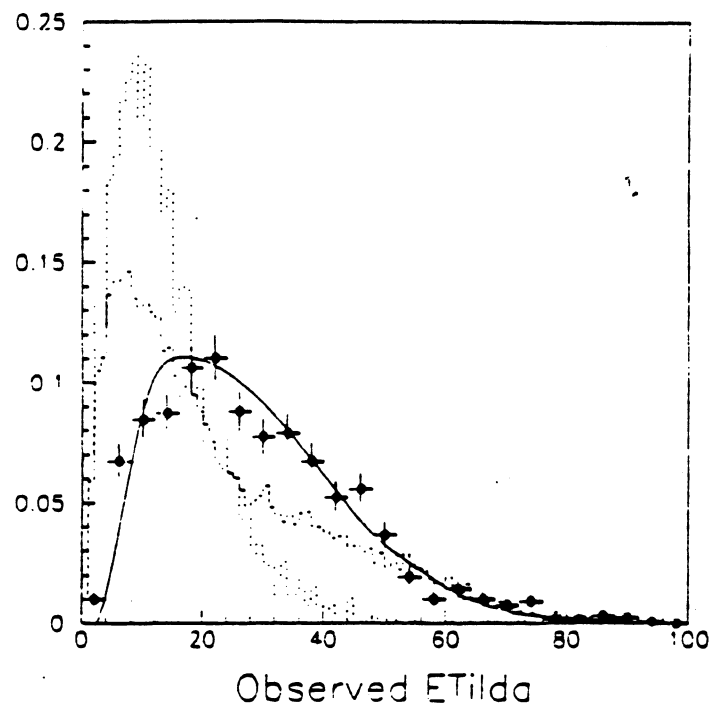


Fig. 4.11: Distribuzione di \tilde{E}_T per eventi W reali (punti). La linea continua mostra la parametrizzazione utilizzata nel TOY Montecarlo. Le linee tratteggiate mostrano i risultati ottenuti con altri Montecarlo.

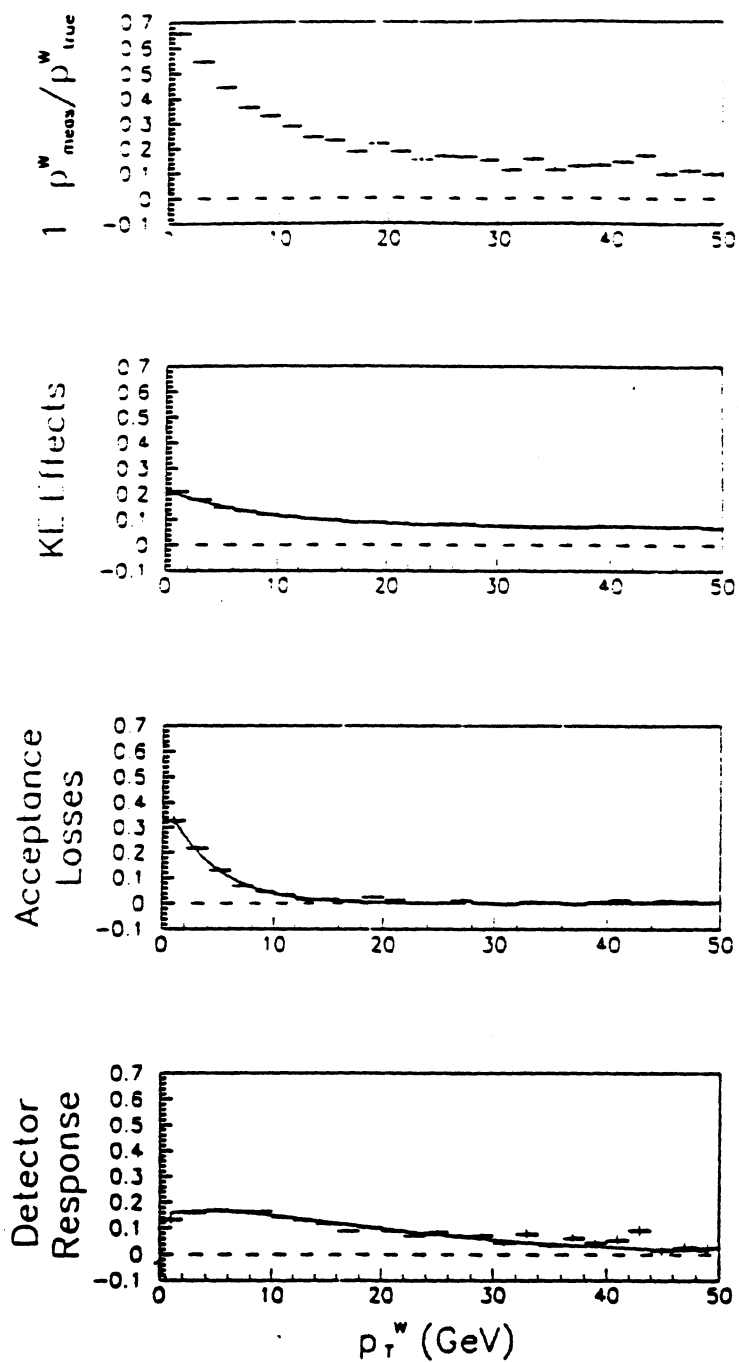


Fig. 4.12: Risultati ottenuti da simulazioni Montecarlo sull'incertezza sistematica sulla misura di p_T^W . In figura è riportata sia l'incertezza totale che quella relativa a ciascuna sorgente di errore (si veda il testo).

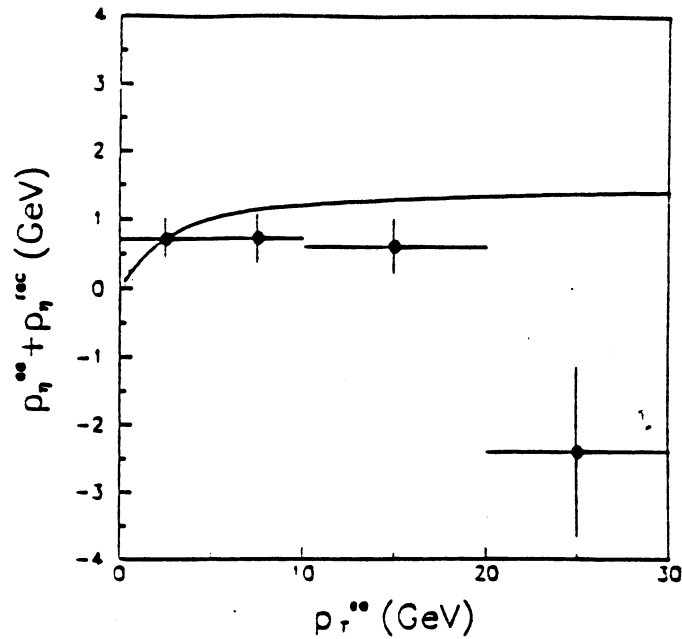


Fig. 4.13: Bilanciamento del momento lungo l'asse η in eventi $Z \rightarrow e^+e^-$ in funzione di p_T^{ee} . La curva continua rappresenta la parametrizzazione utilizzata nell'analisi.

buona stima di p_η^Z . In fig. 4.13 è mostrato il valor medio della somma $p_\eta^{ee} + p_\eta^{rec}$ in funzione di p_T^{ee} . La bassa statistica a disposizione non permette di trarre dei risultati quantitativi da questo metodo, ma è evidente che la simulazione utilizzata precedentemente sovrastima l'incertezza sistematica e quindi può essere considerata come un limite superiore a questa. Come limite inferiore è stato scelto il risultato della simulazione considerando il solo effetto dell'accettanza del calorimetro e sono stati tralasciati quelli dovuti alla misura dell'energia adronica, alla non linearità della risposta del calorimetro ed alla presenza delle soglie. Nell'analisi finale è stata utilizzata una parametrizzazione, anch'essa mostrata in fig. 4.13, ottenuta pesando i valori massimi e minimi della risoluzione nei due casi estremi descritti, in modo da adattarsi ai dati di Z :

$$\delta_{tot} = 0.4\delta_1 + (1 - 0.4)\delta_2 \quad (4.8)$$

dove δ_{tot} , δ_1 e δ_2 rappresentano rispettivamente la correzione applicata e le correzioni massime e minime provenienti dalle simulazioni.

Il valore delle componenti di p_T^W osservate nell'apparato è stato infine definito come

una funzione di p_T^W generato dal Montecarlo, tenendo conto dell'errore gaussiano e delle incertezze sistematiche:

$$p_{(x,y)}^W(oss) = [1 - \delta_{tot}(p_T^W)]p_{(x,y)}^W(gener) + \Delta(\tilde{E}_T)\sigma_{(x,y)} \quad (4.9)$$

dove la σ è una gaussiana ridotta.

La distribuzione di $P_{(x,y)}^W(oss)$ è quella utilizzata nel confronto con i dati sperimentali.

Capitolo 5

Le distribuzioni di p_T^{IVB} ed il confronto con la QCD

In questo capitolo sono ottenuti e discussi i risultati sperimentali delle distribuzioni di p_T^W e p_T^Z . Tali risultati sono confrontati con le previsioni teoriche di QCD.

Nel trattamento dei dati sperimentali si è tenuto conto delle efficienze e dei fondi calcolati nel terzo capitolo. Per effettuare un confronto diretto fra i dati e la teoria, gli stessi tagli cinematici ed in accettazione usati nell'analisi sono stati applicati ai risultati teorici del programma di simulazione descritto nel quarto capitolo. Si ricorda che il programma di simulazione modifica la distribuzione teorica per tener conto della risposta e della risoluzione del calorimetro. Infine, le distribuzioni teoriche ottenute al variare del *set* di funzioni di struttura utilizzato e di Λ_{QCD} , opportunamente normalizzate, sono state paragonate ai dati.

La bontà dell'accordo fra i dati e la teoria è stata valutata statisticamente.

5.1 Distribuzioni di p_T^W

5.1.1 I risultati sperimentali

Lo spettro di p_T^W ottenuto dalla selezione degli eventi descritta nel terzo capitolo è riportato in fig. 5.1 nell'intervallo da 0 a 100 GeV.

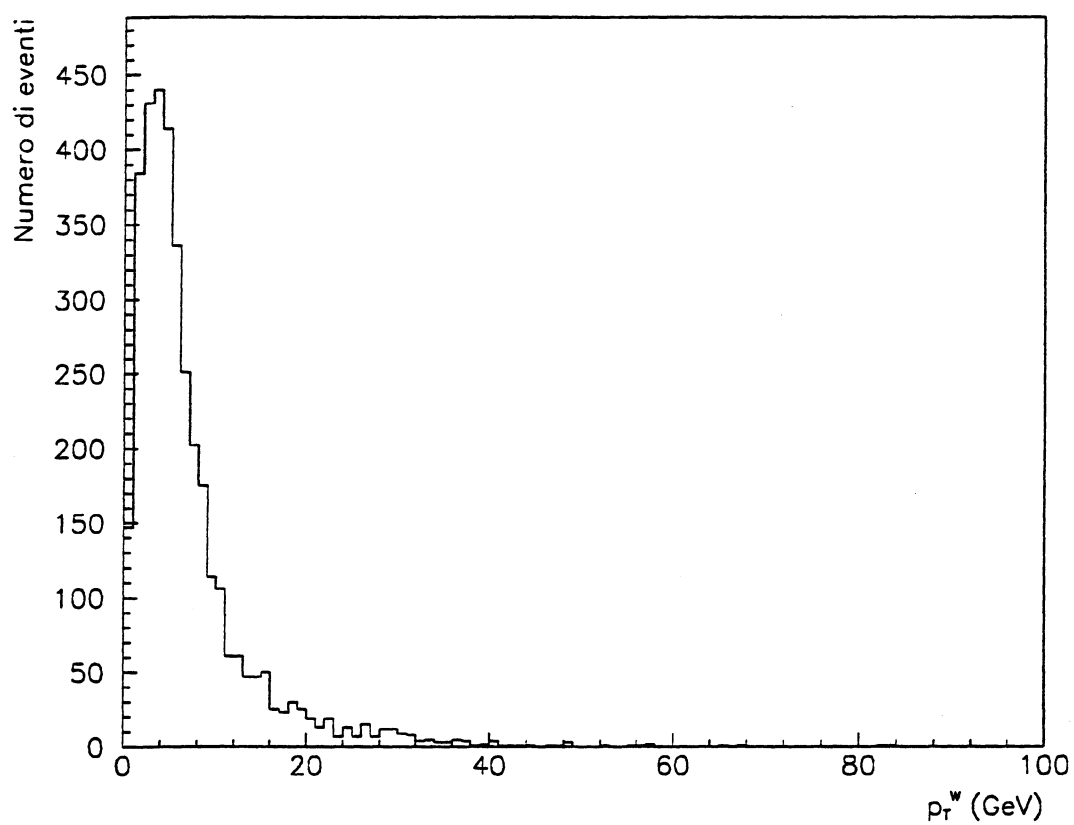


Fig. 5.1: Distribuzione sperimentale del momento trasverso dei W.

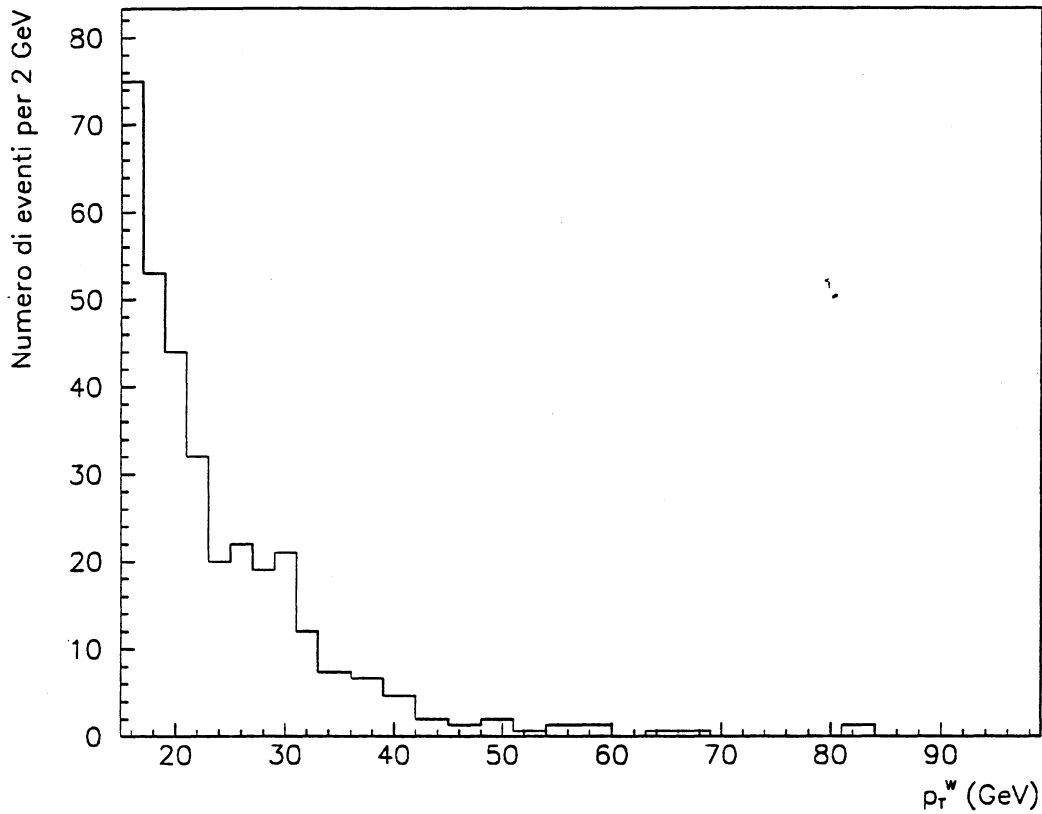


Fig. 5.2: Distribuzione di p_T^W a partire da 15 GeV.

In questo capitolo sarà affrontato in particolare lo studio della distribuzione di p_T^W nella regione ad alto impulso trasverso ($p_T^W > 15$ GeV) che è quella più sensibile a segnali di possibili nuovi processi fisici non previsti dal Modello Standard. Questa scelta permette di concentrarsi sulla regione perturbativa dello spettro e quindi di analizzare l'accordo tra i dati sperimentali e le previsioni teoriche di QCD perturbativa al secondo ordine in α_s , riducendo così l'influenza del calcolo di risommazione, meno preciso.

In fig. 5.2 è mostrato l'istogramma del numero di eventi nella regione di p_T^W considerata: 343 in totale rispetto ai 3559 presenti in tutta la distribuzione.

Il numero degli eventi presenti in ciascun intervallo deve, per poter essere paragonato con le distribuzioni teoriche, essere corretto tenendo conto delle efficienze di riconoscimento dell'elettrone. Fra queste si possono individuare due contributi principali: quello dipendente dalla zona in cui l'elettrone è stato rivelato relativo alle efficienze di ERIC, CALELE, del taglio del *trigger* su E_T e della ricostruzione della traccia e del punto di inizio sciame, considerate indipendenti da p_T^W , e quello relativo all'efficienza dovuta all'effetto dell'u.e., parametrizzata con:

$$\varepsilon_{u_{\parallel}} = (0.984 \pm 0.15) + (-0.0017 \pm 0.0005)p_T^W$$

Gli eventi sono stati suddivisi in sottocampioni a seconda della zona del calorimetro in cui è stato rivelato l'elettrone. Quindi, per il calcolo del numero di eventi in ciascun intervallo i dello spettro di p_T^W , è stata utilizzata la relazione:

$$N_i = \frac{\alpha_i}{\varepsilon_{(u_{\parallel}, i)}} \sum_l \frac{N_{il}}{\varepsilon_l} \quad (5.1)$$

dove:

N_i è il numero di eventi nell'intervallo i -esimo
corretto per le efficienze

$\alpha_i = 1, \frac{2}{3}$ è il fattore di normalizzazione relativo alla larghezza dell'intervallo

$\varepsilon_{(u_{\parallel}, i)}$ è l'efficienza dovuta alla presenza dell'u.e.

N_{il} è il numero di eventi nell'intervallo i -esimo relativo
alla zona l -esima del calorimetro

ε_l è l'efficienza totale relativa alla zona calorimetrica l -esima

L'efficienza dovuta all'u.e. è stata calcolata in un punto medio x_i dell'intervallo di p_T^W , definito come:

$$x_i = \frac{\sum_j x'_j N_{(i,j)}}{\sum_j N_{(i,j)}} \quad (5.2)$$

dove la somma si intende estesa al numero di sottointervalli di 1 GeV presenti nell'intervallo i -esimo, x'_j è il punto medio di questo sottointervallo e $N_{(i,j)}$ è il numero di eventi nel sottointervallo stesso. Le distribuzioni di p_T^W sono mostrate in fig. 5.3 separatamente per ogni sottocampione di W , mentre la distribuzione totale, corretta per le efficienze, è mostrata in fig. 5.4 sovrapposta al quella non corretta.

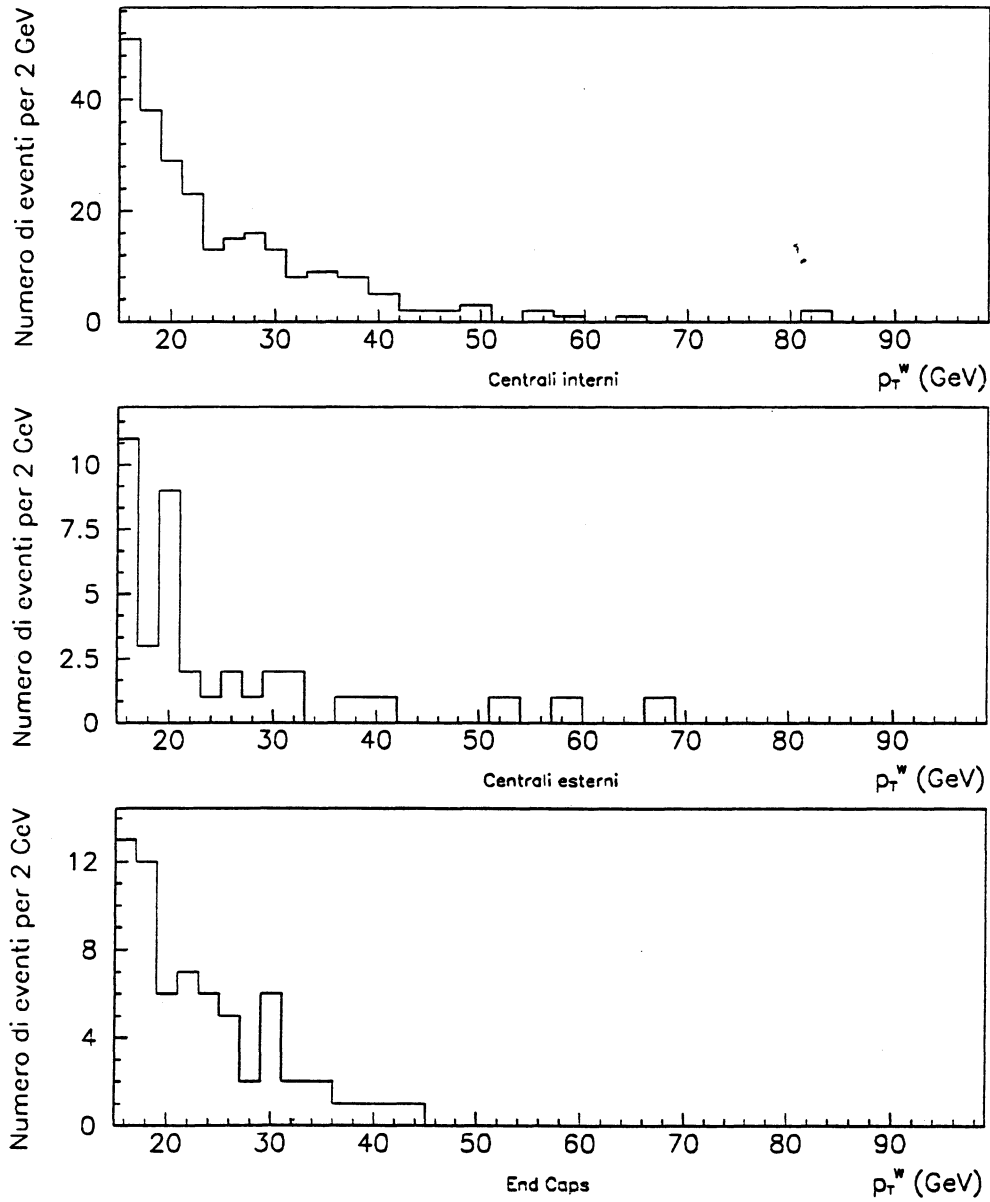


Fig. 5.3: Distribuzioni di p_T^W differenziate a seconda della zona del calorimetro in cui è stato rivelato l'elettrone di decadimento.

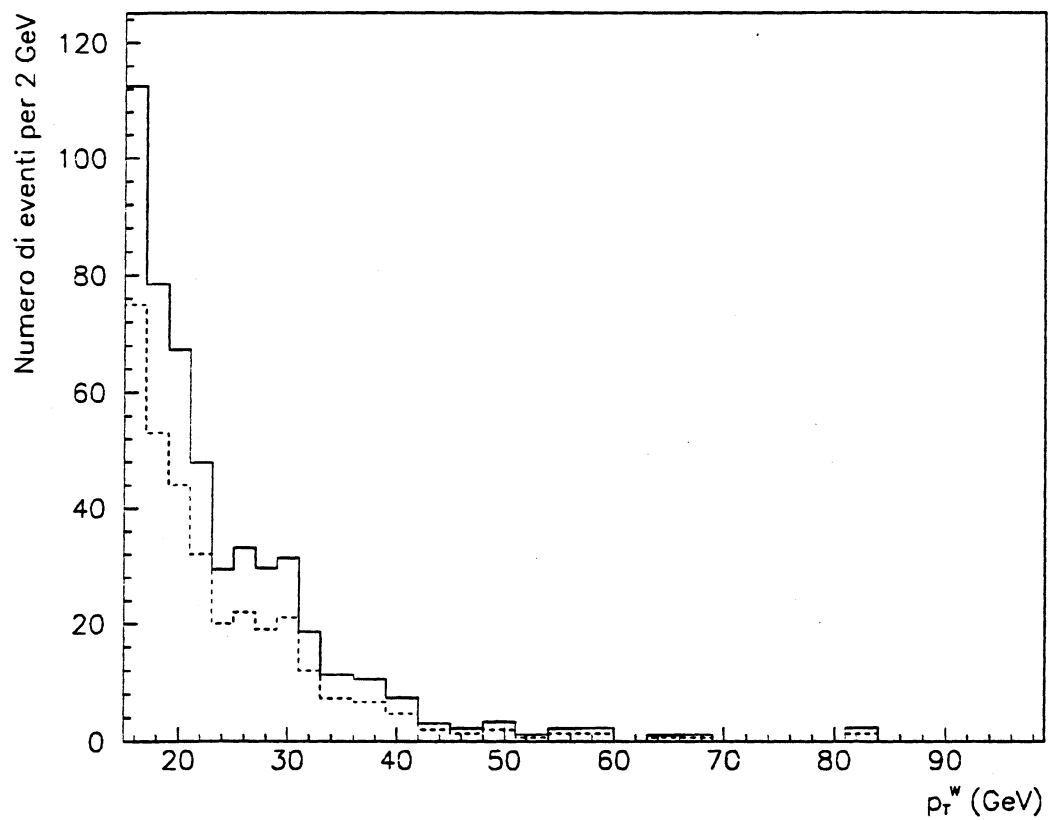


Fig. 5.4: Confronto tra le distribuzioni sperimentali prima (linea tratteggiata) e dopo (linea continua) le correzioni dovute alle efficienze.

All'errore sul numero totale di eventi nell'intervallo i -esimo di p_T^W contribuiscono le incertezze sulle efficienze e l'errore poissoniano su N_{it} . I valori di N_i ed i relativi errori sono illustrati in fig. 5.5, dove le incertezze su p_T^W sono state approssimate corrispondere alla metà della larghezza degli intervalli. I valori medi di p_T^W in ciascun intervallo sono stati ottenuti dalla relazione 5.2 dove al posto di $N_{(i,j)}$ sono stati utilizzati i valori del numero di eventi corretto per le efficienze.

5.1.2 I risultati teorici

Nel capitolo precedente è stato descritto il calcolo della distribuzione di p_T^W teorica, a partire dal programma di Arnold e Kauffman, simulando la risposta dell'apparato in modo da rendere consistente il confronto tra la teoria ed i dati. Nel seguito saranno considerate più distribuzioni teoriche per studiare l'effetto della variazione del *set* di funzioni di struttura utilizzato e di Λ_{QCD} .

Anche se il paragone tra i risultati teorici e sperimentali è effettuato solo per $p_T^W > 15$ GeV, i W sono stati generati con una soglia in p_T^W molto più bassa (≥ 6 GeV) in modo da essere sicuri di non introdurre distorsioni nella distribuzione teorica per $p_T^W \geq 15$ GeV.

La scelta di considerare le distribuzioni solo al di sopra di 15 GeV permette anche di ridurre drasticamente la sorgente di errore sistematico dovuto alla scelta della risposta del calorimetro a p_T^{rec} studiata nel capitolo precedente. L'influenza di questa sorgente è evidente soprattutto per valori bassi di p_T^W , per i quali la distribuzione assume una forma diversa a seconda della parametrizzazione utilizzata per la variabile Δ . Ad alto p_T^W l'effetto si riduce, invece, ad un'incertezza di scala che, come si vedrà in seguito, può essere trascurata. A meno di questo fattore di scala l'incertezza residua è dell'ordine dello 0.5%.

In fig. 5.6 è mostrato il confronto tra le distribuzioni ottenute dal calcolo teorico prima e dopo la simulazione dell'apparato e l'applicazione dei tagli (le funzioni di struttura utilizzate sono le HMRSB). Più in dettaglio, in fig. 5.7 sono mostrate le distribuzioni di p_T^e e p_T^{ν} generate e come appaiono dopo la simulazione della risposta dell'apparato.

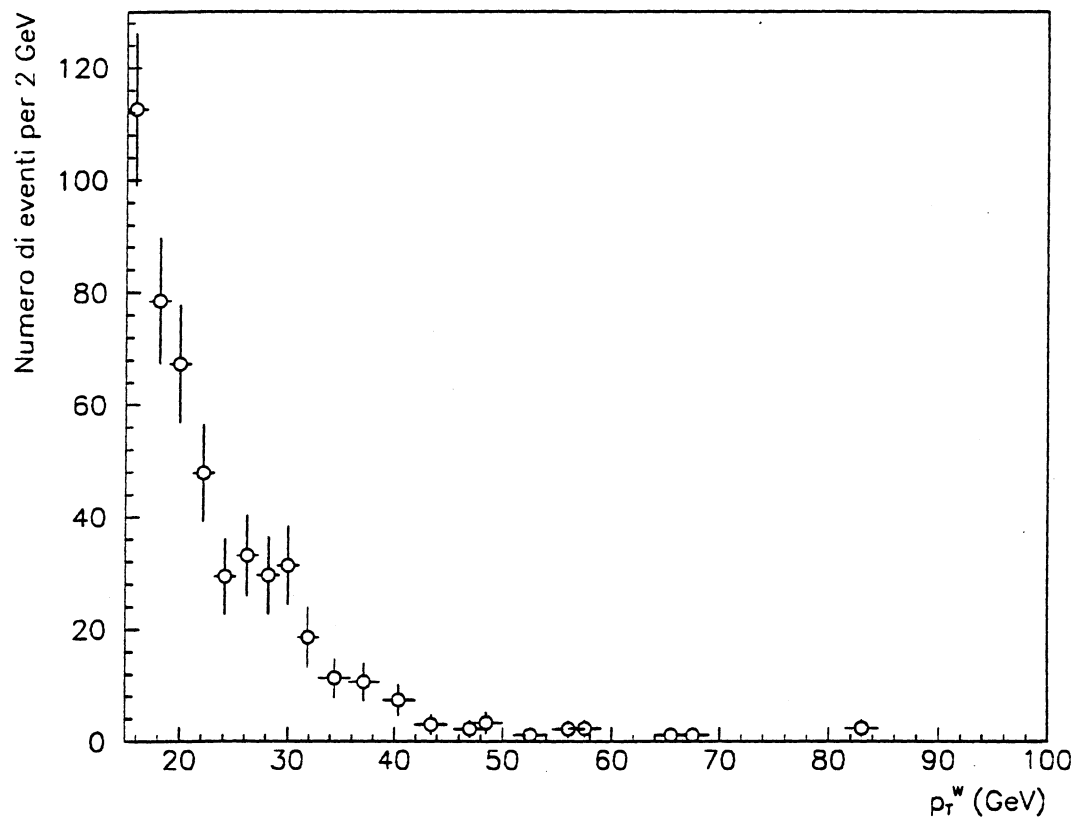


Fig. 5.5: Distribuzione sperimentale di p_T^W tenendo conto delle incertezze sulle efficienze.

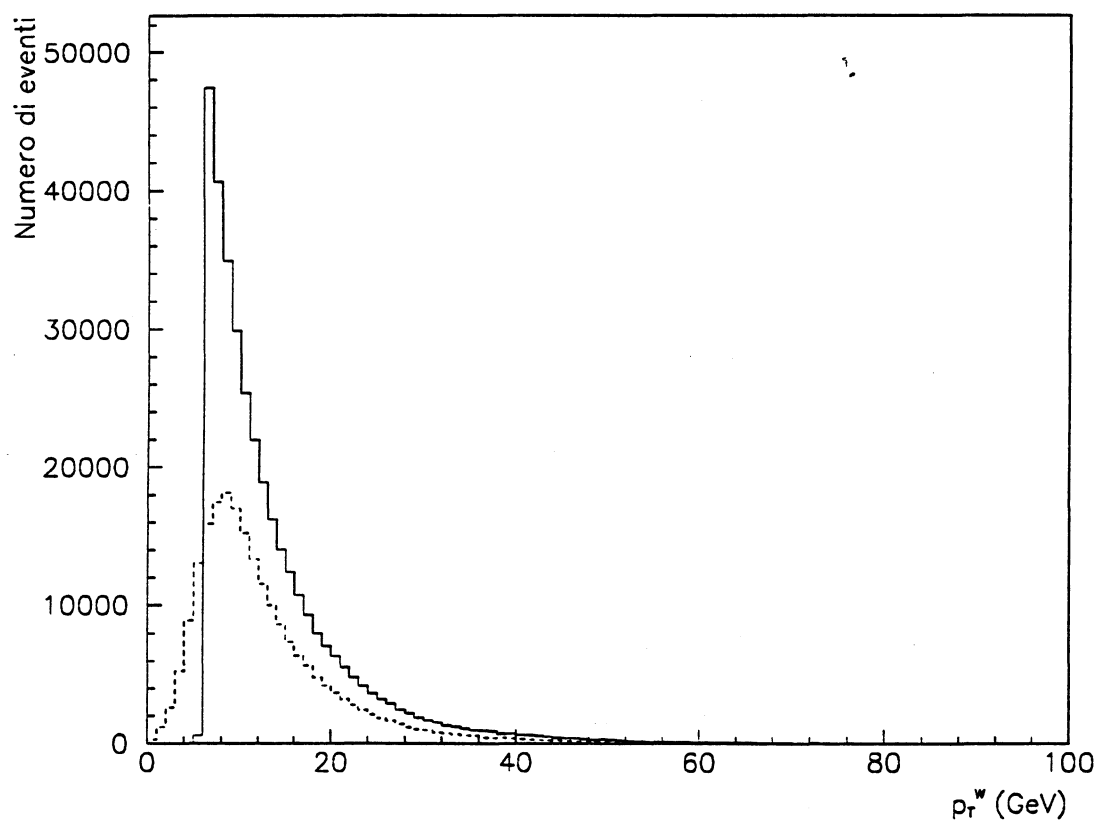


Fig. 5.6: Confronto tra la distribuzione di p_T^W generata e quella ottenuta dal Toy dopo la simulazione dell'apparato e l'applicazione dei tagli in accettazione e cinematici.

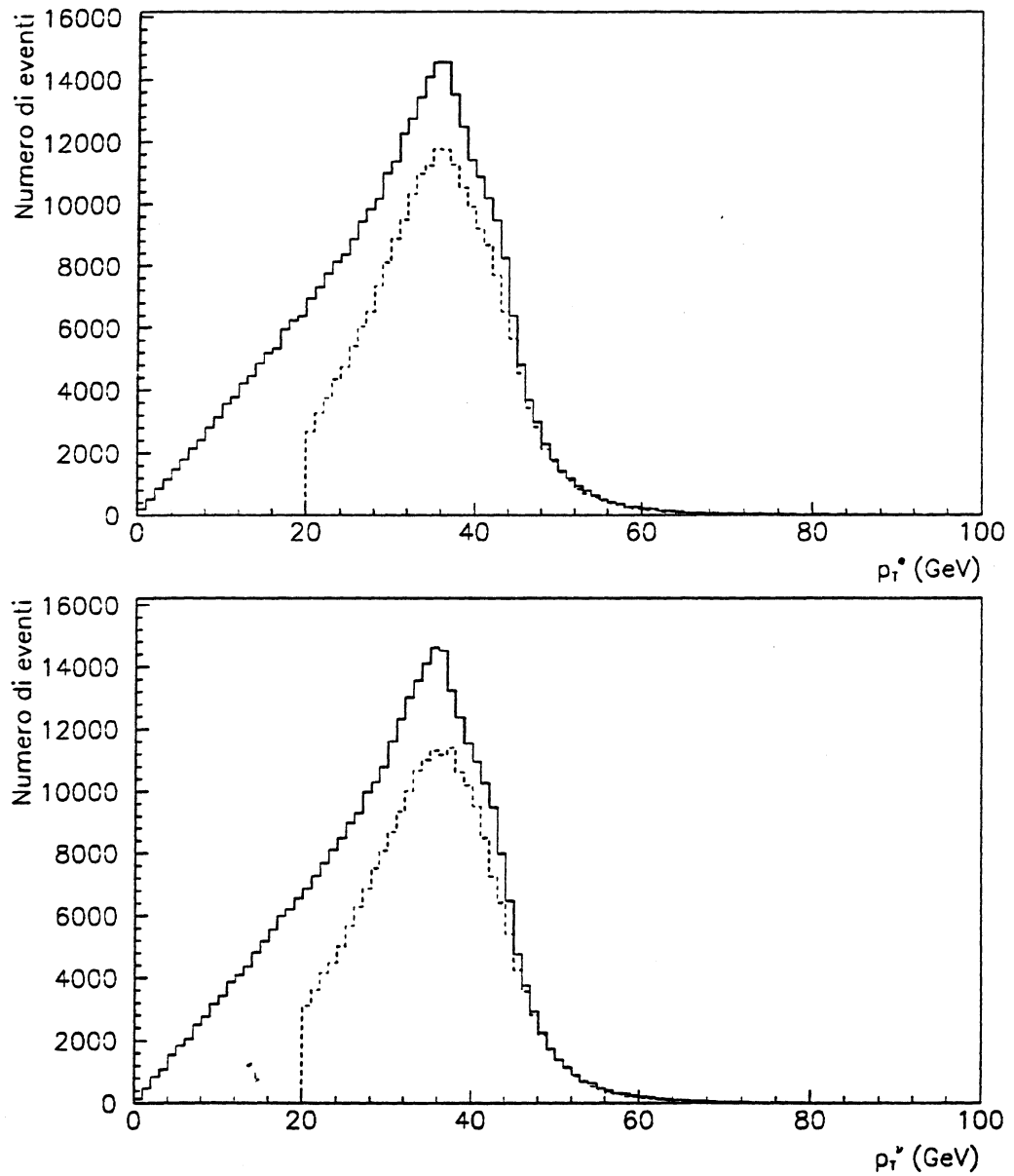


Fig. 5.7: Confronto tra le distribuzioni di p_T^e e p_T^{ν} generate (linea continua) e dopo la simulazione della risposta dell'apparato (linea tratteggiata).

La normalizzazione delle distribuzioni teoriche è basata sul confronto tra gli eventi osservati sperimentalmente e quelli del Montecarlo che sopravvivono ai tagli applicati dopo la simulazione della risposta dell'apparato. Questo metodo di normalizzazione permette di essere indipendenti, oltre che dall'errore sulla luminosità, anche dall'errore assoluto sulla sezione d'urto teorica che, come visto nel capitolo relativo al calcolo teorico, è dell'ordine del 25/Esso permette inoltre di trascurare tutte le efficienze ed i fondi indipendenti da p_T^W , come il fondo di τ e le efficienze sulla posizione del vertice e sull'u.e. per eventi con $u_{||} < 0$, su cui è stata normalizzata l'efficienza di quelli con $u_{||} > 0$. Gli intervalli nelle distribuzioni di p_T^W del Montecarlo sono stati definiti analogamente a quelli usati per i dati sperimentali. La relazione utilizzata per il calcolo del numero di eventi nella distribuzione teorica normalizzata è:

$$N_i^{rin} = N_I \alpha_i \frac{N'}{N_i + \sum_{l \neq i} N_l} \quad (5.3)$$

dove N_i^{rin} è il numero di eventi normalizzato nell'intervallo i -esimo, α_i è il fattore di normalizzazione per la larghezza di intervallo, N' è il numero sperimentale di eventi osservati con $p_T^W > 15$ GeV corretto per l'effetto delle efficienze ed infine N_i e N_l sono il numero di eventi effettivi presenti negli intervalli i -esimo ed l -esimo della distribuzione generata. Nella propagazione dell'errore si è tenuto conto, oltre che dell'errore poissoniano su N_i , anche dell'errore su N' , che descrive essenzialmente le fluttuazioni statistiche sul numero di eventi sperimentali con $p_T^W > 15$ GeV nel caso in cui si consideri tutto lo spettro. Il maggior contributo all'errore "teorico" è fornito da questo fattore. Le curve teoriche illustrate nel seguito, come quella in fig. 5.1.2, la banda d'errore proviene dunque essenzialmente dall'incertezza sul fattore di normalizzazione.

5.1.3 Confronti

Il confronto tra le distribuzioni teoriche e quelle sperimentali è mostrato in fig. 5.9 ed in fig. 5.10 a seconda del *set* di funzioni di struttura utilizzate. Si ricorda che il confronto con le funzioni di struttura nello schema di fattorizzazione DIS, e cioè le DFLM, è valido a partire da ~ 30 GeV. Questo è, infatti, il valore per cui è

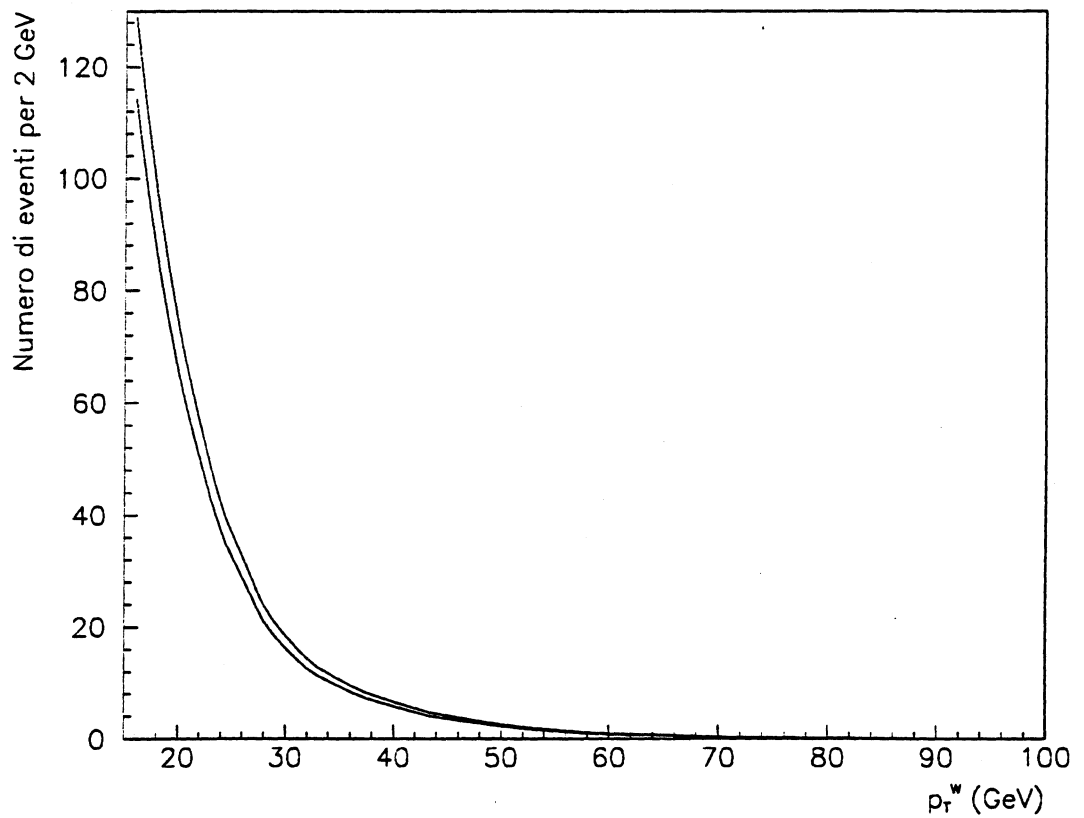


Fig. 5.8: Banda di incertezza nella distribuzione normalizzata. Le funzioni di struttura utilizzate sono le HMRSB.

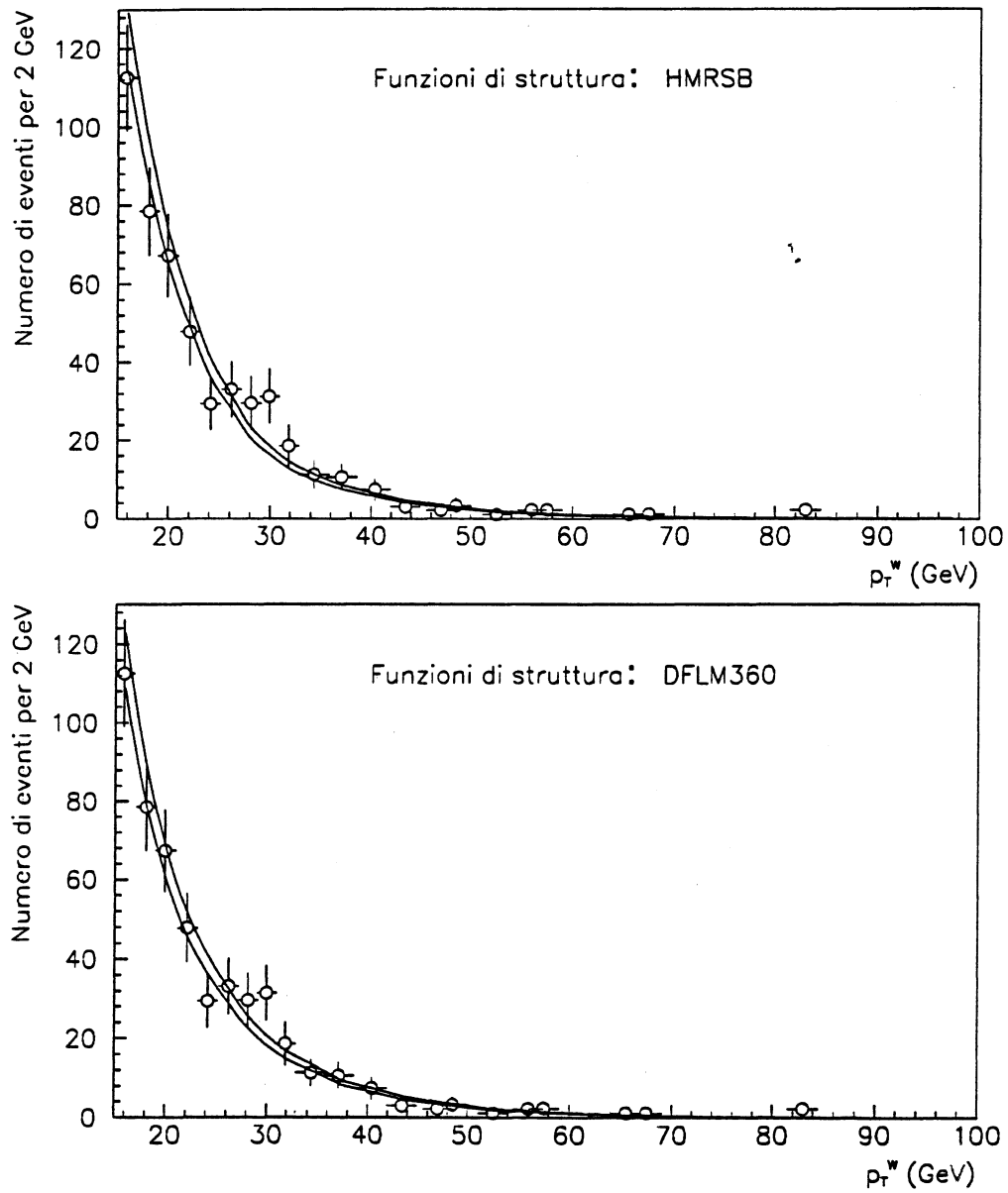


Fig. 5.9: Confronto tra le distribuzioni teoriche e quelle sperimentali di p_T^W per alcuni set di funzioni di struttura utilizzati nell'analisi.

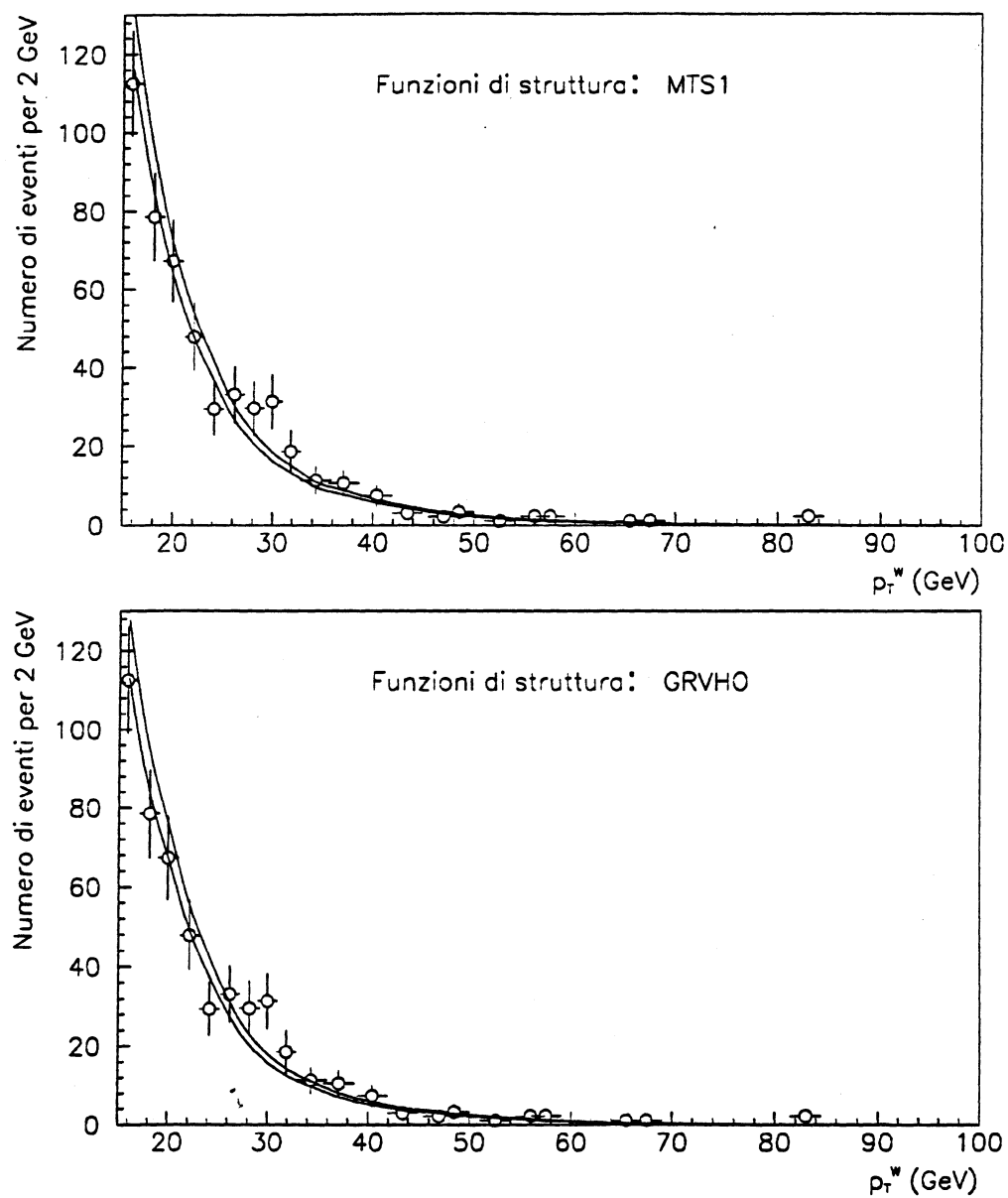


Fig. 5.10: Confronto tra le distribuzioni teoriche e quelle sperimentali di p_T^W per alcuni set di funzioni di struttura utilizzati nell'analisi.

possibile calcolare perturbativamente la sezione d'urto che è l'unico metodo utilizzato per questi *set* non essendo a disposizione nello schema DIS il calcolo di risommazione. Questa validità deve essere inoltre intesa a meno di un fattore di scala dipendente dal numero di eventi presenti nella regione $15 \text{ GeV} < p_T^W < 30 \text{ GeV}$. Dalle figg. 5.9 e 5.10 si può notare come l'andamento generale delle distribuzioni sperimentali riproduca le previsioni teoriche. Per un calcolo quantitativo più preciso di questo accordo e per una valutazione delle possibili deviazioni si rimanda ai paragrafi seguenti.

Per rendere quanto più possibile indipendente il confronto dal *set* di funzioni di struttura utilizzato è stata ricavata una distribuzione teorica "mediata" su tutte le funzioni di struttura utilizzate, che nel seguito sarà chiamata "combinata".

La distribuzione combinata è ottenuta dalla media pesata di quelle relative a ciascun *set* di funzioni di struttura, escludendo le DFLM per valori di p_T^W inferiori a 30 GeV.

Il risultato del confronto fra i dati e la distribuzione teorica combinata è illustrato in fig. 5.11, nella quale è messa in evidenza la regione $p_T^W > 30 \text{ GeV}$. Oltre alla banda di incertezza relativa alla distribuzione combinata sono mostrati i valori massimi e minimi fra tutti i *set* di funzioni di struttura.

Un altro interessante confronto può essere fatto tra le distribuzioni integrali $R(p_T^W)$, definite come:

$$R(p_T^W) = \frac{\sigma_{tot}^*(p_T^W > 15 \text{ GeV}) - \int_{15 \text{ GeV}}^{p_T^W} \frac{d\sigma^*}{dp_T^W} dp_T^W}{\sigma_{tot}^*(p_T^W > 15 \text{ GeV})} \quad (5.4)$$

dove per σ^* si intende la sezione d'urto misurata dopo i tagli cinematici ed in accettazione. Considerare queste distribuzioni invece di quelle differenziali offre il vantaggio di eliminare la dipendenza da possibili fattori di scala e di ridurre notevolmente l'influenza dovuta alle fluttuazioni tra il numero di eventi in ciascun intervallo.

Per il calcolo della distribuzione integrale sperimentale è stata utilizzata l'espressione:

$$R^{spe}(x_n) = 1 - \frac{\sum_{i=2}^n (x_i - x_{i-1})(f(x_i) + f(x_{i-1}))/2}{\sum_{i=2}^{n_{tot}} (x_i - x_{i-1})(f(x_i) + f(x_{i-1}))/2} \quad (5.5)$$

dove x_i è il valor medio di p_T^W nell'intervallo i -esimo e $f(x_i)$ è il valore corretto per

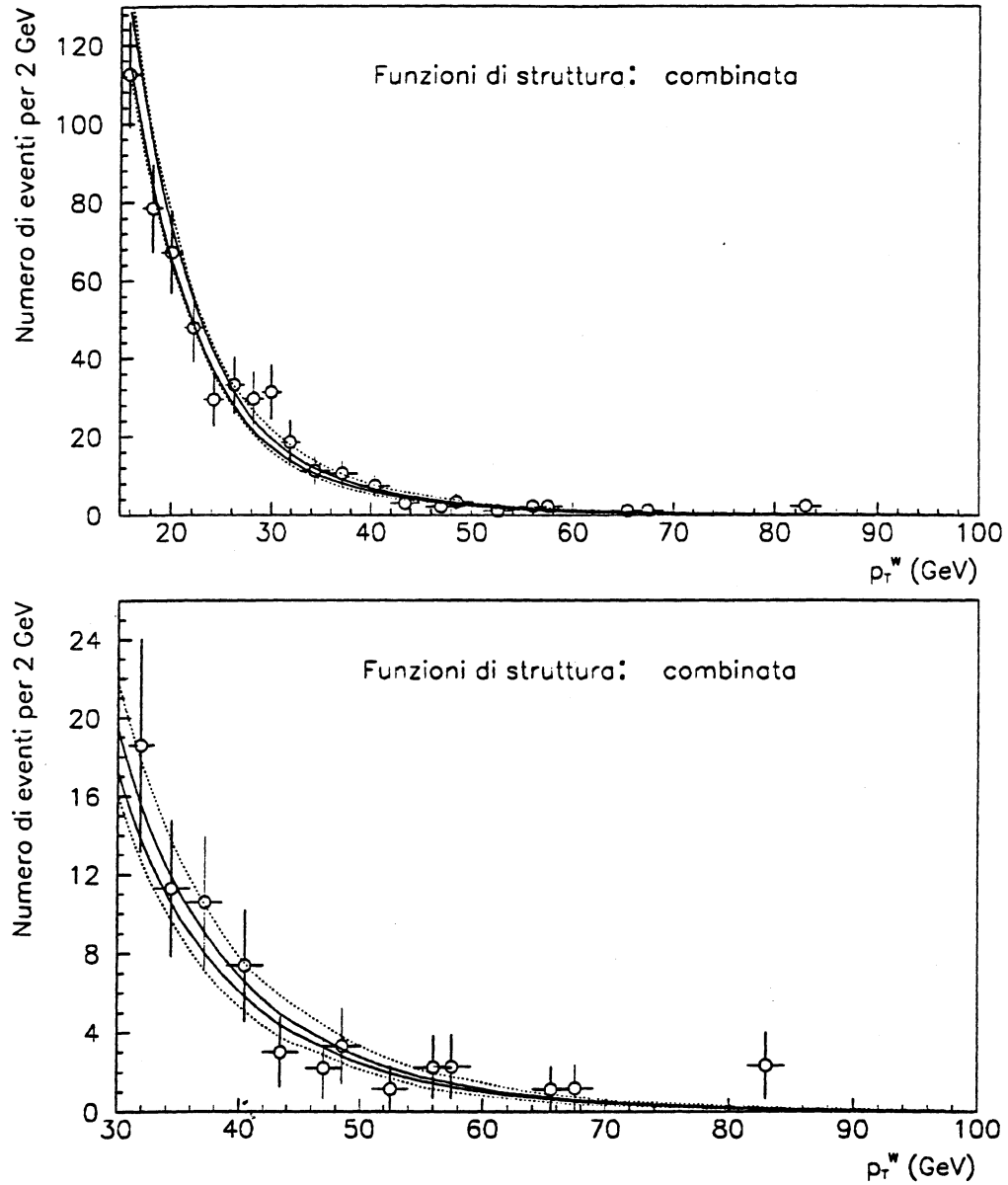


Fig. 5.11: Confronto tra la distribuzione di p_T^W sperimentale e quella teorica mediata sulle funzioni di struttura utilizzate. In basso è mostrata la regione $p_T^W > 30$ GeV. Le linee punteggiate mostrano i valori massimi e minimi fra tutti i set di funzioni di struttura su cui si è mediato, le linee continue la banda di "errore" sulla previsione teorica utilizzando la distribuzione combinata.

le efficienze del numero di eventi nell'intervallo i -esimo:

$$f(x_i) = \sum_l \frac{\alpha_i}{\varepsilon_{u\parallel,i}} \frac{N_{i,l}}{\varepsilon_l}$$

infine, n^{tot} è il numero totale di punti presenti nella distribuzione.

La distribuzione integrale teorica è stata calcolata attraverso un'integrazione numerica sulla curva teorica combinata a partire dal primo valore in p_T^W presente nella distribuzione sperimentale. Poichè in questo modo è stata eliminata la dipendenza dai fattori di scala, l'errore sulla distribuzione integrale teorica è dipendente solo dalla statistica generata ed è di conseguenza trascurabile.

Il confronto tra le distribuzioni integrali è mostrato in fig. 5.12. L'accordo tra le due distribuzioni è buono per $p_T^W > 30$ GeV mentre si nota una leggera discrepanza per valori intorno a $p_T^W = 30$ GeV (evidente d'altronde anche nelle distribuzioni differenziali), che sarà discussa più in dettaglio nel seguito.

5.1.4 Bontà dell'accordo con le previsioni teoriche

Per una stima più quantitativa dell'accordo tra le distribuzioni teoriche e quella sperimentale è stato applicato il test del χ^2 . Il χ^2 è definito come:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \left(\frac{y_i^{spe} - y_i^{teo}}{\sigma_i} \right)^2 \quad (5.6)$$

dove y_i^{spe} sono i valori della distribuzione sperimentale, y_i^{teo} sono quelli delle distribuzioni teoriche e la somma è estesa a tutti i punti sperimentali con un numero di eventi diverso da 0. Per σ_i si intende l'errore sulla differenza ($y_i^{teo} - y_i^{spe}$), ottenuto propagando anche l'incertezza su y^{teo} , che proviene essenzialmente dalla normalizzazione delle distribuzioni teoriche al numero di eventi misurato in quella sperimentale. L'errore su y^{teo} e quello su y^{spe} sono dunque correlati. Per tener conto dell'incertezza presente sul valor medio di p_T^W all'interno dell'intervallo considerato è stato valutato un errore sul χ^2 calcolato dalla relazione 5.6 considerando i valori teorici y^{teo} in funzione di p_T^W .

In tab. 5.1 sono riportati i valori di $\tilde{\chi}^2 = \chi^2/N$ normalizzato al numero di gradi di libertà per ciascun *set* di funzioni di struttura nella regione con $p_T^W > 15$ GeV. Nella

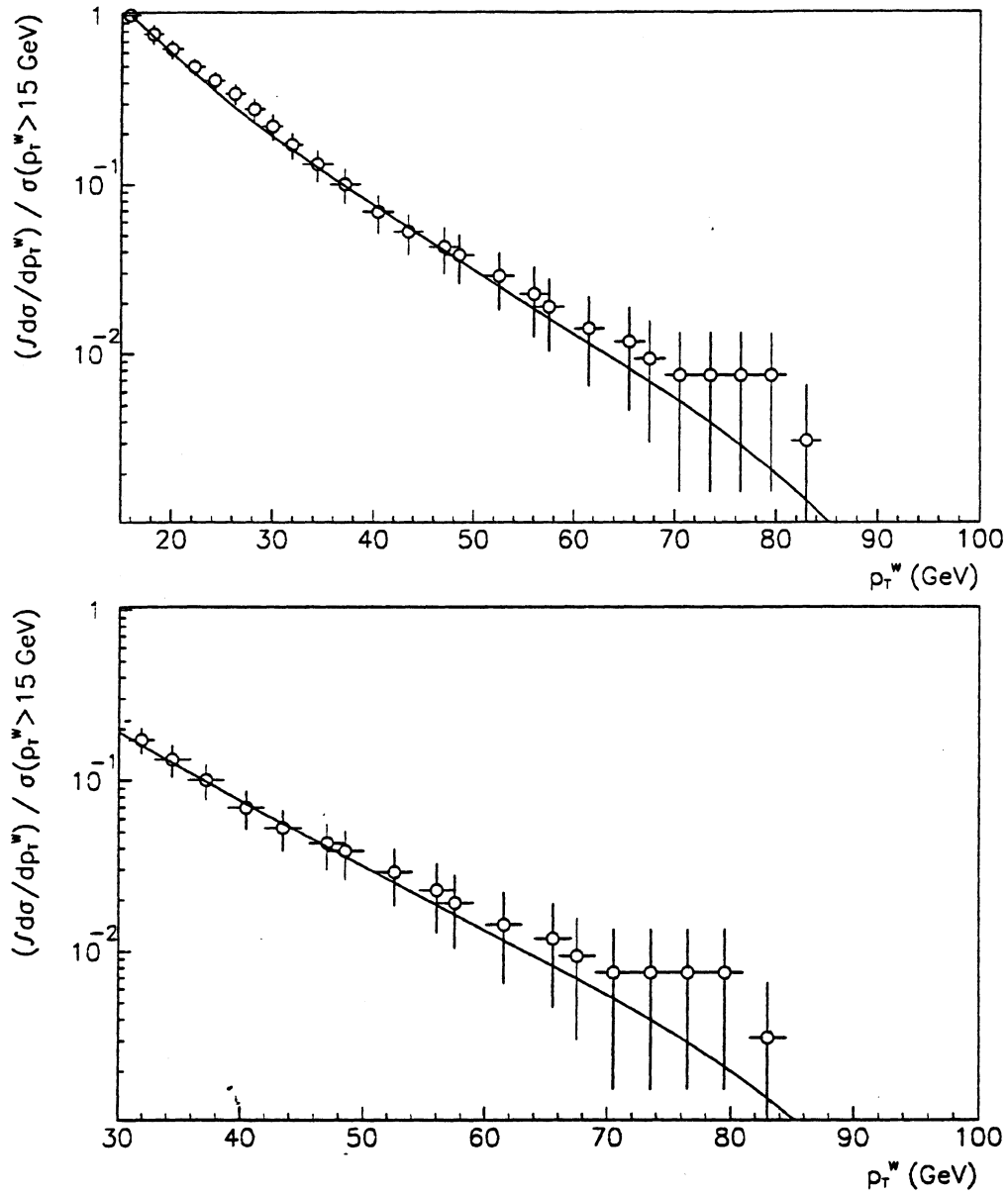


Fig. 5.12: Confronto tra la distribuzione integrale combinata di p_T^W (linea continua) e quella integrale sperimentale (punti). In basso è riportato un particolare.

Funzioni di struttura	$\tilde{\chi}_{oss}^2$	Probabilità per		
		$\tilde{\chi}^2 > \tilde{\chi}_{oss}^2$	$\tilde{\chi}^2 > \tilde{\chi}_{oss}^2(\min)$	$\tilde{\chi}^2 > \tilde{\chi}_{oss}^2(\max)$
<i>HMRSB</i>	0.77 ± 0.23	75.8%	95.5%	45.7%
<i>HMRSE</i>	0.66 ± 0.19	87.7%	98.1%	66.1%
<i>HMRSB1</i>	0.66 ± 0.19	87.2%	98.0%	65.4%
<i>HMRSB3</i>	0.73 ± 0.21	81.1%	96.6%	54.4%
<i>KMRSB0</i>	0.68 ± 0.21	85.6%	98.0%	60.6%
<i>DFLM 160</i>	0.59 ± 0.15	92.9%	98.7%	79.8%
<i>DFLM 260</i>	0.61 ± 0.15	91.7%	98.4%	77.6%
<i>DFLM 360</i>	0.59 ± 0.16	92.8%	98.9%	78.3%
<i>M-T E1</i>	0.79 ± 0.25	73.8%	95.9%	40.5%
<i>M-T B1</i>	0.66 ± 0.20	87.3%	98.2%	64.7%
<i>M-T S1</i>	0.80 ± 0.26	72.6%	95.5%	39.1%
<i>GRVHO 1</i>	0.83 ± 0.24	68.9%	92.9%	38.0%
<i>GRVHO 2</i>	0.71 ± 0.21	82.3%	97.0%	56.0%
<i>Combinata</i>	0.73 ± 0.23	81.1%	97.5%	51.2%

Tabella 5.1: Valori dei $\tilde{\chi}^2$ e delle relative probabilità ottenuti per differenti set di funzioni di struttura per tutti i punti dello spettro.

stessa tabella sono riportate le probabilità di $\chi^2 > \chi_{oss}^2$ per i valori di χ_{oss}^2 ottenuti e per i valori massimi e minimi consentiti dall'incertezza. In tab. 5.2 sono riportate le stesse quantità, ma considerando i punti al di sopra di 30 GeV. Si può notare come, in generale, l'accordo sia molto buono per ogni *set* di funzioni di struttura considerato. Per quanto riguarda le DFLM, per le quali si ottiene un χ^2 leggermente inferiore che per le altre, si ricordi che sono stati utilizzati i soli contributi perturbativi. Quando si paragonano i risultati per le DFLM con quelli degli altri *set* nella regione in cui sono stati utilizzati solo i risultati perturbativi per tutte le funzioni di struttura, questa differenza non è più evidente. Un tale comportamento potrebbe essere spiegato attraverso una sovrastima dell'effetto del *matching* tra il calcolo risommato e quello perturbativo.

Funzioni di struttura	$\tilde{\chi}_{oss}^2$	Probabilità per		
		$\tilde{\chi}^2 > \tilde{\chi}_{oss}^2$	$\tilde{\chi}^2 > \tilde{\chi}_{oss}^2(\min)$	$\tilde{\chi}^2 > \tilde{\chi}_{oss}^2(\max)$
<i>HMRSB</i>	0.47 ± 0.09	94.0.8%	97.4%	88.6%
<i>HMRSE</i>	0.47 ± 0.10	94.1%	97.9%	87.8%
<i>HMRSB1</i>	0.48 ± 0.10	93.7%	97.5%	87.5%
<i>HMRSB3</i>	0.47 ± 0.09	94.4%	97.7%	89.0%
<i>KMRSB0</i>	0.44 ± 0.08	95.7%	98.3%	91.3%
<i>DFLM 160</i>	0.51 ± 0.10	92.0%	96.8%	84.3%
<i>DFLM 260</i>	0.52 ± 0.12	91.2%	96.8%	82.2%
<i>DFLM 360</i>	0.46 ± 0.11	94.8%	98.4%	88.3%
<i>M-T E1</i>	0.51 ± 0.09	92.1%	96.4%	95.8%
<i>M-T B1</i>	0.44 ± 0.09	95.5%	98.2%	90.9%
<i>M-T S1</i>	0.47 ± 0.09	94.0%	97.5%	88.4%
<i>GRVHO 1</i>	0.51 ± 0.09	92.2%	96.4%	86.0%
<i>GRVHO 2</i>	0.47 ± 0.10	94.1%	97.7%	88.1%
<i>Combinata</i>	0.46 ± 0.09	94.9%	98.0%	89.7%

Tabella 5.2: Valori dei $\tilde{\chi}^2$ e delle relative probabilità ottenuti per differenti set di funzioni di struttura considerando solo i punti nell'intervallo $p_T^W > 30$ GeV.

5.1.5 Fit esponenziale sulle distribuzioni

Un altro procedimento utilizzato per il confronto tra i dati sperimentali e quelli teorici è basato su un *fit* esponenziale eseguito sulle distribuzioni. Affinchè le due distribuzioni, quella teorica e quella sperimentale, siano in perfetto accordo occorre che si abbia: $y_i^{spe} = y_i^{teo}$. Partendo da questo assunto si sono studiate le possibili deviazioni da una tale relazione studiando il valore dei parametri a e b in un *fit* del tipo: $y_i^{teo} = a(y_i^{spe})^b$.

Nel seguito non si considererà l'errore effettivo sui valori teorici in quanto questo proviene essenzialmente da un fattore di scala già considerato nel termine a del *fit* stesso. Verrà invece considerato un "errore efficace" teorico proveniente dall'incertezza sperimentale sul valore di p_T^W , come descritto nel calcolo dell'errore sul χ^2 .

Per la valutazione dei parametri a e b del *fit* è stato considerato il χ^2 non normalizzato:

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{y_i^{spe} - \tilde{y}_i^{spe}}{\sigma_{i,spe}} \right)^2 + \sum_i \left(\frac{y_i^{teo} - \tilde{y}_i^{teo}}{\sigma_{i,teo}} \right)^2 \quad (5.7)$$

dove le σ_i rappresentano gli errori sperimentali e teorici "efficaci" e le \tilde{y}_i sono i valori, che giacciono su una curva del tipo $\tilde{y}_i^{teo} = a(\tilde{y}_i^{spe})^b$, che meglio si adattano ai valori teorici e sperimentali e che, quindi, minimizzano il valore del χ^2 . Per la minimizzazione del χ^2 si utilizza la tecnica dei moltiplicatori di Lagrange, che rende il problema equivalente a trovare i punti stazionari di $\chi^{2'}$, definito come:

$$\chi^{2'} = \chi^2 + \sum_i \lambda_i [\tilde{y}_i^{teo} - a(\tilde{y}_i^{spe})^b] \quad (5.8)$$

dove i λ_i sono i moltiplicatori di Lagrange. Si ottiene che i punti stazionari \tilde{y}_i^{spe} e \tilde{y}_i^{teo} in funzione dei parametri a e b sono soluzioni del sistema:

$$\begin{cases} \sigma_{i,teo}^2 y_i^{spe} - \sigma_{i,teo}^2 \tilde{y}_i^{spe} + \sigma_{i,spe}^2 y_i^{teo} a b (\tilde{y}_i^{spe})^{b-1} - \sigma_{i,spe}^2 a^2 b (\tilde{y}_i^{spe})^{2b-1} = 0 \\ \sigma_{i,teo}^2 (y_i^{spe} - \tilde{y}_i^{spe}) + \sigma_{i,spe}^2 a b (y_i^{teo} (\tilde{y}_i^{spe})^{b-1} - a (\tilde{y}_i^{spe})^{2b-1}) = 0 \end{cases} \quad (5.9)$$

Il sistema è stato risolto, con metodi numerici, in funzione di a e b e successivamente si è proceduto alla minimizzazione del χ^2 originale in funzione di a e b . Per il calcolo dell'errore sui parametri del *fit* è stato utilizzato un semplice Montecarlo che genera valori teorici e sperimentali diversi distribuiti gaussianamente secondo le loro

<i>Funzioni di strutt.</i>	<i>a</i>	<i>b</i>	χ^2
<i>HMRSB</i>	0.77 ± 0.19	1.07 ± 0.07	<i>11.4</i>
<i>HMRSE</i>	0.90 ± 0.20	1.03 ± 0.07	<i>10.9</i>
<i>HMRSB1</i>	0.93 ± 0.22	1.02 ± 0.07	<i>11.1</i>
<i>HMRSB3</i>	0.84 ± 0.18	1.05 ± 0.06	<i>11.6</i>
<i>KMRSB0</i>	0.81 ± 0.20	1.06 ± 0.06	<i>10.5</i>
<i>DFLM 160</i>	1.08 ± 0.20	0.98 ± 0.06	<i>10.4</i>
<i>DFLM 260</i>	1.09 ± 0.29	0.98 ± 0.07	<i>10.7</i>
<i>DFLM 360</i>	1.00 ± 0.24	1.00 ± 0.06	<i>10.3</i>
<i>M-T E1</i>	0.81 ± 0.20	1.06 ± 0.07	<i>11.8</i>
<i>M-T B1</i>	0.87 ± 0.21	1.04 ± 0.06	<i>10.9</i>
<i>M-T S1</i>	0.75 ± 0.15	1.08 ± 0.06	<i>11.5</i>
<i>GRVHO 1</i>	0.74 ± 0.20	1.08 ± 0.06	<i>11.9</i>
<i>GRVHO 2</i>	0.82 ± 0.17	1.06 ± 0.06	<i>11.0</i>
<i>Combinata</i>	0.86 ± 0.21	1.05 ± 0.07	<i>11.1</i>

Tabella 5.3: Valori dei parametri a e b con relativo χ^2 per ogni set di funzioni di struttura utilizzato nell'analisi.

incertezze. Le distribuzioni così ottenute per i valori di a e b , delle quali è riportato un esempio in fig. 5.13, sono state adattate ad una gaussiana la cui deviazione standard è stata considerata come l'incertezza sui parametri. In tab. 5.3 sono riportati i valori ottenuti per i parametri ed il relativo χ^2 per ogni set di funzioni di struttura. Il numero di punti utilizzato è 21. Anche in questo caso le funzioni di struttura DFLM sembrano quelle che si adattano meglio ai risultati sperimentali. Si osservi che ogni deviazione dall'unità del parametro a è parzialmente compensata da una corrispondente deviazione dall'unità di b . Per un confronto più diretto, i risultati del *fit*, in scala logaritmica, sono mostrati in fig. 5.14 nel piano (y_i^{spe}, y_i^{teo}) . Le deviazioni dalla retta $y^{teo} = y^{spe}$ delle curve ottenute col *fit* non superano il 5% per valori di $p_T^W < 50$ GeV e arrivano al 10% solo per valori molto elevati di p_T^W , dove l'errore statistico supera il 50%. Nella figura è mostrata anche la banda di errore relativa al *fit*.

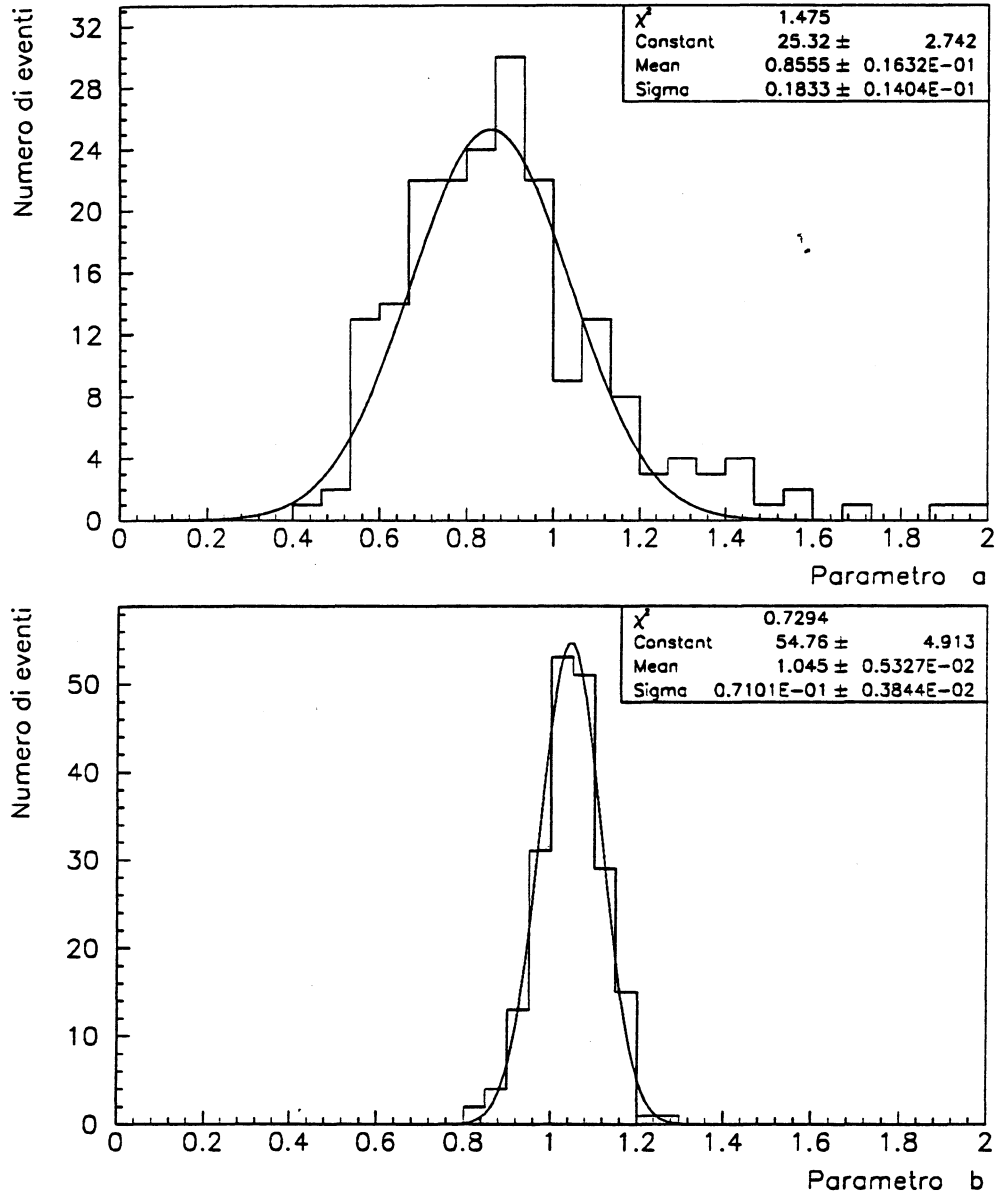


Fig. 5.13: Esempi di distribuzione dei parametri del fit a e b come ottenute dal Montecarlo descritto nel testo.

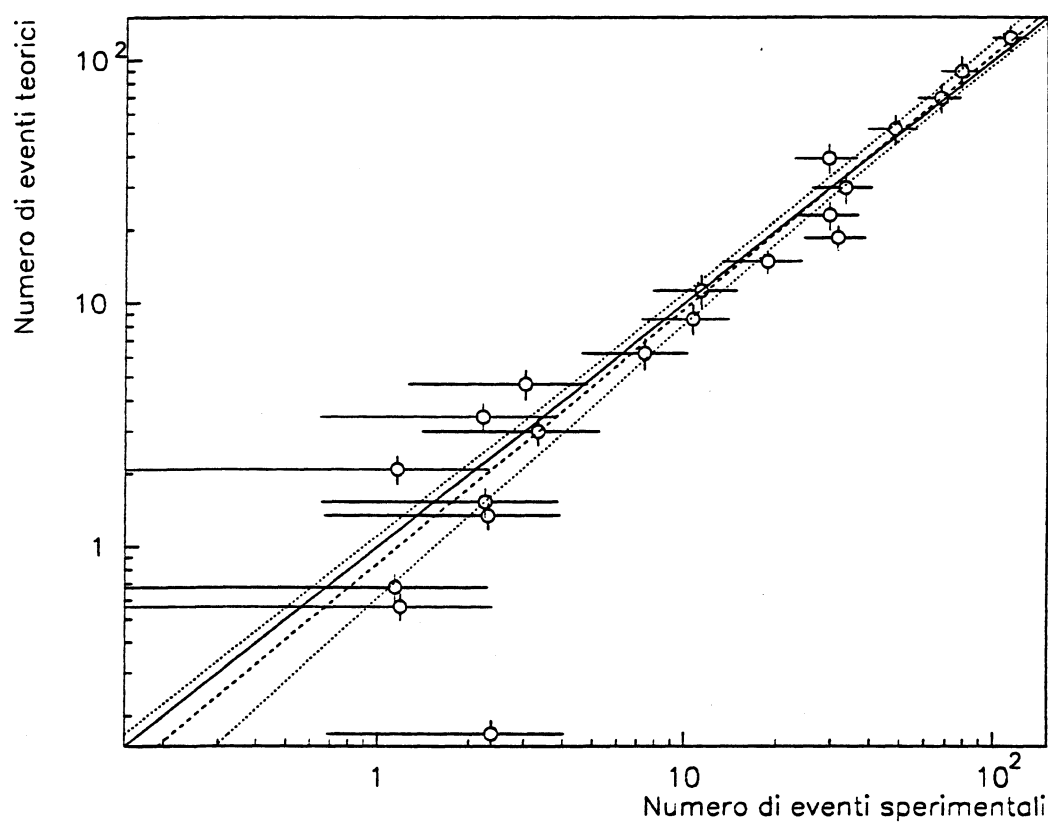


Fig. 5.14: y_i^{teo} verso y_i^{spe} come ottenuto dal fit (linea tratteggiata). La linea continua rappresenta la retta $y^{\text{teo}} = y^{\text{spe}}$ mentre le linee punteggiate delimitano la banda di errore sul fit.

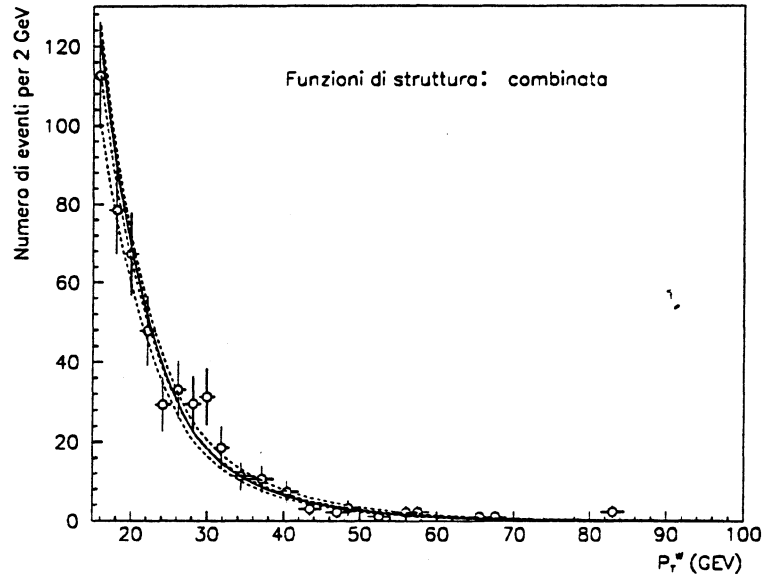


Fig. 5.15: Confronto con la distribuzione “sperimentale” (linea e banda di errore tratteggiata) ottenuta adattando i valori teorici secondo i risultati del fit.

In fig. 5.15 è esplicitato il risultato del *fit* in funzione di p_T^W . La curva tratteggiata in figura è data da:

$$y_i^{spe*} = \left(\frac{y_i^{teo}}{a} \right)^{1/b}$$

in cui y_i^{spe*} rappresentano i valori teorici modificati tenendo conto dei risultati del *fit*. Tutto il procedimento descritto finora è stato ripetuto considerando solo i valori nell'intervallo $p_T^W > 30$ GeV (13 punti) dove il solo termine perturbativo contribuisce alla sezione d'urto. I risultati, per i quali valgono le osservazioni precedenti, sono mostrati in tab. 5.4 e fig. 5.16 e 5.17.

Per quantificare l'accordo tra i valori sperimentali e quelli teorici e la retta ottenuta dal *fit* in scala logaritmica è stato utilizzato il metodo del coefficiente di correlazione

<i>Funzioni di strutt.</i>	<i>a</i>	<i>b</i>	χ^2
<i>HMRSB</i>	1.1 ± 0.6	0.9 ± 0.2	5.3
<i>HMRSE</i>	1.3 ± 0.6	0.9 ± 0.6	5.3
<i>HMRSB1</i>	1.3 ± 0.7	0.9 ± 0.3	5.4
<i>HMRSB3</i>	1.2 ± 0.5	0.9 ± 0.2	5.3
<i>KMRSB0</i>	1.1 ± 0.6	0.9 ± 0.3	4.9
<i>DFLM 160</i>	1.4 ± 0.9	0.9 ± 0.2	5.4
<i>DFLM 260</i>	1.4 ± 0.6	0.9 ± 0.3	5.5
<i>DFLM 360</i>	1.2 ± 0.9	0.9 ± 0.3	5.2
<i>M-T E1</i>	1.1 ± 0.5	0.9 ± 0.2	5.8
<i>M-T B1</i>	1.2 ± 0.5	0.9 ± 0.2	5.1
<i>M-T S1</i>	1.1 ± 0.6	0.9 ± 0.4	5.3
<i>GRVHO 1</i>	1.1 ± 0.7	0.9 ± 0.2	5.4
<i>GRVHO 2</i>	1.1 ± 0.6	0.9 ± 0.4	5.2
<i>Combinata</i>	1.2 ± 0.55	0.9 ± 0.2	5.3

Tabella 5.4: Valori dei parametri a e b con relativo χ^2 per ogni set di funzioni di struttura nell'intervallo $p_T^W > 30$ GeV.

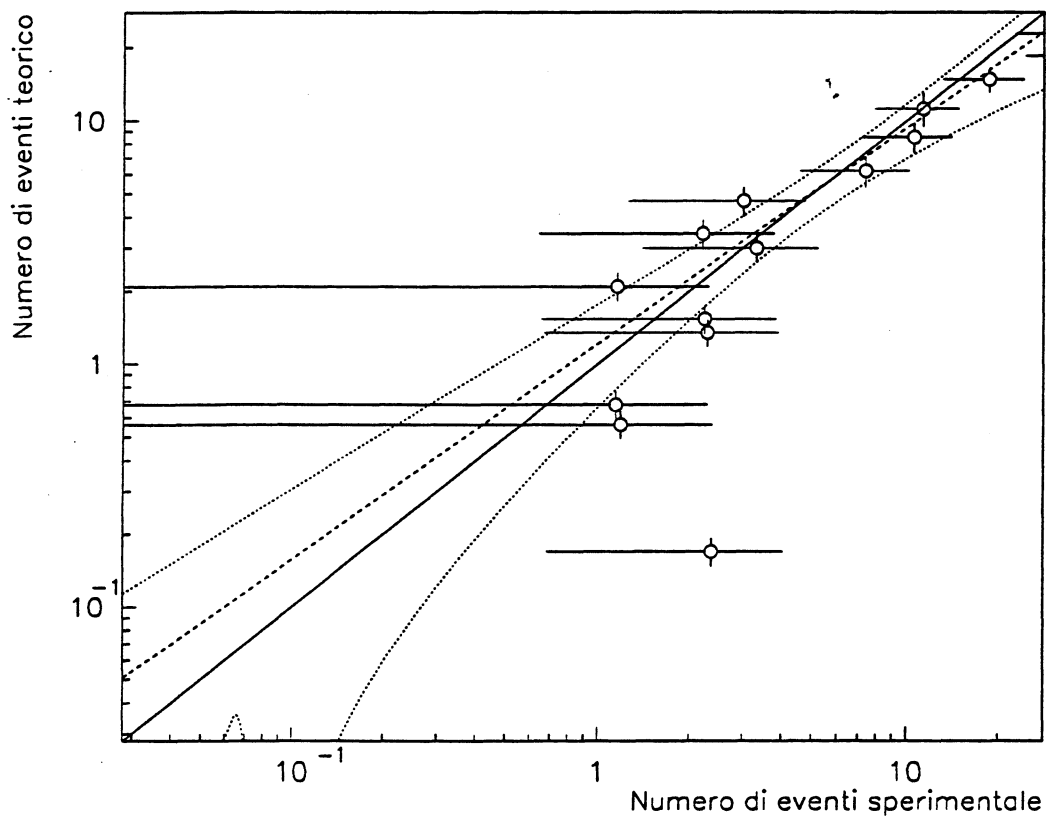


Fig. 5.16: y_i^{teo} verso y_i^{spe} nell'intervallo $p_T^W > 30$ GeV come ottenuto dal fit (linea tratteggiata). La linea continua rappresenta la retta $y^{teo} = y^{spe}$ mentre le linee punteggiate individuano la banda di errore sul fit.

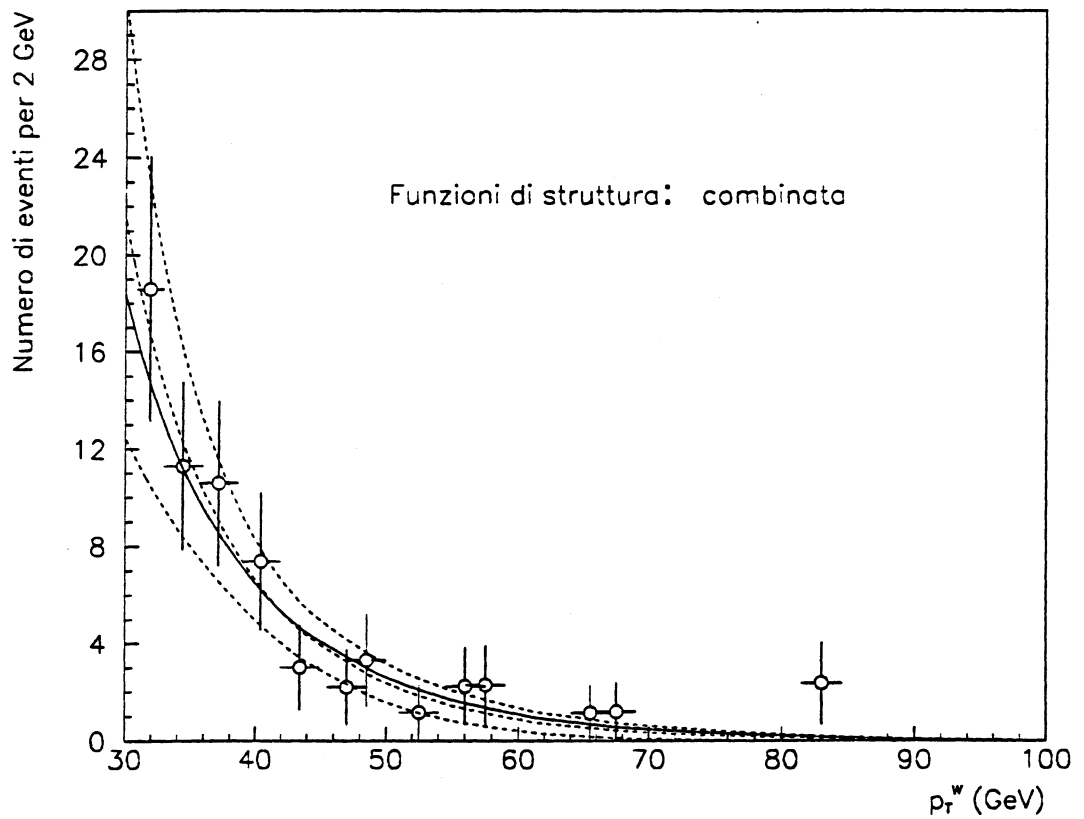


Fig. 5.17: Confronto con la distribuzione "sperimentale" (linea e banda di errore tratteggiata) ottenuta adattando i valori teorici secondo i risultati del fit. ($p_T^W > 30$ GeV).

Funzioni di strutt.	$r_{oss} (p_T^W > 15 \text{ GeV})$	$r_{oss} (p_T^W > 30 \text{ GeV})$
<i>HMRSB</i>	0.94 ± 0.01	0.79 ± 0.08
<i>HMRSB</i>	0.93 ± 0.01	0.77 ± 0.08
<i>HMRSB1</i>	0.94 ± 0.01	0.80 ± 0.09
<i>HMRSB3</i>	0.94 ± 0.01	0.78 ± 0.08
<i>KMRSB0</i>	0.94 ± 0.01	0.79 ± 0.08
<i>DFLM 160</i>	0.93 ± 0.01	0.77 ± 0.08
<i>DFLM 260</i>	0.94 ± 0.01	0.80 ± 0.09
<i>DFLM 360</i>	0.93 ± 0.01	0.78 ± 0.08
<i>M-T E1</i>	0.93 ± 0.01	0.78 ± 0.08
<i>M-T B1</i>	0.94 ± 0.01	0.78 ± 0.08
<i>M-T S1</i>	0.94 ± 0.01	0.80 ± 0.08
<i>GRVHO 1</i>	0.94 ± 0.01	0.80 ± 0.09
<i>GRVHO 2</i>	0.94 ± 0.01	0.78 ± 0.08
<i>Combinata</i>	0.94 ± 0.01	0.79 ± 0.08

Tabella 5.5: Coefficienti di correlazione lineare per i diversi set di funzioni di struttura utilizzati nell'analisi.

lineare r , definito come:

$$r = \frac{\sum (y_i^{spe} - \langle y_i^{spe} \rangle)(y_i^{teo} - \langle y_i^{teo} \rangle)}{\sqrt{\sum (y_i^{spe} - \langle y_i^{spe} \rangle)^2 \sum (y_i^{teo} - \langle y_i^{teo} \rangle)^2}} \quad (5.10)$$

dove il simbolo $\langle \rangle$ si riferisce ai valori medi delle quantità racchiuse fra le parentesi. Si ricorda che il coefficiente di correlazione lineare è tanto più vicino all'unità quanto più i punti in questione possono essere approssimati con una retta. In tab. 5.5 sono mostrati i valori ottenuti per ogni set di funzioni di struttura, sia per $p_T^W > 15 \text{ GeV}$ che per $p_T^W > 30 \text{ GeV}$. È possibile, inoltre, calcolare la probabilità di ottenere, dato il numero di punti, un coefficiente di correlazione lineare superiore a quello osservato in una distribuzione non lineare. Per tutti i casi mostrati in tabella questa probabilità è inferiore all'1%. Si può notare come, anche valutato con questo metodo, l'accordo fra le distribuzioni teoriche e quella sperimentale risulti essere molto buono.

Interv. di p_T^W	m	μ	Probab. $m > \mu$	Probab. min.	Probab. max.
[68, 100] GeV	2	1.93 ± 0.15	75.5%	53.1%	65.4%
[23, 34] GeV	99	89.9 ± 5.0	18.2%	7.1%	35.5%

Tabella 5.6: Numero di eventi attesi e osservati per intervalli di p_T^W .

5.1.6 Studio delle deviazioni dalle previsioni teoriche

Per una valutazione quantitativa delle deviazioni dei dati dalla curva teorica è stata utilizzata la statistica di Poisson. È stata calcolata la probabilità che il numero di eventi presenti in un certo intervallo di p_T^W sia quello osservato assumendo che il numero vero di eventi sia quello ottenuto dalla simulazione Montecarlo.

La relazione utilizzata per calcolare il numero di eventi atteso in un intervallo di p_T^W , μ , è

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{N'} \left(1 + \frac{\sum_{i=1}^{k-1} \sum_l \varepsilon_{u_{||},i} \varepsilon_l N_{il} + \sum_{i=k'+1}^n \sum_l \varepsilon_{u_{||},i} \varepsilon_l N_{il}}{\sum_{i=k}^{k'} \sum_l \varepsilon_{u_{||},i} \varepsilon_l N_{il}} \right) \quad (5.11)$$

dove N_{il} è il numero di eventi generati per intervallo di p_T^W e per regione di accettazione, k e k' rappresentano il numero di intervallo minimo e massimo per il quale si vuole calcolare il μ . Il resto delle definizioni resta invariato. Si può calcolare a questo punto la probabilità di ottenere in un esperimento, dato il numero aspettato μ di eventi, un numero di occorrenze maggiore o uguale a quello sperimentale m se $\mu < m$ e minore o uguale se $\mu > m$. Per il calcolo di questa probabilità è stata utilizzata la distribuzione di Poisson (approssimata a quella gaussiana per valori di $\mu > 10$). Le regioni analizzate sono quelle con $p_T^W > 68$ GeV, relativa al punto sugli 83 GeV, e quella intorno a 30 GeV, dove sembrano esserci le maggiori deviazioni dalla curva teorica. I risultati del calcolo poissoniano sono riportati in tab. 5.6. Nessuna delle deviazioni riscontrate appare significativa dal punto di vista statistico.

5.2 Distribuzioni di p_T^Z

L'analisi effettuata sugli eventi Z è analoga a quella descritta per i W . Nel seguito saranno quindi puntualizzate solo le differenze sostanziali fra le due.

Nell'analisi degli Z sarà esaminato tutto lo spettro di p_T^Z . Questa scelta è resa necessaria dall'esigua statistica a disposizione: 269 eventi. Per gli Z non ci sono i problemi, incontrati per il W , dovuti alla ricostruzione del p_T^{rec} , in quanto il momento trasverso del bosone è ricostruito direttamente dai momenti degli elettroni di decadimento e sono così eliminate le incertezze sistematiche presenti a basso p_T (che erano dominanti per i W). Le efficienze sono state considerate nelle sei differenti zone di accettazione descritte nel terzo capitolo.

Il fondo, essenzialmente dovuto ad eventi di QCD e Drell-Yan, è stato trascurato in quanto ha un andamento costante in p_T^Z ed è di piccola entità. Nella normalizzazione delle distribuzioni teoriche non sarà considerato l'errore su N' in quanto si utilizza tutta la statistica a disposizione.

Per il confronto con i risultati teorici non sono state considerate le funzioni di struttura DFLM in quanto non è disponibile il calcolo di risommazione a basso p_T^Z per questo *set*.

Oltre alla distribuzione di p_T^Z sono state studiate le distribuzioni delle sue componenti p_η^Z e p_ξ^Z (gli assi η e ξ sono stati definiti nel paragrafo relativo all'efficienza dovuta all'u.e.). Le fluttuazioni nella misura dell'energia degli elettroni interessano soprattutto la misura di p_ξ^Z , mentre la risoluzione in p_η^Z dipende principalmente dalla distribuzione angolare dei due elettroni. Per questo motivo, la componente p_η^Z è meno affetta di p_ξ^Z dalle incertezze sperimentali. Le risoluzioni per le due grandezze, ottenute da una simulazione, sono mostrate in fig. 5.18.

Il confronto tra le distribuzioni di p_T^Z e p_η^Z misurate e quelle ottenute dal Montecarlo è mostrato in fig. 5.19 e fig. 5.20 rispettivamente, considerando anche la distribuzione "combinata". Si nota una certa discrepanza per i valori a basso p_T che può essere attribuita, analogamente al caso del W , all'impiego della tecnica di risommazione meno accurata di quella perturbativa. Le distribuzioni integrali di p_T^Z e p_η^Z , le quali presentano invece un accordo notevole con la teoria, sono mostrate in fig. 5.21. Il confronto è stato fatto scegliendo ancora una volta la distribuzione ottenuta combinando i diversi *set* di funzioni di struttura.

È stato effettuato, analogamente al caso dei W , un test del χ^2 per valutare la bontà dell'accordo tra le distribuzioni teoriche e quelle sperimentali. I risultati del

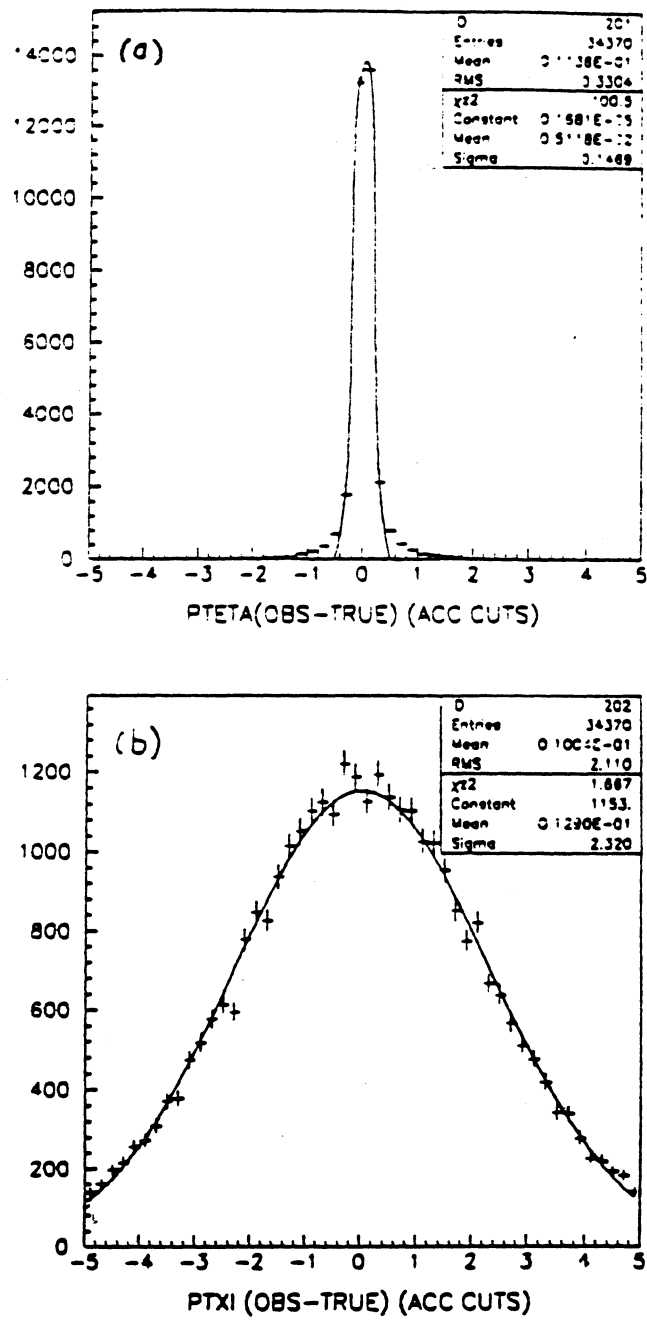


Fig. 5.18: Risoluzioni in p_{η}^Z (in alto) ed in p_{ξ}^Z (in basso) ottenute da una simulazione Montecarlo.

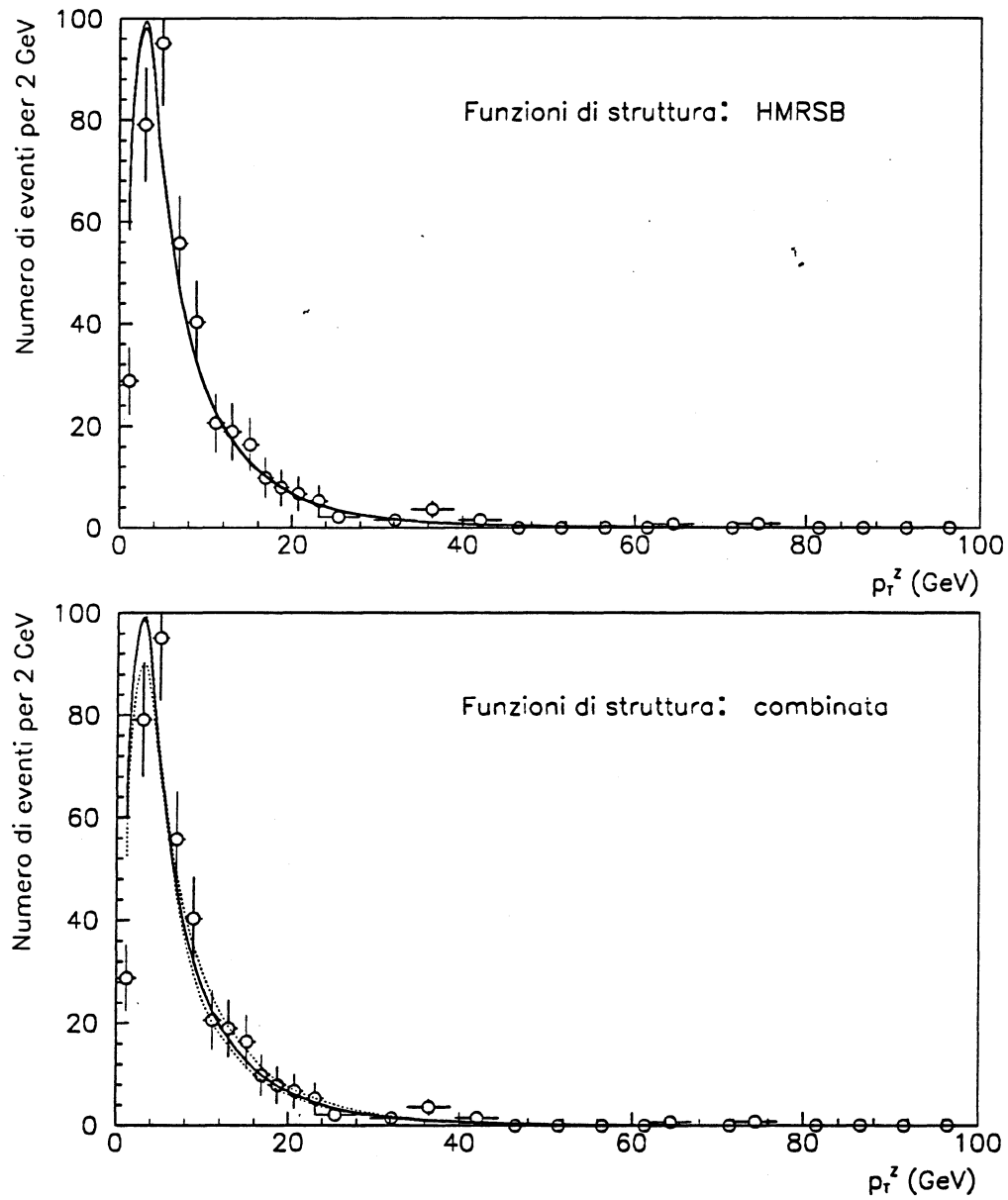


Fig. 5.19: Confronto tra le distribuzioni teoriche e quelle sperimentali di p_T^Z utilizzando le funzioni di struttura HMRSB e la distribuzione combinata.

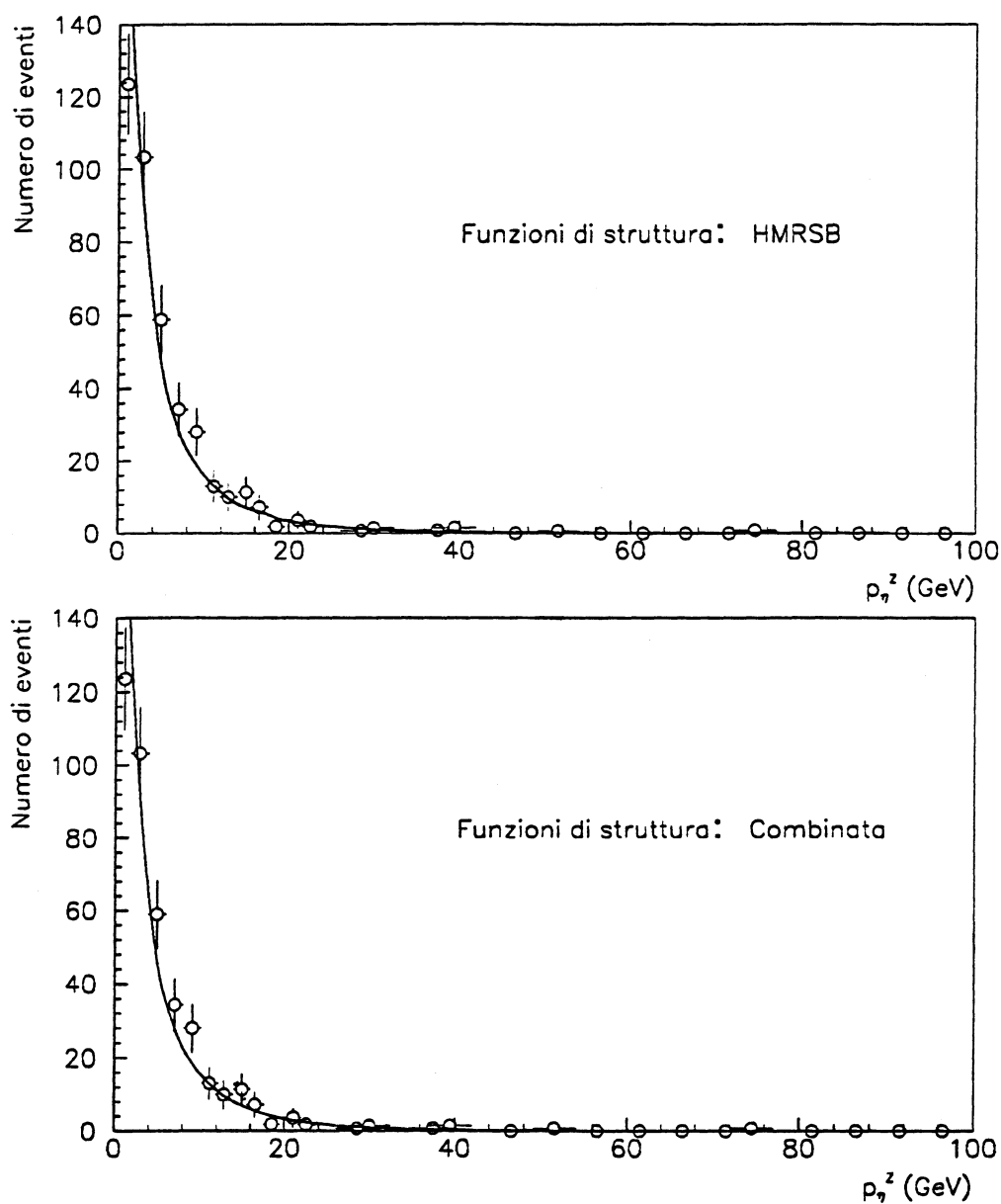


Fig. 5.20: Confronto tra le distribuzioni teoriche e quelle sperimentali di p_T^Z utilizzando le funzioni di struttura HMRSB e la distribuzione combinata.

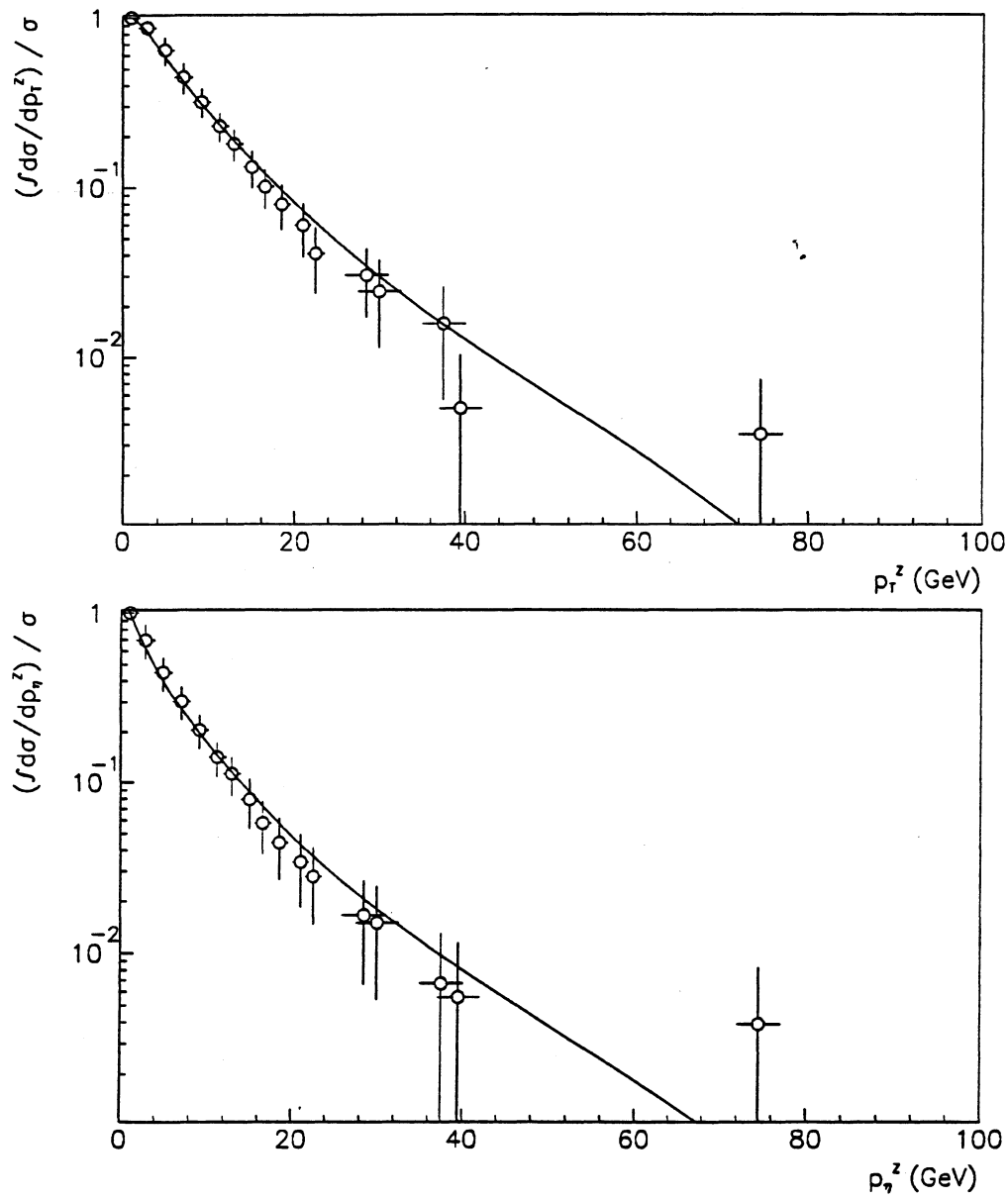


Fig. 5.21: Distribuzioni integrali di p_T^Z e p_η^Z confrontate con le distribuzioni teoriche ottenute utilizzando le funzioni di struttura combinate.

Funzioni di struttura	$\tilde{\chi}_{oss}^2$	Probabilità per		
		$\tilde{\chi}^2 > \tilde{\chi}_{oss}^2$	$\tilde{\chi}^2 > \tilde{\chi}_{oss}^2(min)$	$\tilde{\chi}^2 > \tilde{\chi}_{oss}^2(max)$
<i>HMRSB</i>	0.52 ± 0.18	91.1%	97.7%	79.3%
<i>HMRSE</i>	0.55 ± 0.13	89.3%	96.3%	78.5%
<i>HMRSB1</i>	0.55 ± 0.12	89.3%	95.7%	79.7%
<i>HMRSB3</i>	0.58 ± 0.23	87.1%	98.3%	65.3%
<i>KMRSB0</i>	0.52 ± 0.14	91.5%	97.6%	81.0%
<i>M-T E1</i>	0.53 ± 0.13	91.0%	97.1%	80.5%
<i>M-T B1</i>	0.52 ± 0.12	91.5%	97.1%	82.3%
<i>M-T S1</i>	0.50 ± 0.13	92.6%	97.9%	83.3%
<i>GRVHO 1</i>	0.54 ± 0.14	89.9%	96.9%	78.1%
<i>GRVHO 2</i>	0.61 ± 0.23	84.6%	97.6%	61.5%
<i>Combinata</i>	0.52 ± 0.14	91.2%	97.6%	79.9%

Tabella 5.7: Valori dei $\tilde{\chi}^2$ e delle relative probabilità ottenuti per differenti set di funzioni di struttura considerando solo i punti nell'intervallo $p_T^Z > 10$ GeV.

test ottenuti utilizzando tutto lo spettro di p_T^Z sono poco significativi a causa della grande incertezza sul valore del χ^2 calcolato. I risultati del test ottenuti utilizzando solo i punti con $p_T^Z > 10$ GeV sono mostrati in tab. 5.7. In tab. 5.8 sono riportati i risultati per lo spettro di p_η^Z con $p_\eta^Z > 10$ GeV.

Per gli Z è stato effettuato un *fit* esponenziale analogo a quello per i W . I risultati per i parametri a e b relativi alla distribuzione di p_T^Z sono riportati in tab. 5.9. I valori dei parametri a e b del *fit* sulla distribuzione di p_η^Z sono riportati in tab. 5.10. I risultati dei *fit* sono mostrati in fig. 5.22, nel piano (y^{spe}, y^{teo}) , per la distribuzione combinata. Anche in questo caso le deviazioni dalla retta teorica $y^{teo} = y^{spe}$ non superano il 10%. In fig. 5.23 sono mostrati i risultati del *fit* in funzione di p_T^Z e p_η^Z .

In tab. 5.11 sono riportati i valori del coefficiente di correlazione ottenuti, analogamente al caso dei W , per le due differenti distribuzioni. Anche in questo caso la probabilità di ottenere un coefficiente di correlazione superiore a quello osservato è, in ambedue i casi, inferiore all'1%.

Per lo studio delle deviazioni dalle previsioni teoriche è stata utilizzata, come per

Funzioni di struttura	$\tilde{\chi}_{oss}^2$	Probabilità per		
		$\tilde{\chi}^2 > \tilde{\chi}_{oss}^2$	$\tilde{\chi}^2 > \tilde{\chi}_{oss}^2(\min)$	$\tilde{\chi}^2 > \tilde{\chi}_{oss}^2(\max)$
<i>HMRSB</i>	0.50 ± 0.11	92.8%	97.4%	85.4%
<i>HMRSE</i>	0.53 ± 0.09	90.8%	95.7%	83.7%
<i>HMRSB1</i>	0.52 ± 0.09	91.5%	96.2%	84.6%
<i>HMRSB3</i>	0.54 ± 0.13	90.0%	96.8%	78.9%
<i>KMRSB0</i>	0.49 ± 0.10	93.0%	97.2%	86.2%
<i>M-T E1</i>	0.48 ± 0.09	93.6%	97.4%	87.7%
<i>M-T B1</i>	0.50 ± 0.09	92.7%	96.6%	86.9%
<i>M-T S1</i>	0.49 ± 0.09	93.4%	97.2%	87.5%
<i>GRVHO 1</i>	0.49 ± 0.09	92.9%	96.8%	87.1%
<i>GRVHO 2</i>	0.54 ± 0.13	90.1%	96.6%	79.7%
<i>Combinata</i>	0.50 ± 0.10	92.8%	97.1%	86.1%

Tabella 5.8: Valori dei $\tilde{\chi}^2$ e delle relative probabilità ottenuti per differenti set di funzioni di struttura considerando solo i punti nell'intervallo $p_\eta^Z > 10$ GeV.

Funzioni di strutt.	<i>a</i>	<i>b</i>	χ^2
<i>HMRSB</i>	0.94 ± 0.44	1.00 ± 0.12	10.7
<i>HMRSE</i>	0.82 ± 0.31	1.03 ± 0.10	12.3
<i>HMRSB1</i>	0.77 ± 0.27	1.04 ± 0.11	12.2
<i>HMRSB3</i>	1.20 ± 0.46	0.94 ± 0.12	10.0
<i>KMRSB0</i>	0.90 ± 0.27	1.01 ± 0.09	10.9
<i>M-T E1</i>	0.85 ± 0.29	1.02 ± 0.12	11.1
<i>M-T B1</i>	0.83 ± 0.33	1.03 ± 0.12	10.7
<i>M-T S1</i>	0.89 ± 0.31	1.01 ± 0.11	10.4
<i>GRVHO 1</i>	1.14 ± 0.35	0.95 ± 0.10	11.2
<i>GRVHO 2</i>	0.84 ± 0.29	1.03 ± 0.10	11.5
<i>Combinata</i>	0.91 ± 0.36	1.01 ± 0.10	11.0

Tabella 5.9: Valori dei parametri *a* e *b* con relativo χ^2 per ogni set di funzioni di struttura nell'analisi dello spettro di p_T^Z .

<i>Funzioni di strutt.</i>	<i>a</i>	<i>b</i>	χ^2
<i>HMRSB</i>	0.87 ± 0.28	1.02 ± 0.10	8.8
<i>HMRSB</i>	0.84 ± 0.31	1.01 ± 0.12	10.0
<i>HMRSB1</i>	0.76 ± 0.26	1.04 ± 0.13	9.5
<i>HMRSB3</i>	1.06 ± 0.35	0.98 ± 0.10	8.5
<i>KMRSB0</i>	0.85 ± 0.27	1.02 ± 0.10	8.8
<i>M-T E1</i>	0.84 ± 0.27	1.02 ± 0.12	8.9
<i>M-T B1</i>	0.80 ± 0.29	1.04 ± 0.10	8.9
<i>M-T S1</i>	0.84 ± 0.25	1.03 ± 0.09	8.7
<i>GRVHO 1</i>	1.01 ± 0.33	0.98 ± 0.11	9.3
<i>GRVHO 2</i>	0.82 ± 0.24	1.03 ± 0.11	9.1
<i>Combinata</i>	0.86 ± 0.26	1.02 ± 0.10	9.0

Tabella 5.10: Valori dei parametri a e b con relativo χ^2 per ogni set di funzioni di struttura nell'analisi dello spettro di p_T^Z .

<i>Funzioni di strutt.</i>	$r_{oss}(p_T^Z)$	$r_{oss}(p_\eta^Z)$
<i>HMRSB</i>	0.952 ± 0.010	0.932 ± 0.060
<i>HMRSB</i>	0.949 ± 0.009	0.931 ± 0.010
<i>HMRSB1</i>	0.950 ± 0.008	0.929 ± 0.010
<i>HMRSB3</i>	0.947 ± 0.008	0.924 ± 0.008
<i>KMRSB0</i>	0.950 ± 0.029	0.930 ± 0.011
<i>M-T E1</i>	0.952 ± 0.008	0.931 ± 0.046
<i>M-T B1</i>	0.955 ± 0.008	0.931 ± 0.010
<i>M-T S1</i>	0.953 ± 0.012	0.933 ± 0.009
<i>GRVHO 1</i>	0.950 ± 0.008	0.927 ± 0.009
<i>GRVHO 2</i>	0.945 ± 0.008	0.928 ± 0.009
<i>Combinata</i>	0.950 ± 0.013	0.930 ± 0.009

Tabella 5.11: Coefficienti di correlazione lineare per i diversi set di funzioni di struttura (eventi Z).

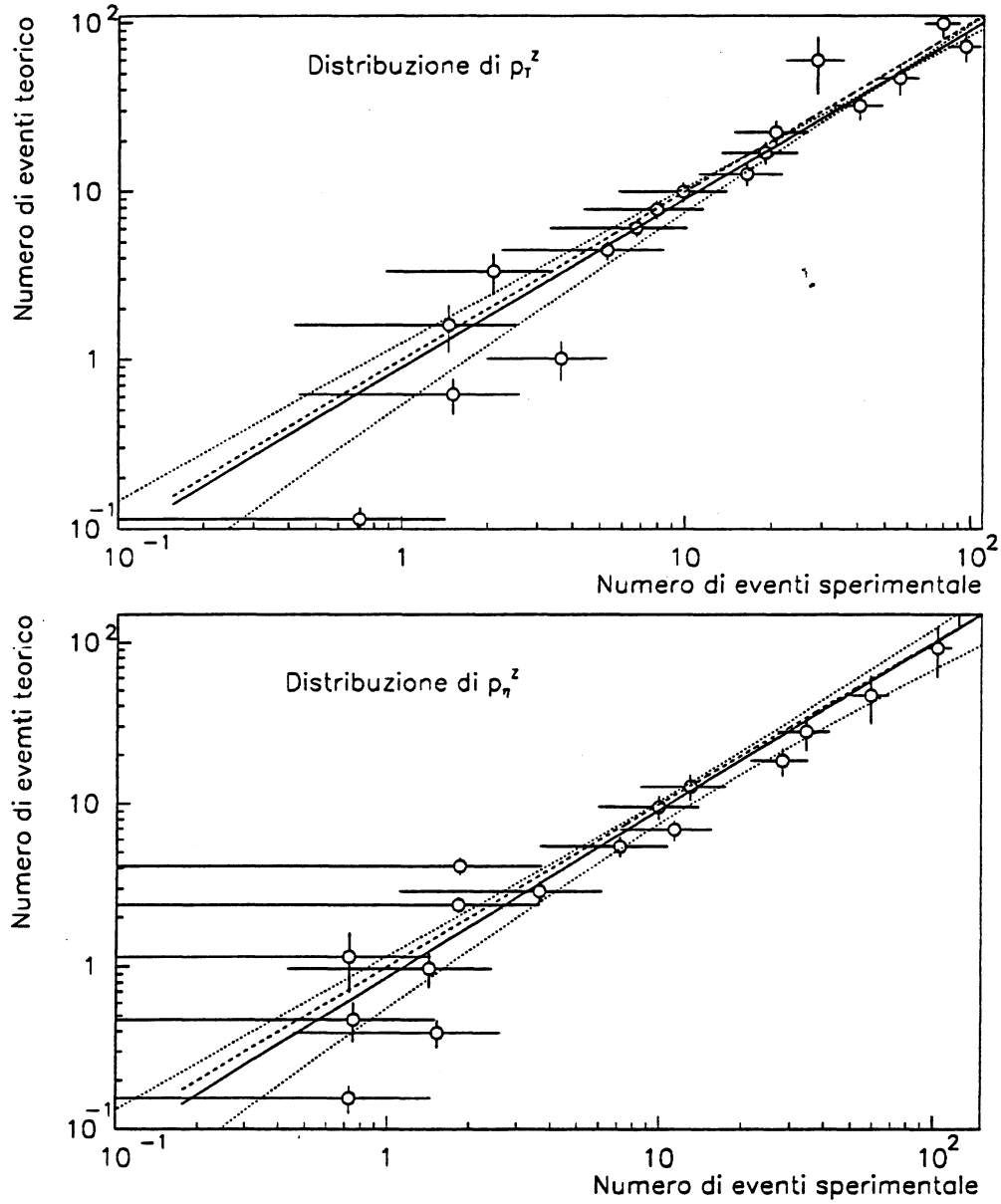


Fig. 5.22: y_i^{teo} verso y_i^{spe} come ottenuti dal fit (linea tratteggiata). La linea continua rappresenta la retta $y^{teo} = y^{spe}$ mentre le linee punteggiate rappresentano la banda di errore sul fit. In alto è mostrato il confronto con p_T^Z , in basso quello con p_T^η .

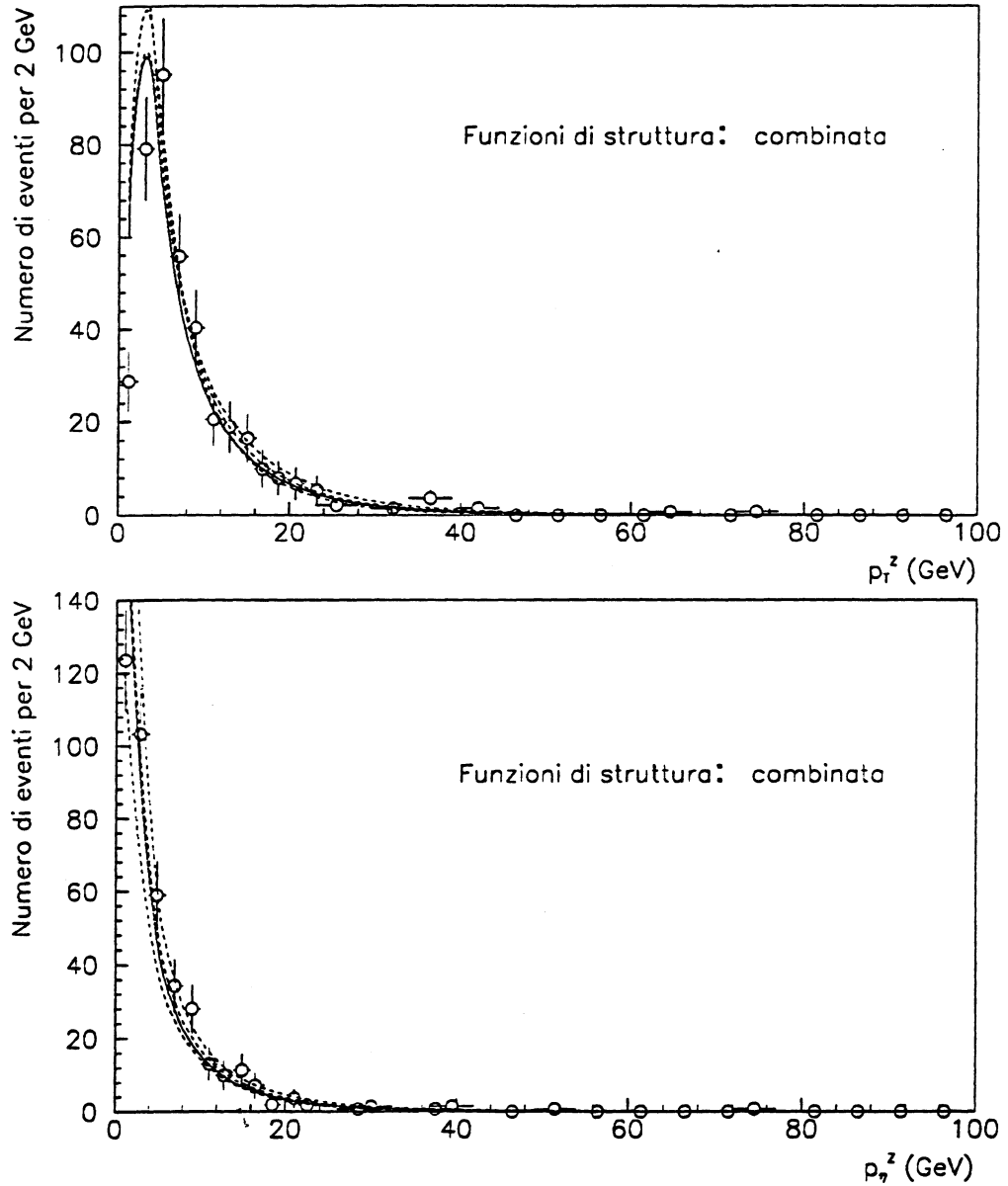


Fig. 5.23: Confronti dei dati con le distribuzioni "sperimentali" (linee e bande di errore tratteggiate) ottenute adattando i valori teorici secondo i risultati dei fit. La linea continua rappresenta la distribuzione teorica. In alto è mostrata la distribuzione di p_T^Z ed in basso quella di p_T^η .

	Intervallo	m	μ	Probab. $m > \mu$	Probab. min.	Probab. max.
p_T^Z	[0, 10] GeV	202	201.2 ± 0.5	49.3%	47.7%	50.0%
	[30, 40] GeV	7	4.4 ± 0.1	15.8%	14.7%	16.8%
	[60, 80] GeV	2	0.77 ± 0.02	18.2%	17.3%	19.0%
p_η^Z	[0, 10] GeV	232	236.6 ± 0.4	39.6%	38.6%	40.6%
	[30, 100] GeV	6	3.1 ± 0.1	9.2%	8.4%	9.9%

Tabella 5.12: Numero di eventi osservati (m) ed attesi (μ) per intervalli di p_T^Z e p_η^Z .

i W , la statistica di Poisson. Gli intervalli considerati ed i risultati relativi al numero di eventi osservati (m) ed attesi (μ) ed alle probabilità sono riportate in tab. 5.12. Anche in questo caso nessuna deviazione risulta essere significativa dal punto di vista statistico. χ^2 e resto

5.3 Risultati da CDF

L'esperimento CDF al *collider* del Fermilab (Chicago) ha effettuato un'analisi simile a quella qui descritta, in interazioni $p\bar{p}$ ad una energia nel centro di massa $\sqrt{s} = 1.8$ TeV [43]. In CDF è stato selezionato un campione di 2496 eventi di W e la distribuzione di p_T^W ottenuta è stata confrontata con quella calcolata al secondo ordine in α_s da Arnold e Reno [23].

Il confronto è riportato in fig. 5.24. I dati sperimentali, corretti per accettanze ed efficienze, sono stati direttamente paragonati con i risultati teorici, utilizzando le funzioni di struttura HMRSB. La banda di errore riportata sui risultati teorici rappresenta il $\pm 25\%$ di incertezza presente nel calcolo di QCD. CDF ha misurato la sezione d'urto totale di produzione del W per $p_T^W > 50$ GeV ottenendo:

$$\sigma_W^{CDF}(p_T^W > 50 \text{ GeV}) = 423 \pm 58(\text{stat}) \pm 108(\text{sist}) \text{ pb}$$

perfettamente in accordo con la previsione teorica:

$$\sigma_W^{teo}(p_T^W > 50 \text{ GeV}) = 428 \pm 64 \text{ pb}$$

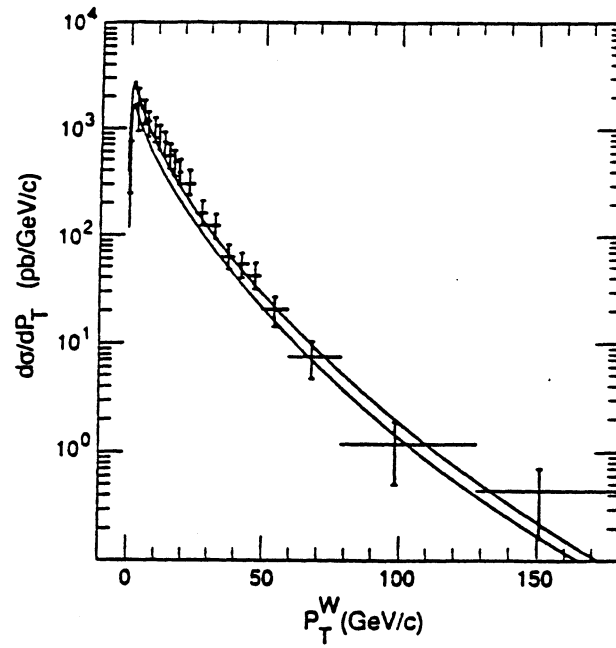


Fig. 5.24: Sezione d'urto differenziale in p_T^W sperimentale (punti) e banda di errore teorica (linee continue) misurata da CDF.

Anche nei dati di CDF, come per UA2, non sono state osservate significative deviazioni dalle previsioni del Modello Standard.

Conclusioni

Sui dati raccolti dall'esperimento UA2 nel periodo di attività 1988–1989–1990 del Collider $S\bar{p}pS$ del CERN, corrispondenti ad una luminosità integrata totale di $(13.0 \pm 0.69) \text{ pb}^{-1}$, sono state ottenute le distribuzioni in momento trasverso dei bosoni vettori intermedi (p_T^{IVB}) W e Z prodotti in collisioni protone–antiprotone ad un'energia $\sqrt{s} = 630 \text{ GeV}$ nel centro di massa.

La ricerca dei bosoni vettori intermedi è stata condotta nei soli canali di decadimento leptónico $W \rightarrow e\nu_e$ e $Z \rightarrow e^+e^-$.

Sono stati utilizzati opportuni criteri per il riconoscimento e la misura dell'energia degli elettroni e del neutrino (nel caso del W) prodotti in questi decadimenti.

Le contaminazioni del segnale sopravvissute ai tagli dell'analisi sono state valutate ed è stato studiato il loro effetto sulle distribuzioni finali di p_T^{IVB} .

I risultati sperimentali ottenuti sono stati confrontati con le distribuzioni teoriche calcolate con il programma di Arnold e Kauffman [24] ed opportunamente modificate attraverso un Montecarlo per tener conto della risposta del rivelatore.

La qualità dell'accordo tra le distribuzioni sperimentali e teoriche è stata valutata per differenti *set* di funzioni di struttura evolute all'ordine *next to leading* e per diversi valori di Λ_{QCD} , attraverso il test del χ^2 e quello sul coefficiente di correlazione.

Non è stata riscontrata alcuna deviazione statisticamente significativa delle distribuzioni sperimentali rispetto a quelle teoriche.

Concludendo, i risultati dell'analisi descritta in questa tesi presentano un buon accordo con le previsioni della cromodinamica quantistica.

Ringraziamenti

Desidero ringraziare, innanzi tutto, la prof.ssa M. Valdata, relatrice di questa tesi, i cui consigli ed insegnamenti hanno indirizzato i miei primi passi nell'attività di ricerca.

Ringrazio la collaborazione UA2 ed in particolare il prof. L. di Lella ed il dott. D. Wood per le stimolanti discussioni ed i suggerimenti che hanno contribuito in modo determinante alla stesura di questa tesi.

Un grazie particolare desidero rivolgerlo alla dott.ssa M. Primavera per il costante aiuto e la dedizione manifestata nella trasformazione del manoscritto in una tesi leggibile.

Infine, desidero ringraziare la dott.ssa F. Tamburelli per il continuo incoraggiamento e l'indispensabile aiuto fornitomi nella cura delle figure e della bibliografia.

Bibliografia

- [1] C. N. Booth *et al.*, Proc. 6th Topical Workshop on Proton-Antiproton Collider Physics, Aachen (1986).
- [2] The UA1 Collaboration, G. Arnison *et al.*, *Phys. Lett.*, **B122** (1983) 103.
- [3] The UA2 Collaboration, M. Banner *et al.*, *Phys. Lett.*, **B122** (1983) 476.
- [4] The UA1 Collaboration, G. Arnison *et al.*, *Phys. Lett.*, **B126** (1983) 398.
- [5] The UA2 Collaboration, P. Bagnaia *et al.*, *Phys. Lett.*, **B129** (1983) 130.
- [6] E. J. N. Wilson (editore), Design study of an Antiproton Collector for the Antiproton Accumulator (ACOL). CERN yellow report CERN 83-10.
- [7] R. Ansari *et al.*, *Nucl. Instr. Meth.*, **A279** (1989) 388.
- [8] F. Bosi *et al.*, *Nucl. Instr. Meth.*, **A283** (1989) 532.
- [9] R. Ansari *et al.*, *Nucl. Instr. Meth.*, **A263** (1988) 51.
- [10] R. E. Ansorge *et al.*, *Nucl. Instr. Meth.*, **A265** (1988) 33.
- [11] J. Alitti *et al.*, *Nucl. Instr. Meth.*, **A273** (1988) 135.
- [12] J. Alitti *et al.*, *Nucl. Instr. Meth.*, **A279** (1989) 364.
- [13] K. Borer *et al.*, *Nucl. Instr. Meth.*, **A286** (1990) 128.
- [14] M. Bozzo *et al.*, *Phys. Lett.*, **B147** (1984) 392.

- [15] D. Bernard *et al.*, *Phys. Lett.*, **B198** (1987) 583.
- [16] D. Bernard *et al.*, *Phys. Lett.*, **B186** (1987) 227.
- [17] A. Beer *et al.*, *Nucl. Instr. Meth.*, **A224** (1984) 360.
- [18] R. Ansari *et al.*, *Nucl. Instr. Meth.*, **A276** (1989) 388.
- [19] T. Koch, HD-IHEP 89-05, Heidelberg (1989).
- [20] J. Alitti *et al.*, *Z. Phys.*, **C52** (1991) 209.
- [21] G. Unal, Mesure de la masse du W avec UA2, LAL 91-13 (1991).
- [22] G. Blaylock e D. Wood, $\bar{p}p$ Note (UA2) #598 (1990).
- [23] P. B. Arnold e M. H. Reno, *Nucl. Phys.*, **B319** (1989) 37.
- [24] P. B. Arnold e R. P. Kauffman, *Nucl. Phys.*, **B349** (1991) 381.
- [25] J. C. Collins e D. E. Soper, *Phys. Rev.*, **D16** (1977) 2219.
- [26] N. A. McCubbin, RAL-88-054 (1987).
- [27] I. J. R. Aitchison e A. J. G. Hey, *Gauge Theories in Particle Physics*, Adam Holger (1989).
- [28] F. Halzen e A. D. Martin, *Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*, Wiley (1987).
- [29] S. Ellis *et al.*, *Phys. Lett.*, **B154** (1985) 435; *Phys. Lett.*, **B163** (1985) 261.
- [30] G. Altarelli *et al.*, *Nucl. Phys.*, **B246** (1984) 12.
- [31] R. K. Ellis *et al.*, *Nucl. Phys.*, **B211** (1983) 106.
- [32] G. Altarelli, *Phys. Rept.*, **81** (1982) 1;
A. Buras, *Rev. Mod. Phys.*, **52** (1980) 199.

- [33] G. Altarelli *et al.*, *Nucl. Phys.*, **B157** (1979) 461;
J. Kubar-André *et al.*, *Nucl. Phys.*, **B175** (1980) 251.
- [34] M. Diemoz *et al.*, *Z. Phys.*, **C39** (1988) 21.
- [35] G. Altarelli *et al.*, *Z. Phys.*, **C27** (1985) 617.
- [36] J. Collins e D. Soper, *Nucl. Phys.*, **B193** (1981) 381; **B197** (1982) 446.
- [37] J. Collins *et al.*, *Nucl. Phys.*, **B250** (1985) 199.
- [38] C. Davies e W. J. Stirling, *Nucl. Phys.*, **B244** (1984) 337;
C. Davies *et al.*, *Nucl. Phys.*, **B256** (1985) 413.
- [39] P. N. Harriman *et al.*, *Phys. Rev.*, **D42** (1990) 798; *Phys. Lett.*, **B243** (1990) 421.
- [40] J. Kwiecinski *et al.*, *Phys. Rev.*, **D42** (1990) 3645;
A. D. Martin *et al.*, *Phys. Rev.*, **D43** (1991) 3648.
- [41] J. Morfin e W. K. Tung, Fermilab Preprint, FNAL-PUB-90/74 (1990).
- [42] M. Glück *et al.*, *Z. Phys.*, **C48** (1990) 471; DO-TH 91-07 (1991).
- [43] F. Abe *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **66** (1991) 2951.