Capitolo 3

Il TEVATRON e il rivelatore CDF

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

3.1 Il collider TEVATRON

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

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

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

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

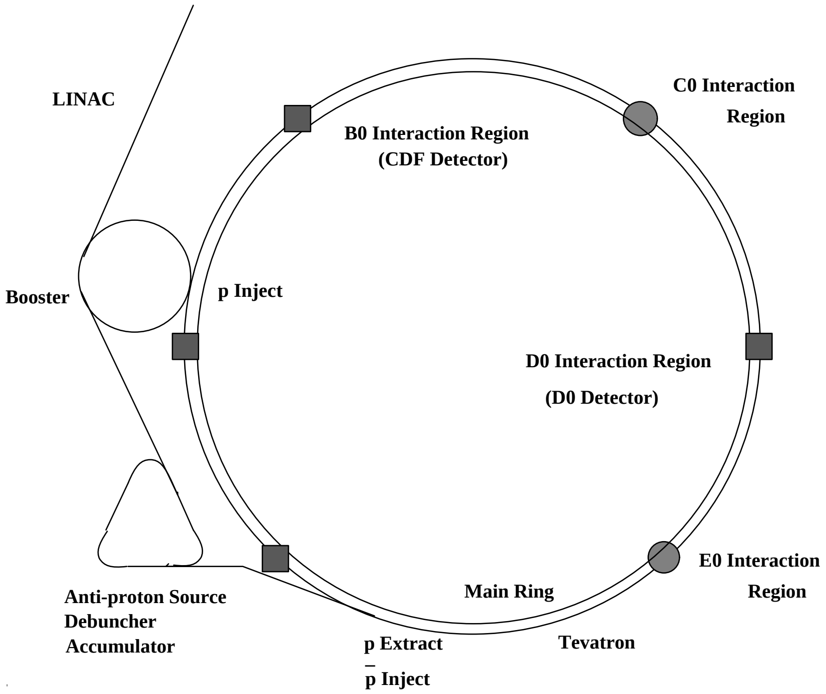

Figura 3.1: Schema del Tevatron.

Produzione di pacchetti di protoni

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

Produzione di pacchetti di antiprotoni

Quando i protoni raggiungono 120 GeV nel *Main Ring* alcuni pacchetti vengono estratti e fatti incidere su una targhetta di Tungsteno.
Gli antiprotoni prodotti con impulso vicino a 8 GeV vengono trasportati nel *Debuncher*; all'ingresso gli antiprotoni hanno la stessa struttura a pacchetti del fascio di protoni che ha colpito la targhetta. Una opportuna rotazione nello spazio delle fasi fa si che i pacchetti si allarghino spazialmente con un conseguente restringimento della distribuzione in impulso. L'anello di accumulazione (*Accumulator*) riceve gli antiprotoni dal *Debuncher* e li conserva fino a che non sono più di 2×10^{11}. Durante il processo di accumulazione gli antiprotoni

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

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

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

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

3.2 Il rivelatore CDF

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

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

3.2.1 Sistema di tracciatura

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

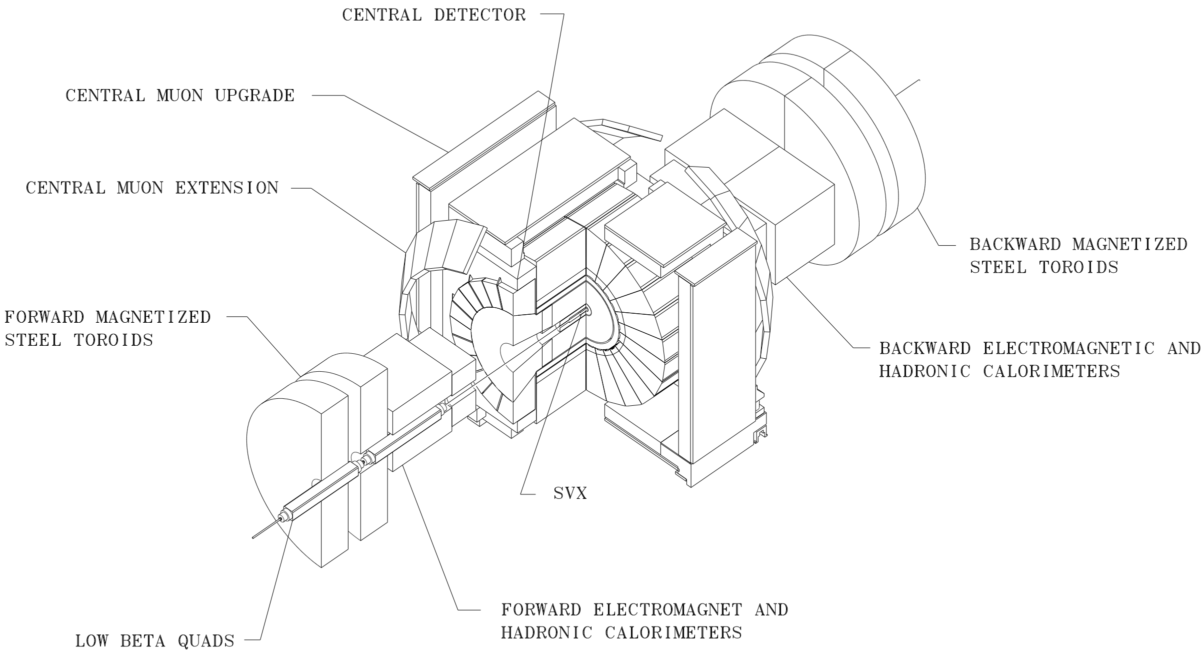

Figura 3.2: Schema tridimensionale del rivelatore CDF.

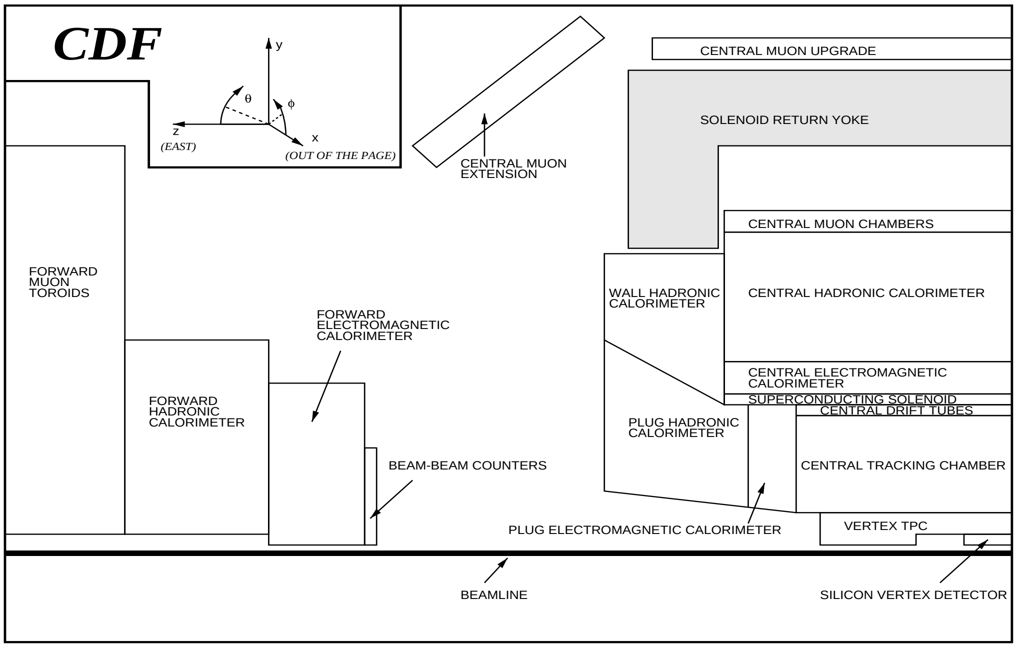

Figura 3.3: Visone schematica di un quarto del rivelatore CDF.

Rivelatore di vertice al silicio, SVX

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

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

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

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

Camera a proiezione temporale, VTX

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

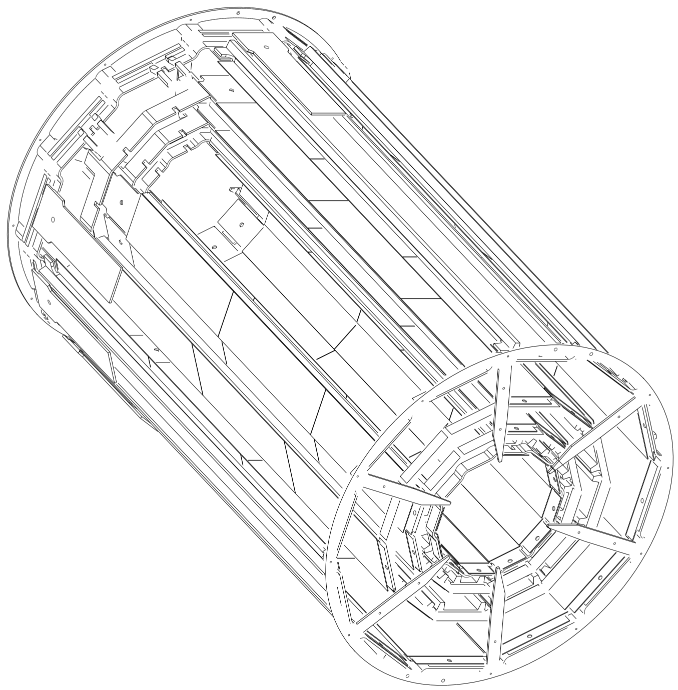

Figura 3.4: Schema di uno dei moduli del SVX.

Camera centrale, CTC

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

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

aggiungendo l'informazione del SVX questa risoluzione raggiunge

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

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

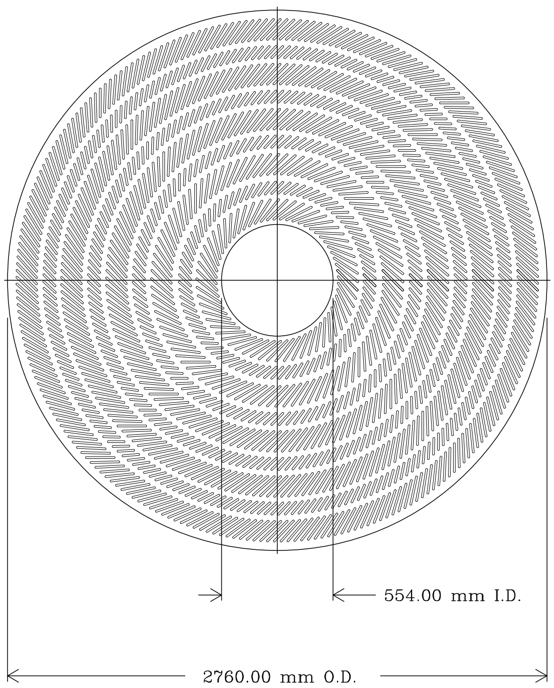

Figura 3.5: Schema dei fili della camera CTC.

3.2.2 I calorimetri

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

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

Calorimetro	Regione in η	Risoluzione in energia	Spessore
CEM	$\lvert\eta\rvert < 1.1$	$13.7\%/\sqrt{E_t} \oplus 2\%$	18 X_0
PEM	$1.1 < \lvert\eta\rvert < 2.4$	$22.\%/\sqrt{E_t} \oplus 2\%$	18-21 X_0
FEM	$2.2 < \lvert\eta\rvert < 4.2$	$26.\%/\sqrt{E_t} \oplus 2\%$	25 X_0
CHA	$\lvert\eta\rvert < 0.9$	$50.\%/\sqrt{E_t} \oplus 3\%$	4.5 λ_0
WHA	$0.7 < \lvert\eta\rvert < 1.3$	$75.\%/\sqrt{E_t} \oplus 4\%$	4.5 λ_0
PHA	$1.3 < \lvert\eta\rvert < 2.4$	$106.\%/\sqrt{E_t} \oplus 6\%$	5.7 λ_0
FHA	$2.4 < \lvert\eta\rvert < 4.2$	$137.\%/\sqrt{E_t} \oplus 3\%$	7.7 λ_0

Tabella 3.1: Principali caratteristiche dei calorimetri elettromagnetici ed adronici

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

3.2.3 Il rivelatore dei muoni

All'esterno del campo magnetico, proprio subito dopo il CHA ad una distanza di 3.5 m dall'asse del fascio si trova il sistema centrale di camere a deriva per la rivelazione dei muoni [51], CMU. Il rivelatore è segmentato in ϕ in 48 cunei di apertura 12.6° che partono dalla parte esterna del calorimetro. Questa disposizione lascia uno spazio di 2.4° in ϕ tra ogni cuneo dove non c'è copertura per i muoni. Ogni cuneo è ulteriormente diviso in ϕ in 3 moduli di 4.2° ciascuno, che formano una singola unità come mostrato in figura 3.6. Ogni modulo consiste di 4 strati di camere a deriva rettangolari. Due dei 4 fili in camere alterne si trovano lungo la linea radiale, gli altri 2 fili su una seconda linea radiale spostata dalla precedente di 2 mm, misurati al centro del modulo. Con questa configurazione si risolve l'ambiguità destra-sinistra individuando quale coppia di fili è stata raggiunta per prima dagli elettroni di deriva. La copertura in η del CMU è $|\eta| < 0.65$ meno le regioni morte tra i cunei e la zona polare a $\theta = 90°$ tra i due archi del calorimetro.
Nella presa dati del 1992 il rivelatore dei muoni ha subito alcuni miglioramenti [42].

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

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

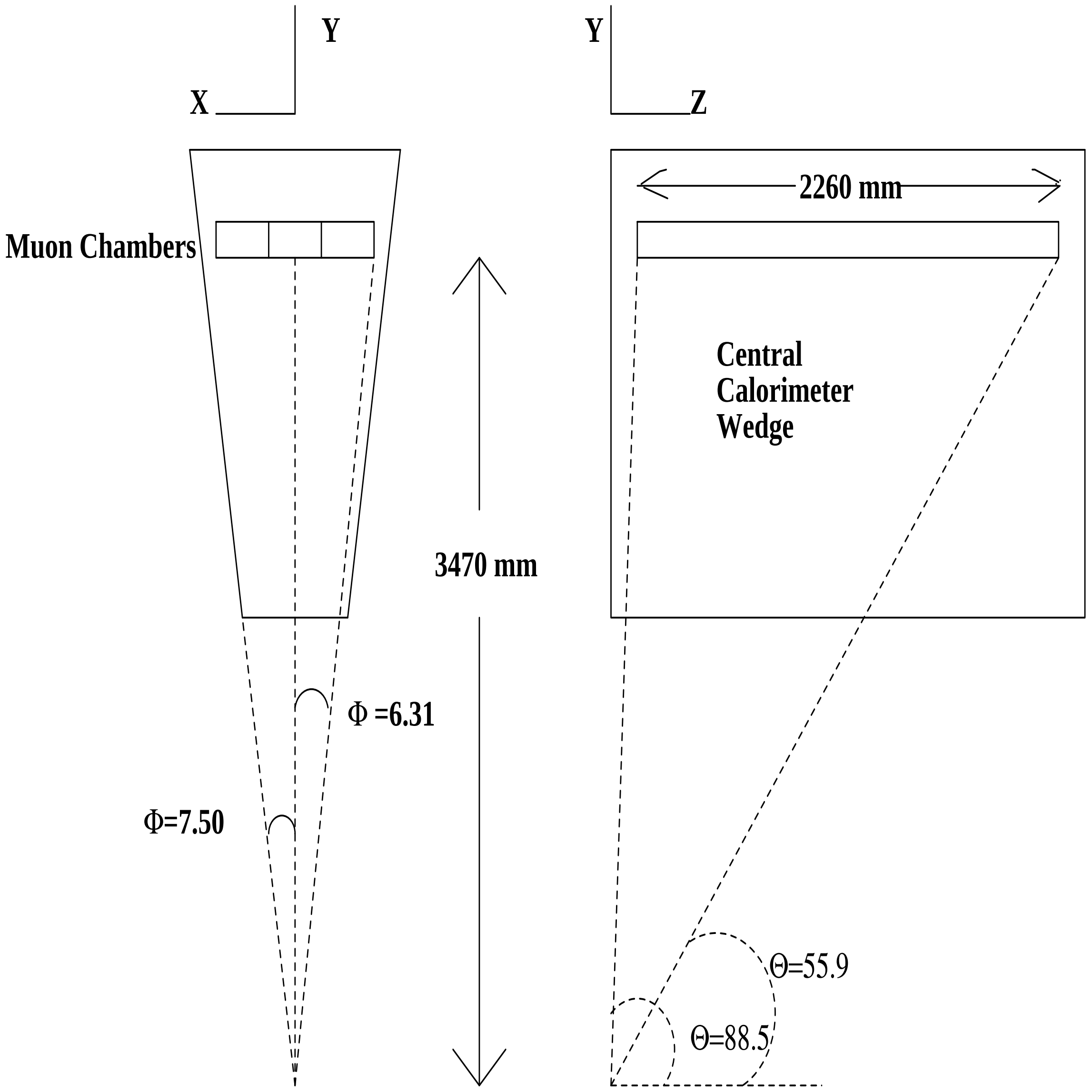

Figura 3.6: Geometria delle camere centrali dei muoni.

3.3 Trigger

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

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

Il segnale, proveniente da un canale del rivelatore, viene mandato a dei preamplificatori che hanno due uscite : una veloce utilizzata dal trigger e l'altra dove il segnale viene conservato fino a che non è stata presa una decisone da parte del trigger.
Vengono brevemente descritti i tre livelli del trigger riservando maggior attenzione al trigger che ha permesso di selezionare gli eventi utilizzati in questa analisi: il trigger centrale dei dimuoni chiamato TWO_CMU_ONE_CFT.

3.3.1 Primo livello

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

A questo livello un μ viene identificato come un segmento di traccia chiamata *stub* ricostruita nelle apposite camere. Il trigger dei dimuoni richiede che due *stub* siano riconosciute dall'elettronica del livello 1 descritta in [55].
A luminosità di 5×10^{30} $cm^{-2}s^{-1}$ il livello 1 ha un *rate* di circa 1 KHz.

3.3.2 Secondo livello

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

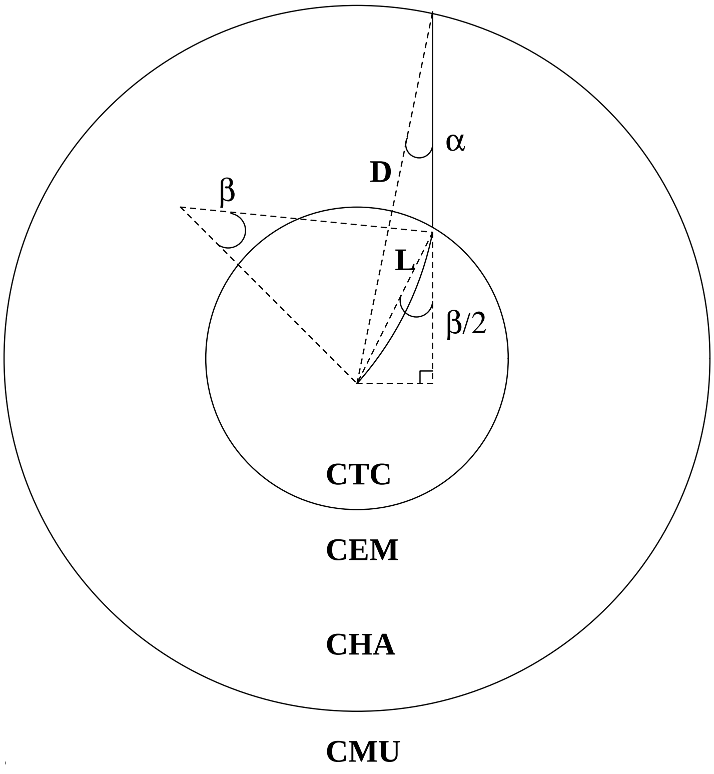

Figura 3.7: Relazione tra l'angolo α misurato dalle camere dei muoni e l'angolo di deflessione β.

In figura 3.8 sono mostrate le curve di efficenza per il livello 1 e il livello 2 del trigger dei dimuoni.
Ad una luminosità di 5×10^{30} $cm^{-2}s^{-1}$ l'uscita globale del livello 2 ha un *rate* di ~ 12 Hz.

3.3.3 Terzo livello

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

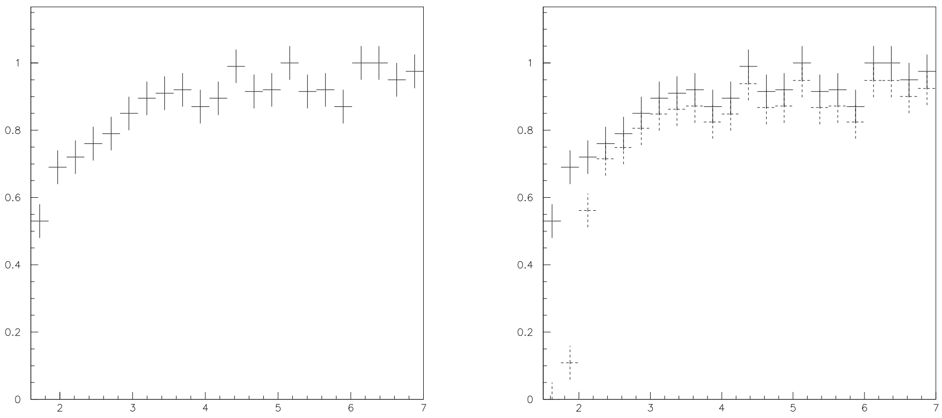

Figura 3.8: Efficenza del trigger di livello 1 (destra) e del livello 2 (sinistra) per stub di muoni.

3.4 Tracciatura con il rivelatore SVX

3.4.1 Parametrizzazione delle tracce

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

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

dove

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

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

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

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

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

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

3.4.2 Algoritmo di ricostruzione e risoluzioni ottenute

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

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

Questo metodo ha diversi vantaggi. È un metodo veloce e stabile; fà uso del rivelatore più esterno dove l'informazione risulta più chiara. Vengono seguite tracce reali all'interno di SVX e quindi combina il fit delle tracce all'identificazione degli *hit*; inoltre tien conto in modo adeguato dello *scattering* multiplo.

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

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

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

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

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

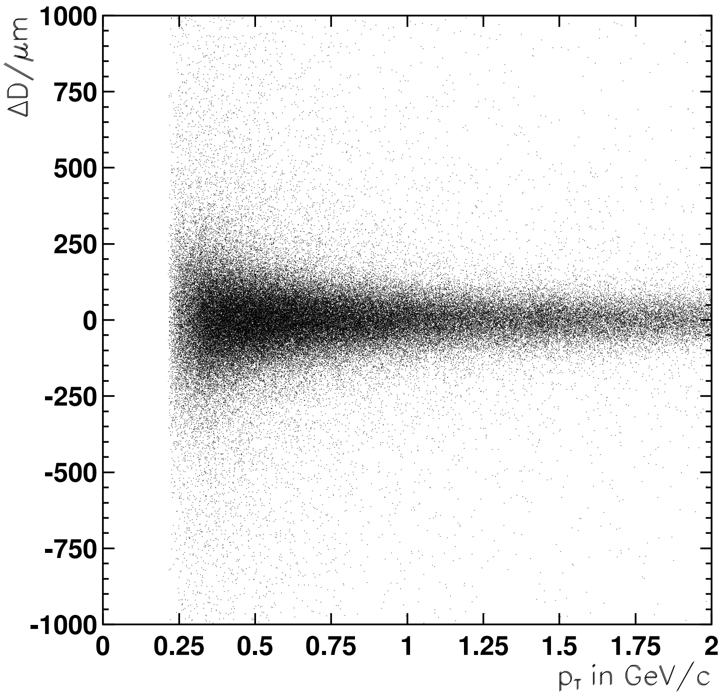

Figura 3.9: Distribuzione del parametro di impatto per tracce misurate da SVX rispetto alla posizione media di fasci in funzione dell'impulso.

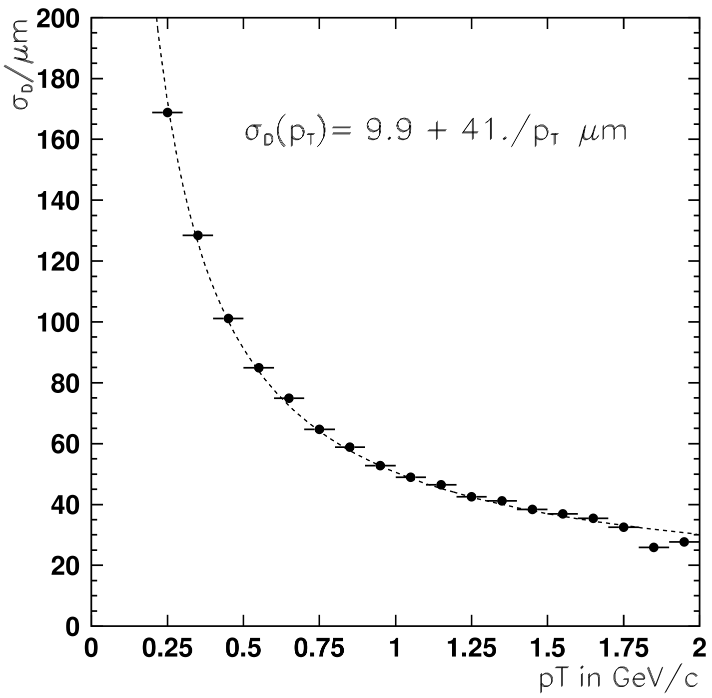

Figura 3.10: Risoluzione sul parametro di impatto in funzione dell'impulso ottenuta dai dati.