



**UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI SIENA**

**Facoltà di Scienze Matematiche Fisiche e Naturali**

Corso di Laurea in Fisica e Tecnologie Avanzate

**Studio delle prestazioni di un trigger di livello due  
"SVX + BMU" per la selezione online di leptoni in  
avanti ad alto  $p_{\perp}$  a CDF**

**Tesi di Laurea di**  
Januscia Duchini

**Relatore**  
Dott. Maria Agnese Ciocci  
**Correlatore**  
Dott. Laura Sartori

A. A. 2005/2006

SESSIONE INVERNALE - 15 Dicembre 2006

# Introduzione

Il mio lavoro di tesi si é svolto all'interno dell'esperimento CDF al TeVatron di Fermilab.

Oggetto della mia tesi é lo studio delle prestazioni di un nuovo trigger di secondo livello per la selezione on-line di leptoni ad alto  $p_{\perp}$  nella regione  $1 < |\eta| < 2$ .

Tra i goals dell'esperimento CDF figurano l'osservazione sperimentale e la misura delle proprietà del bosone di *Higgs* ( non ancora osservato sperimentalmente ) e del *quark top*. In molti casi, sia la produzione che il decadimento di queste particelle sono caratterizzati dalla presenza di leptoni ad alto  $p_{\perp}$  nello stato finale.

Attualmente, per la selezione on-line di eventi con leptoni ad alto  $p_{\perp}$ , CDFII dispone di un trigger di secondo livello che utilizza le informazioni provenienti dalle camere per i muoni e dai calorimetri elettromagnetici nella regione centrale  $|\eta| < 1$  unitamente alla misura dell'impulso trasverso fornita dalla camera a deriva centrale (COT) sempre nella regione centrale. A causa della ridotta copertura angolare dei calorimetri elettromagnetici e delle camere per muoni ed in conseguenza del fatto che la risoluzione in  $p_{\perp}$  a livello 1 diminuisce all'aumentare di  $\eta$ , la collaborazione sta studiando un possibile upgrade di trigger per leptoni in avanti ad alto  $p_{\perp}$ , che utilizzi unicamente la precisa misura dell'impulso trasverso fornita da SVX nella regione  $1 < |\eta| < 2$  e le informazioni dei calorimetri in avanti ( $1 < |\eta| < 3.2$ ) e delle camere dei muoni in avanti ( $1 < |\eta| < 1.5$ ) per l'identificazione dei leptoni.

In questo modo é possibile estendere l'accettanza angolare del trigger nella regione angolare  $|\eta| < 2$  sia per gli elettroni che per i muoni. I risultati del lavoro svolto in questa tesi hanno dimostrato che questo nuovo trigger é fattibile e consente effettivamente di aumentare l'accettanza angolare in  $\eta$ ; esso costituisce quindi un possibile upgrade di trigger di secondo livello di CDF per la selezione online dei  $\mu$  ad alto  $p_{\perp}$ .

# Indice

<b>1</b>	<b>Fenomenologia del modello standard</b>	<b>4</b>
1.1	Processi fisici interessanti con leptoni ad alto $p_{\perp}$ . . . . .	7
<b>2</b>	<b>Il TeVatron Collider e il rivelatore CDF II</b>	<b>9</b>
2.1	Il sistema di produzione e accelerazione di protoni e antiprotoni . . .	10
2.2	Il TeVatron e le sue prestazioni . . . . .	12
2.3	Il rivelatore CDF II . . . . .	14
2.3.1	Sistema di coordinate e definizioni . . . . .	16
2.4	Il sistema di tracciatura . . . . .	17
2.4.1	Central Outer Tracker - COT . . . . .	20
2.5	Il sistema di rilevazione dei $\mu$ . . . . .	22
2.6	Il Trigger . . . . .	25
2.6.1	Il Silicon Vertex Tracker . . . . .	28
<b>3</b>	<b>Studio dell'upgrade del trigger di livello II "SVX + BMU "</b>	<b>32</b>
3.1	Trigger di livello II per leptoni ad alto $p_{\perp}$ . . . . .	32
3.2	Proposta di upgrade del trigger di secondo livello per $\mu$ ad alto $p_{\perp}$ .	33
3.2.1	Produzione di pattern . . . . .	34
3.2.2	Efficienza in $p_{\perp}$ e in $\eta$ dei pattern generati . . . . .	35
3.2.3	Misura del tempo di latenza a livello 2 . . . . .	35
3.2.4	Match SVX - BMU . . . . .	37
<b>4</b>	<b>Conclusioni</b>	<b>39</b>
<b>5</b>	<b>Ringraziamenti</b>	<b>40</b>

# Capitolo 1

## Fenomenologia del modello standard

Nel Modello Standard (MS) i costituenti fondamentali della materia sono i *fermioni* di spin  $1/2$ , appartenenti a due categorie distinte: i **leptoni** ed i **quark** (Fig.1.1). In questo modello l'interazione tra i costituenti fondamentali della materia avviene tramite lo scambio di *bosoni*, detti *mediatori di forza*. Lo SM (Standard

FERMIONS			matter constituents spin = $1/2, 3/2, 5/2, \dots$		
Leptons spin = $1/2$			Quarks spin = $1/2$		
Flavor	Mass GeV/c <sup>2</sup>	Electric charge	Flavor	Approx. Mass GeV/c <sup>2</sup>	Electric charge
$\nu_L$ lightest neutrino*	$(0-0.13)\times 10^{-9}$	0	<b>u</b> up	0.002	$2/3$
<b>e</b> electron	0.000511	-1	<b>d</b> down	0.005	$-1/3$
$\nu_M$ middle neutrino*	$(0.009-0.13)\times 10^{-9}$	0	<b>c</b> charm	1.3	$2/3$
$\mu$ muon	0.106	-1	<b>s</b> strange	0.1	$-1/3$
$\nu_H$ heaviest neutrino*	$(0.04-0.14)\times 10^{-9}$	0	<b>t</b> top	173	$2/3$
$\tau$ tau	1.777	-1	<b>b</b> bottom	4.2	$-1/3$

Figura 1.1: Famiglie di Quark e Leptoni

Model) assume che le particelle fondamentali possono interagire tre modi:

1. **Interazione Forte:** avviene tra quark ed é “mediata” dallo scambio di gluoni.

2. **Interazione Debole:** agisce sia sui quark che sui leptoni ed é mediata dallo scambio di bosoni  $W^+$ ,  $W^-$ ,  $Z^0$ .
3. **Interazione elettromagnetica:** agisce sulle particelle cariche ed é mediata dai fotoni.

La prima categoria di costituenti fondamentali é divisa in tre famiglie, ognuna composta da un leptone massivo carico e dal corrispondente neutrino di carica nulla e massa molto piccola, i quali non possono interagire per interazione forte.

I sei quark invece hanno masse molto diverse tra loro, hanno cariche frazionarie e sono anch'essi suddivisi in tre famiglie; per ogni famiglia di quark ed ogni famiglia di leptoni esistono le corrispondenti famiglie di antiquark e antileptoni, nelle quali quark e antiquark, leptone ed antileptone di ogni famiglia hanno la stessa massa, la stessa vita media ma carica opposta.

Le proprietà dei costituenti fondamentali della materia sono riportate in figura 1.1 per le tre famiglie di leptoni e per le tre famiglie di quark.

Nella figura 1.2 sono riportate le proprietà dei bosoni vettoriali (spin 1) mediatori delle interazioni tra particelle fondamentali. Una proprietà importante dell'inte-

Unified Electroweak spin = 1			Strong (color) spin = 1		
Name	Mass GeV/c <sup>2</sup>	Electric charge	Name	Mass GeV/c <sup>2</sup>	Electric charge
$\gamma$ photon	0	0	$g$ gluon	0	0
$W^-$	80.39	-1			
$W^+$	80.39	+1			
W bosons					
$Z^0$	91.188	0			
Z boson					

Figura 1.2: Mediatori di forza

razione é la distanza massima alla quale essa é influente. Ad esempio l'interazione gravitazionale ha un raggio d'azione infinito; per questo motivo il sole esercita la sua forza anche su pianeti lontanissimi come Plutone. Nella figura 1.3 sono riportate le

Properties of the Interactions					
The strengths of the interactions (forces) are shown relative to the strength of the electromagnetic force for two u quarks separated by the specified distances.					
Property	Gravitational Interaction	Weak Interaction (Electroweak)	Electromagnetic Interaction	Strong Interaction	
Acts on:	Mass – Energy	Flavor	Electric Charge	Color Charge	
Particles experiencing:	All	Quarks, Leptons	Electrically Charged	Quarks, Gluons	
Particles mediating:	Graviton (not yet observed)	<b>W<sup>+</sup> W<sup>-</sup> Z<sup>0</sup></b>	<b>γ</b>	Gluons	
Strength at {	10 <sup>-18</sup> m	10 <sup>-41</sup>	0.8	1	25
	3 × 10 <sup>-17</sup> m	10 <sup>-41</sup>	10 <sup>-4</sup>	1	60

Figura 1.3: Proprietá delle interazioni.

intensitá relative all'interazione (forza) che si esercita tra due quark u-d separati da una distanza di  $10^{-18}$  m o di  $3 \times 10^{-17}$  m. Le particelle formate dai quark prendono il nome di adroni che suddividono a loro volta in mesoni (particelle a spin intero) e sono formate da una coppia quark-antiquark, e in barioni (particelle a spin semintero) costituite da 3 quark.

Nelle figure 1.4 e 1.5, sono riportate le composizioni in quark di mesoni e barioni osservati sperimentalmente.

Mesons $q\bar{q}$					
Mesons are bosonic hadrons					
These are a few of the many types of mesons.					
Symbol	Name	Quark content	Electric charge	Mass GeV/c <sup>2</sup>	Spin
$\pi^+$	pion	<b>u<math>\bar{d}</math></b>	+1	0.140	0
<b>K<sup>-</sup></b>	kaon	<b>s<math>\bar{u}</math></b>	-1	0.494	0
$\rho^+$	rho	<b>u<math>\bar{d}</math></b>	+1	0.776	1
<b>B<sup>0</sup></b>	B-zero	<b>d<math>\bar{b}</math></b>	0	5.279	0
$\eta_c$	eta-c	<b>c<math>\bar{c}</math></b>	0	2.980	0

Figura 1.4: Esempi di mesoni

Il modello standard ha predetto l'esistenza dei bosoni W e Z, del gluone, del quark charm, bottom e top prima della loro osservazione sperimentale. Inoltre le previsioni teoriche del modello standard sulle proprietá di queste particelle (massa, vita media, rapporti di decadimento, etc.) sono state ampiamente verificate dai risultati sperimentali.

Anche se il modello standard ha avuto un enorme successo nell'interpretazione dei risultati sperimentali di fenomeni studiati negli acceleratori di particelle, esso non

<b>Baryons <math>qqq</math> and Antibaryons <math>\bar{q}\bar{q}\bar{q}</math></b> Baryons are fermionic hadrons. These are a few of the many types of baryons.					
Symbol	Name	Quark content	Electric charge	Mass $\text{GeV}/c^2$	Spin
<b>p</b>	proton	<b>uud</b>	1	0.938	1/2
<b><math>\bar{p}</math></b>	antiproton	<b><math>\bar{u}\bar{u}\bar{d}</math></b>	-1	0.938	1/2
<b>n</b>	neutron	<b>udd</b>	0	0.940	1/2
<b><math>\Lambda</math></b>	lambda	<b>uds</b>	0	1.116	1/2
<b><math>\Omega^-</math></b>	omega	<b>sss</b>	-1	1.672	3/2

Figura 1.5: Esempi di barioni

é mai stato accettato come teoria completa della fisica fondamentale a causa di 3 fondamentali difetti:

1. Il modello ignora completamente l'interazione gravitazionale.
2. Non spiega perché in natura non si osserva antimateria.
3. Il modello standard prevede l'esistenza di una particella chiamata Bosone di Higgs, responsabile delle masse dei costituenti fondamentali, che non é stato ancora osservato sperimentalmente.

L'Higgs, chiamato ironicamente la particella di Dio in un libro di L.Lederman e D.Teresi, venne previsto negli anni '60 dal fisico scozzese Peter Higgs. Attualmente, la teoria pone un limite superiore sulla massa di circa  $200 \text{ GeV}/c^2$ , mentre i risultati sperimentali consentono di escludere un Higgs di massa inferiore ai  $115 \text{ GeV}/c^2$ .

## 1.1 Processi fisici interessanti con leptoni ad alto $p_{\perp}$

**G**li obiettivi dell'esperimento CDF sono molteplici: lo studio della produzione e del decadimento di particelle pesanti ( $W^{\pm}$ ,  $Z^0$ , top, mesoni e barioni con quark b, etc.) nonché la ricerca di nuove particelle e decadimenti non ancora osservati e previsti o meno dallo SM.

Vista l'elevata energia disponibile nel centro di massa dopo la collisione dei fasci  $p\bar{p}$  (cap.2) é possibile la formazione di particelle di massa elevata in quantità

statisticamente rilevabili (Fig.2.2). Proprio per questo l'obiettivo principale dell'esperimento é la potenziale scoperta del bosone di Higgs (l'unica particella mancante dello SM).

Il modello standard é in grado di predire i meccanismi di produzione (la sezione d'urto di ogni possibile processo di produzione) e di decadimento (canali di decadimento e rapporti di decadimento). Tramite potenti simulazioni, é possibile simulare a CDF la produzione e il decadimento dell'Higgs e studiare la migliore strategia sperimentale per la sua potenziale scoperta.

I canali piú interessanti sono<sup>1</sup>

$$\diamond H \rightarrow W^+W^- \rightarrow l^+\nu^l l^-\bar{\nu}_l$$

$$\diamond ZH \rightarrow l^+l^-b\bar{b}$$

$$\diamond WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$$

$$\diamond WH \rightarrow WW^+W^-$$

Questi decadimenti diretti dell'Higgs, o in produzione associata con W, o una Z, sono tutti caratterizzati dalla presenza di un leptone nello stato finale che dalle simulazioni risulta ad alto impulso nella direzione trasversa alla direzione del fascio (alto  $p_\perp$ ).

---

<sup>1</sup>l<sup>-</sup> (l<sup>+</sup>) indica il leptone negativo (positivo) e<sup>-</sup>,  $\mu^-$ ,  $\tau^-$  (e<sup>+</sup>,  $\mu^+$ ,  $\tau^+$ ),  $\nu_l$  ( $\bar{\nu}_l$ ) indica il neutrino (antineutrino) associato al leptone  $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$



## Capitolo 2

# Il TeVatron Collider e il rivelatore CDF II

Il TeVatron[4] di Fermilab *Fermi National Laboratories* situato a Batavia, nelle vicinanze di Chicago (Illinois-USA), é il piú potente collisore protone-antiprotone con la piú alta energia disponibile nel centro di massa, attualmente in funzione nel mondo.

I National Laboratories vennero commissionati nel 1967 ed il complesso venne denominato Fermilab nel 1974 in onore di Enrico Fermi. Nel corso degli anni a Fermilab sono state fatte scoperte molto importanti nel campo della fisica delle particelle; la scoperta del **quark bottom** ( $b$ )[1] nel 1977 e la scoperta del **quark top** ( $t$ ) a CDF nel 1995[2]. L'esistenza di entrambi i quark era stata predetta dal *Modello Standard*.

Un sistema di acceleratori diversi preaccelera i protoni e gli antiprotoni fino ad un'energia di 150 GeV, prima di iniettarli nel TeVatron dove vengono ulteriormente accelerati fino ad un energia di 980 GeV e quindi fatti collidere in due zone distinte dove sono situati i rivelatori CDFII e DØ.

Nei prossimi anni al CERN di Ginevra (Svizzera) un collisore protone-antiprotone piú potente e di piú alta energia entrerà in funzione. In ogni caso per i prossimi due o tre anni il TeVatron sarà operativo ed il goal dell'esperimento CDFII é la possibile scoperta del *bosone di Higgs*.

Nei prossimi paragrafi verranno descritti il sistema di produzione e di accelerazione di protoni ed antiprotoni, le caratteristiche salienti del TeVatron e le sue

prestazioni, il rivelatore CDFII ed il sistema di trigger.

## 2.1 Il sistema di produzione e accelerazione di protoni e antiprotoni

Gli eventi acquisiti dal rivelatore CDFII sono prodotti dalle collisioni tra fasci di protoni ( $p$ ) e antiprotoni ( $\bar{p}$ ) ad un'energia nel centro di massa di  $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$ <sup>1</sup>; per portare sia i protoni che gli antiprotoni ad un'energia di 980 GeV viene utilizzato un complesso sistema di preaccelerazione (Fig.2.1).

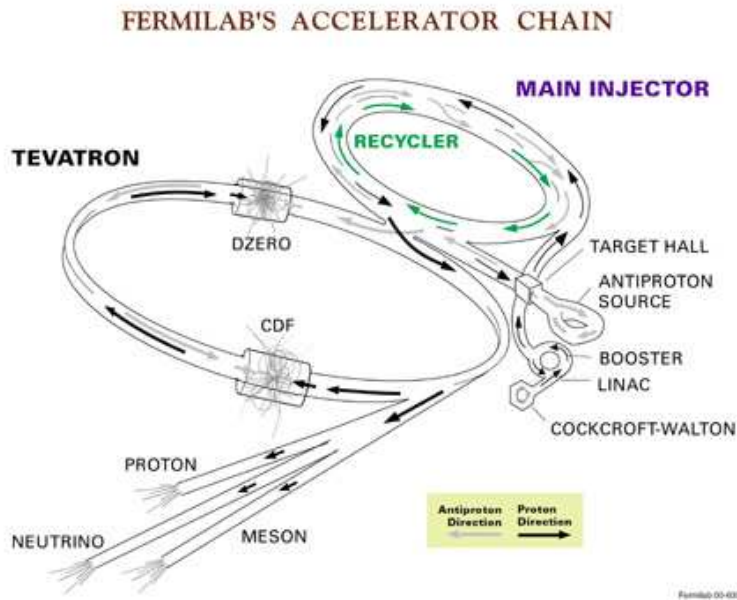


Figura 2.1: Catena di accelerazione di Fermilab

Nel ciclo di produzione di  $p$  e  $\bar{p}$  vengono prodotti dapprima i protoni, poiché il processo è più semplice, e poi gli antiprotoni.

Dapprima vengono prodotti ioni  $H^{-2}$ , facendo fluire idrogeno allo stato gassoso su una superficie metallica, questi ioni vengono poi guidati da un campo elettrico in un

<sup>1</sup> $s$  è il modulo quadro della somma dei quadrimpulsi di  $p$  e  $\bar{p}$  e poiché nel centro di massa la somma degli impulsi è nulla  $s$  è uguale al quadrato della somma delle energie. Poiché  $p$  e  $\bar{p}$  hanno la stessa energia:  $\sqrt{s} = \sqrt{(2E_p)^2} = 2E_p$ .

<sup>2</sup>L'utilizzo di ioni  $H^{-}$  permette di trasportarli su lunghe distanze senza che questi interagiscano con il gas residuo nel tubo a vuoto in cui i fasci vengono trasportati.

*Cockroft-Walton*, un acceleratore elettrostatico che li accelera ad un'energia di 750 KeV.

Successivamente vengono inviati in un *Linac* (un acceleratore lineare<sup>3</sup>) e accelerati fino a 400 MeV.

All'uscita del *Linac* i nostri ioni  $H^-$  sono raggruppati in pacchetti e vengono fatti passare attraverso un foglio di carbonio (valenza 2) che consente di estrarre ad ogni ione  $H^-$  la coppia di elettroni che possiede.

A questo punto, i nostri protoni sono puri e vengono guidati nel *Booster*, un sincrotrone<sup>4</sup> di 150 m di diametro che aumenta la loro energia fino a 8 GeV e raggruppa i nostri protoni in "pacchetti" di circa  $6 \cdot 10^{10} p$ .

La penultima fase del processo di accelerazione é realizzata dal *Main Injector* (MI), anch'esso un sincrotrone di 3 Km di circonferenza che funziona in due modi: accelera i protoni candidati alla produzione di antiprotoni fino ad un'energia di 120 GeV e poi li invia su un bersaglio per la produzione di antiprotoni mentre accelera fino a 150 GeV quelli che debbono essere iniettati nel TeVatron.

La produzione di antiprotoni é piú complessa di quella dei protoni, infatti ci vogliono  $10^6 p$  per ottenere  $20 \bar{p}$ ! La creazione degli antiprotoni avviene facendo collidere il fascio di protoni da 120 GeV su un bersaglio di nichel, da queste collisioni vengono prodotti  $\bar{p}$  piú altre particelle. Gli antiprotoni vengono poi selezionati dalle altre particelle attraverso una lente al litio ed un campo magnetico ed accumulati nel *Recycler* (un sincrotrone che non accelera) localizzato sopra il MI; quando il numero di antiprotoni é sufficiente, vengono inviati nel MI e accelerati fino a 150 GeV.

---

<sup>3</sup>Un'acceleratore lineare consiste di una serie di cavitá a Radio Frequenza che creano elevati campi elettrici alternati. L'accelerazione degli ioni  $H^-$  é ottenuta usando cavitá di crescente lunghezza in modo tale che gli ioni che attraversano il *Linac* incontrano un campo elettrico sempre con la stessa orientazione all'ingresso di ogni cavitá.

<sup>4</sup>Un sincrotrone é un acceleratore circolare di raggio costante nel quale vengono iniettate le particelle da accelerare, queste ricevono energia dalle cavitá a RF, seguono la traiettoria circolare grazie alla presenza di dipoli magnetici e la dispersione del fascio é limitata dall'uso di coppie di quadrupoli magnetici.

## 2.2 Il TeVatron e le sue prestazioni

**P**rotoni ed antiprotoni ricevono la loro accelerazione finale nel **TeVatron**.

All'inizio di uno "store" pacchetti di  $p$  e  $\bar{p}$  vengono trasferiti dal Main Injector al TeVatron, formando treni di pacchetti circolanti in direzione opposta (Fig.2.1).

Una serie di dipoli magnetici mantengono il fascio su una traiettoria circolare di raggio  $\simeq 1$  Km mentre una serie di quadrupoli limitano la divergenza del fascio.

Una serie di 8 cavit  a RF porta i protoni e gli antiprotoni a 980 GeV. Un pacchetto di protoni collide con un pacchetto di antiprotoni ogni 132 ns in media con una frequenza di collisione di 7.5 MHz nell'origine dei rivelatori CDFII e D0; il prodotto di ciascuna collisione  $p\bar{p}$  prende il nome di "evento".

Uno store tipico del TeVatron dura mediamente 1 o 2 giorni durante i quali il numero delle collisioni per unit  di tempo diminuisce (a causa delle interazioni del fascio con il gas residuo) fino a quando diviene pi  vantaggioso utilizzare un nuovo store.

I parametri importanti del TeVatron sono due:

- $\sqrt{s}$ , l'energia disponibile nel centro di massa che per il TeVatron   pari a 1.96 TeV.
- $\mathcal{L}$ , la Luminosit  istantanea del collisore la cui espressione   data da

$$\mathcal{L} = fN_B \frac{n_p n_{\bar{p}}}{2\pi \sqrt{\sigma_p^2 + \sigma_{\bar{p}}^2}} \quad (2.1)$$

dove  $f$    la frequenza di rivoluzione, pari a 1/132 GHz,  $N_B$    il numero di pacchetti di  $p$  (o  $\bar{p}$ ) che circolano nell'anello,  $N_B = 36$ ,  $n_p$  ( $n_{\bar{p}}$ )   il numero di  $p$  (o  $\bar{p}$ ) in ogni pacchetto e infine  $\sigma_p$  ( $\sigma_{\bar{p}}$ )   la dispersione trasversa alla direzione dei fasci  $\simeq 30 \mu\text{m}$ .

La Luminosit  istantanea   limitata da  $n_{\bar{p}}$  ed il massimo valore della luminosit  istantanea raggiunta dal TeVatron   di  $2.5 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

Il primo parametro   legato alla sezione d'urto totale<sup>5</sup>  $(\sigma)_{p\bar{p}} \rightarrow x$ , dove  $x$  rappresenta tutti i possibili stati finali, ed   una funzione crescente di  $\sqrt{s}$  (Fig.2.2).

---

<sup>5</sup>per un'energia nel centro di massa di 1.96 TeV,  $\sigma = (60.7 \pm 2.4) \text{ mb}$  [5]

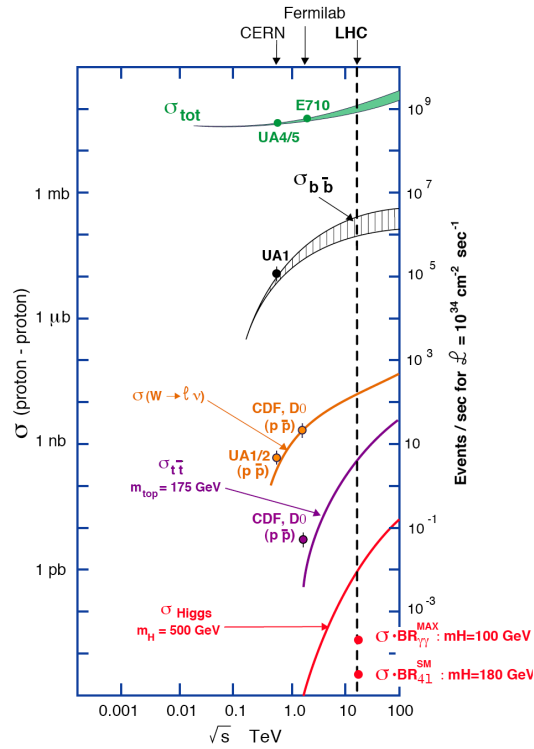


Figura 2.2: Andamento della sezione d'urto e del numero di eventi al secondo (ad una luminosità istantanea di  $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ) in funzione dell'energia.

Il secondo parametro, la luminosità istantanea, lega il numero di interazione  $p\bar{p}$  per unità di tempo ( $\dot{n}(t)$ ) alla sezione d'urto  $p\bar{p}$  ( $\sigma$ ) tramite la relazione:

$$\dot{n}(t) = \mathcal{L}\sigma \quad (2.2)$$

Il numero di interazioni ( $n$ ) che possono avvenire in un tempo finito  $T$  è dato da:

$$n(t) = \int_0^T \mathcal{L}\sigma dt = \sigma \int_0^T \mathcal{L} dt \quad (2.3)$$

l'ultimo integrale prende il nome di *Luminosità integrata*.

A sua volta la sezione d'urto totale  $\sigma$  è pari alla somma delle sezioni d'urto relative a ciascun processo possibile

$$\sigma = \sigma_t + \sigma_c + \sigma_{Higgs} + \dots \quad (2.4)$$

anche queste sezioni d'urto sono una funzione crescente dell'energia.

Nella Fig.2.2 sono riportate, in funzione dell'energia, le sezioni d'urto teoriche e

sperimentali di alcuni processi fisici<sup>6</sup>, nonché il numero di eventi attesi per unità di tempo e con una luminosità istantanea di  $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ; nella Fig.2.3 è riportata la luminosità istantanea e di picco osservata fino ad oggi.

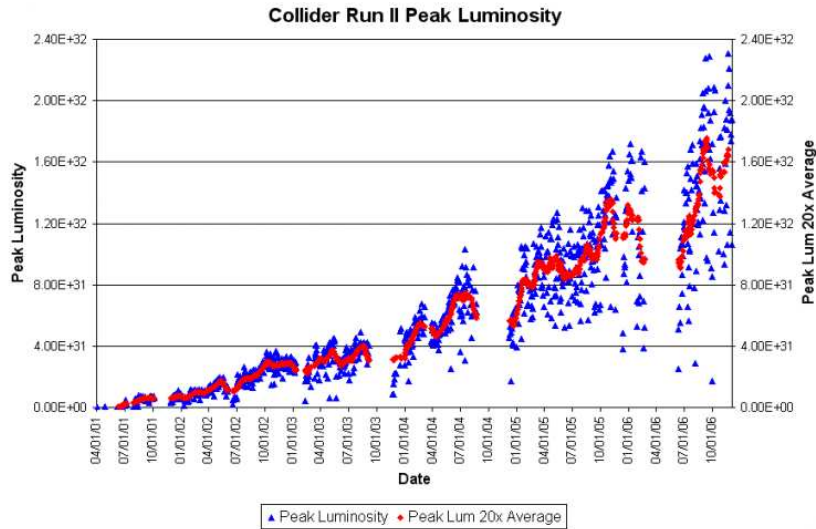


Figura 2.3: Luminosità di picco.

## 2.3 Il rivelatore CDF II

Il rivelatore **CDFII** (Fig.2.4), è stato progettato per coprire la maggior frazione possibile di angolo solido intorno alla zona di interazione. Esso è simmetrico sia per rotazioni attorno al fascio sia per riflessione rispetto al punto di interazione.

Nello studio dei prodotti dell'interazione  $p\bar{p}$  è fondamentale l'identificazione delle particelle cariche e la misura del loro impulso. A questo scopo **CDFII** utilizza un sistema di tracciatura di precisione con sensori a microstrisce di silicio[15], seguiti radialmente da una camera a deriva cilindrica[17], uno strato di barre di scintillatori fascia l'esterno della camera ed è utilizzato per misure di tempo di volo[16].

La misura dell'energia di adroni, fotoni ed elettroni, si realizza con un sistema di calorimetri a campionamento strutturati in torri proiettive.

I rivelatori più esterni, situati dopo i calorimetri, sono le camere per muoni (in parte proporzionali, in parte a deriva) con associati degli scintillatori plastici, che

<sup>6</sup>Per alcune delle sezioni d'urto riportate esistono solo delle previsioni teoriche

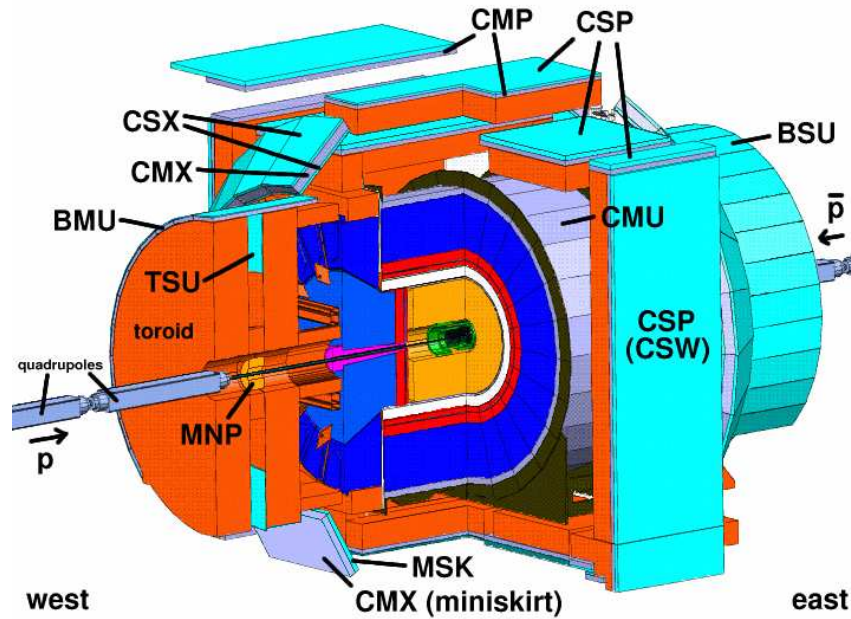


Figura 2.4: CDFII: visione isometrica con un quarto rimosso per vedere la struttura interna.

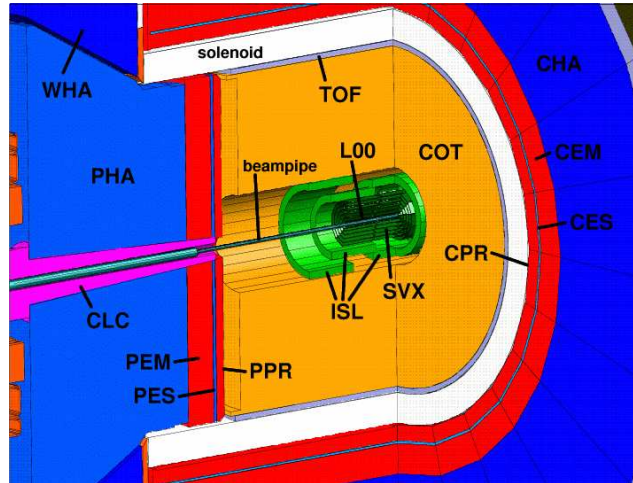


Figura 2.5: CDFII: visione isometrica con evidenziati i rivelatori interni.

appunto servono a rivelare i  $\mu$ , le uniche particelle che sopravvivono a  $22X_0^7$  e  $5.5\lambda^8$ .

Un magnete solenoidale superconduttore crea un campo magnetico assiale di 1.4 T

<sup>7</sup> $X_0$ : lunghezza di radiazione[12]

<sup>8</sup> $\lambda$ : lunghezza di assorbimento[12]

(nella direzione di incrocio dei fasci) nella zona centrale, che curva le traiettorie delle particelle cariche rendendo possibili le misure d'impulso.

Nei paragrafi successivi saranno descritti unicamente i rivelatori importanti per lo studio dei leptoni ad alto  $p_{\perp}$ ; in particolare verrà descritto il sistema di tracciatura interno, le camere per i muoni ed infine il sistema di trigger.

### 2.3.1 Sistema di coordinate e definizioni

Per facilitare la comprensione della terminologia che sarà usata in seguito, descriveremo il sistema di coordinate adottato a CDF nonché definiremo alcune grandezze fisiche di interesse.

- **Sistema di coordinate cartesiane ( $x, y, z$ )**

Il rivelatore CDF ha simmetria cilindrica, l'asse del cilindro coincide con l'asse  $z$  orientato nella direzione di moto dei protoni, l'asse  $x$  è diretto verso il centro del TeVatron, l'asse  $y$  è diretto verso l'alto e l'origine del sistema coincide con il centro nominale di CDF. Il campo magnetico è diretto in verso opposto all'asse  $z$ . Il sistema di coordinate polari è definito nel modo standard a partire dal sistema di coordinate cartesiane.

- **Parametri di traccia carica**

La traiettoria delle particelle cariche (traccia) viene ricostruita grazie al sistema di tracciatura di CDFII. Essendo immerse in un campo magnetico  $B$  diretto lungo l'asse  $z$ , la traiettoria delle particelle cariche è un'elica e la proiezione della traiettoria sul piano  $x - y$  (piano trasverso) è una circonferenza.

I parametri necessari per la descrizione dell'elica sono cinque:

1. **curv**: curvatura della proiezione dell'elica sul piano trasverso (cerchio)  $curv = \frac{1}{2Q\rho}$ , dove  $Q$  è il segno della carica della particella e  $\rho$  è il raggio della circonferenza<sup>9</sup>
2.  $\cot \theta$ , dove  $\theta$  è l'angolo tra l'asse  $z$  e l'impulso della particella  $\cot \theta = \frac{p_z}{p_t}$  dove  $p_z$  è la proiezione dell'impulso lungo l'asse  $z$ .

---

<sup>9</sup>come noto, il raggio della circonferenza è associato all'impulso trasverso  $p_{\perp}$ , dalla relazione  $p_t(\frac{GeV}{c}) = 0.3B(T)\rho(m)$ , dove  $B$  è l'intensità del campo magnetico.



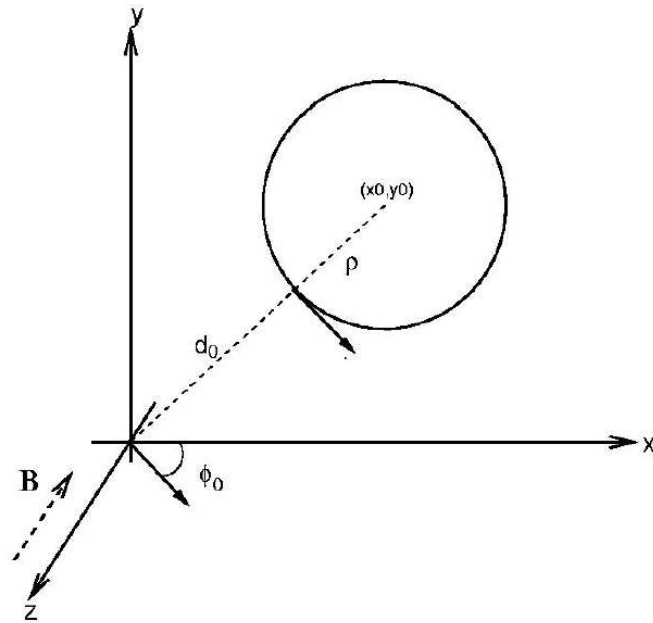


Figura 2.6: Sistema di coordinate utilizzato a CDF.

3.  $d_0$ , il parametro d'impatto nel piano trasverso; esso corrisponde alla minima distanza della traccia nel piano  $x-y$  dall'origine ed è pari a  $d_0 \equiv \sqrt{x_0^2 + y_0^2} - \rho$  : esso ha un segno che dipende sia dal segno della carica della particella, che dalla differenza tra la coordinata del centro  $(x_0, y_0)$  ed il raggio del cerchio.
4.  $\phi_0$ , corrisponde all'angolo formato da  $\vec{p}_\perp$  con l'asse delle  $x$ .
5.  $z_0$ , fissate nel piano trasverso le coordinate  $(x,y)$  del punto di minima distanza da  $(0,0)$  è la coordinata  $z$  a minima distanza da  $z=0$ .

Un'altra variabile che viene spesso usata è la *pseudorapidità*:

$$\eta = -\ln \left( \tan \left( \frac{\theta}{2} \right) \right) \quad (2.5)$$

questo in quanto le particelle prodotte in un collisore  $p\bar{p}$  hanno una distribuzione in  $\eta$  molto simile.

## 2.4 Il sistema di tracciatura

Come abbiamo detto, il sistema di tracciatura è immerso in un campo magnetico assiale di 1.4 T per consentire la misura del momento delle particelle cariche.

Descriveremo questo sistema iniziando dal rivelatore piú vicino alla linea dei fasci e terminando con il rivelatore piú lontano.

Il rivelatore piú interno é costituito da un insieme di sotto rivelatori al silicio **L00, SVXII e ISL**[15] a microstrisce.

Un rivelatore al silicio é fondamentalmente una giunzione  $p-n$  polarizzata inversamente [11]. Quando una particella carica attraversa il silicio essa produce coppie *elettrone-lacuna*. Gli elettroni driftano verso l'anodo e le lacune verso il catodo creando segnali in carica sia sull'anodo sia sul catodo. Segmentando il lato  $p$  o il lato  $n$  in "strisce" di elettrodi (*strips*), leggendo il deposito di carica su ogni strip é possibile risalire alla coordinata della particella nella direzione ortogonale alle strip. Tutti i rivelatori al silicio di CDFII sono rivelatori a microstrisce spessi  $300\ \mu\text{m}$ . La

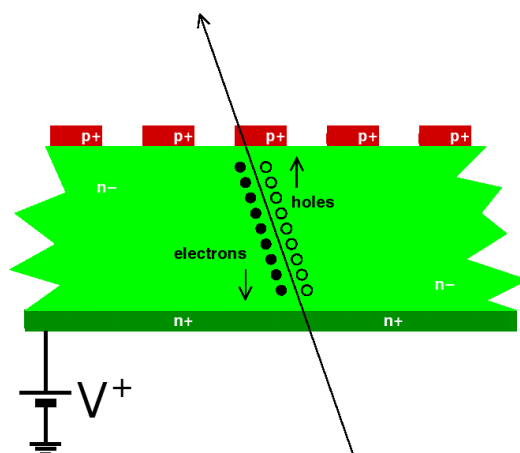


Figura 2.7: Struttura tipica di un rivelatore al silicio e schematizzazione del passaggio di una particella.

carica prodotta da una singola particella che passa attraverso un rivelatore al silicio puó essere letta da una o piú strip ed é utilizzata per determinare la coordinata (hit) nella direzione perpendicolare alle strisce.

CDFII utilizza due tipi di rivelatori a microstrisce al silicio, a singola faccia e a doppia faccia. I rivelatori a singola faccia hanno solo il lato ( $p$ ) segmentato in strisce, mentre i rivelatori a doppia faccia hanno entrambi i lati della giunzione segmentati in strisce.

Il vantaggio dei rivelatori a doppia faccia é che mentre il lato  $p$  ha le strisce parallele alla direzione  $z$ , e quindi consente la misura della coordinata  $r-\phi$  ( $r-\phi$  hit), il lato

$n$  ha strisce ruotate di un angolo (angolo stereo) rispetto all'asse  $z$ , consentendo di misurare la coordinata  $z$  ( $z$ -hit), oppure é direttamente ortogonale all'asse  $z$ .

Passiamo ora a descrivere le caratteristiche dei rivelatori al silicio.

### Layer 00 (L00)

L00 é poggiato direttamente sul tubo del fascio ad un raggio  $r=1.5$  cm, consiste in un singolo strato di rivelatori al silicio a singola faccia (fornisce solo un hit in  $r-\phi$ ). Il passo delle strisce é di  $25 \mu\text{m}$  e la risoluzione sull'hit  $r-\phi$  é di  $6 \mu\text{m}$ . I sensori ricoprono longitudinalmente il tubo del fascio per circa 80 cm.

### Silicon VerteX detector (SVXII)

Ad una distanza dall'asse del fascio tra 2.4 e 10.7 cm sono disposti radialmente i cinque strati (*Layer*) di silicio del rivelatore di vertice SVXII (Fig.2.8)

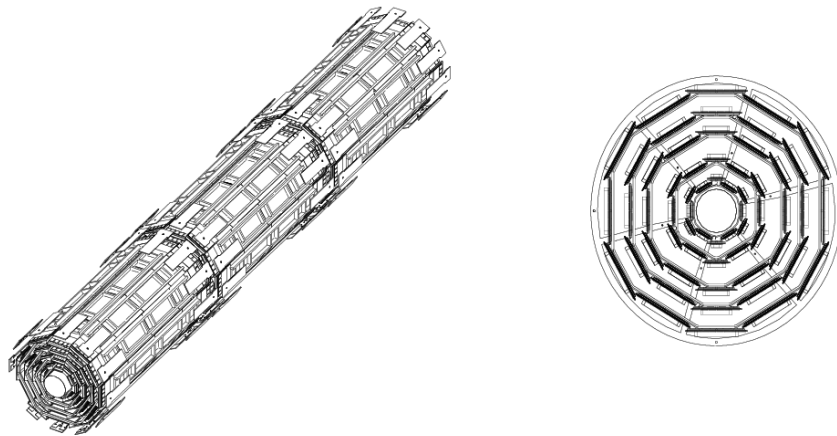


Figura 2.8: Il rivelatore di vertice SVX

Quattro rivelatori al silicio sono assemblati in un “ladder” lungo 29 cm (lungo  $z$ ). I ladder sono poi organizzati in una configurazione approssimativamente cilindrica creando i “barrels”. Ci sono tre barrels adiacenti lungo l'asse  $z$  ed ogni barrel é segmentato in 12 spicchi azimutali di  $30^\circ$  (*wedges*).

Tre layer hanno una lettura a doppia faccia con microstrip parallele all'asse  $z$  sul piano  $r-\phi$  e microstrip ortogonali all'asse  $z$  sull'altra faccia, mentre gli altri due

Proprietá	Layer 0	Layer 1	Layer 2	Layer 3	Layer 4
numero di $\phi$ strips	256	384	640	768	869
numero di z strips	256	576	640	512	869
angolo stereo	90°	90°	+12°	90°	-12°
passo delle $\phi$ strips[ $\mu\text{m}$ ]	60	62	60	60	65
passo delle $\phi$ strips[ $\mu\text{m}$ ]	141	125.5	60	141	65
larghezza attiva[mm]	15.30	23.75	38.34	46.02	58.18
lunghezza attiva[mm]	72.43	72.43	72.43	72.43	72.43

Tabella 2.1: Parametri importanti dei sensori dei cinque layers di SVXII

layer, per la determinazione degli hit in z, utilizzano microstrip inclinate di 1.2 gradi rispetto all'asse z (microstrip stereo).

I sensori coprono, nella coordinata z, una lunghezza totale di 90 cm ed hanno un'accettanza geometrica  $|\eta| \leq 2$ ; il passo delle strisce é di 60  $\mu\text{m}$  in r- $\phi$  mentre varia da 60 a 140  $\mu\text{m}$  sull'altra faccia (Tab.2.1), la risoluzione sul singolo hit é di  $\simeq 6 \mu\text{m}$ .

Come vedremo, poiché il tempo di lettura di tutti i canali (460 K) é di appena 10  $\mu\text{s}$ , le informazioni di questo rivelatore possono essere utilizzati per un trigger di secondo livello.

### Intermediate Silicon Layer (ISL)

ISL é un rivelatore al silicio con microstrisce a doppia faccia disposto ad una distanza radiale intermedia tra SVXII e la COT, e copre in pseudorapiditá la regione  $|\eta| \leq 2$  (Fig.2.9).

#### 2.4.1 Central Outer Tracker - COT

La COT[17] é una camera a deriva cilindrica. Questa camera é lunga 3 m ed occupa, nella regione  $|\eta| \leq 1$ , lo spazio compreso tra 44 e 132 cm di distanza radiale dall'asse del fascio.

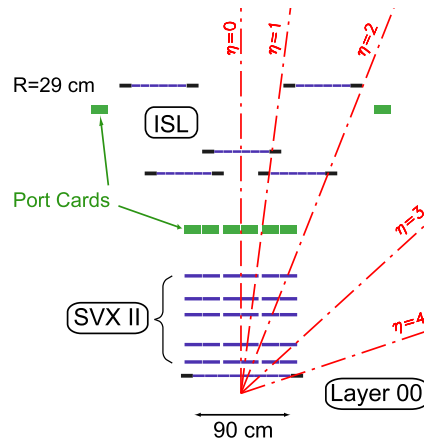


Figura 2.9: Disposizione degli strati di silicio nel piano r-z

Nella COT ci sono 8 strati di celle, 4 con fili disposti lungo l'asse del fascio, per la misura della coordinata  $r-\phi$ , e 4 con fili disposti a piccolo angolo rispetto all'asse del fascio per la misura stereo della coordinata  $z$ .

Ogni strato contiene 12 fili sensibili per un totale di 96 punti di misura. Come tutte le camere a deriva [11] a gas la COT é riempita con una miscela di gas (Argon-Etano ed alcol isopropilico). Quando una particella carica attraversa il volume del rivelatore, il gas viene ionizzato e gli elettroni prodotti nella ionizzazione driftano verso il piú vicino filo sensibile. Il campo elettrico, a simmetria cilindrica attorno al filo, cresce esponenzialmente al diminuire della distanza radiale dal filo, come conseguenza, gli elettroni acquistano energia e ionizzano a loro volta producendo una moltiplicazione a valanga della carica nelle immediate vicinanze del filo.

La velocità di deriva ( $88 \mu\text{m}/\text{ns}$ ) costante ed il tempo di deriva (misurato dai fili) consentono di determinare la posizione della traccia nella direzione ortogonale ai fili sensibili.

Il tempo di formazione dei segnali raccolti dai fili sensibili sono inferiori ai 100 ns, questo permette, poiché il tempo tra una interazione e la successiva é di 132 ns, di utilizzare l'informazione della COT per il primo livello di trigger. Dalla misura degli hits associati ad una traccia carica é possibile ricostruire la traiettoria e quindi misurare l'impulso.

In totale la COT ha 30240 fili sensibili ed ha una risoluzione sull'impulso di  $\frac{\delta p_{\perp}}{p_{\perp}} = 0.0015 p_{\perp}$  (GeV/c), mentre la risoluzione sulla posizione dell'hit  $r-\phi$  é di 180

$\mu\text{m}$ .

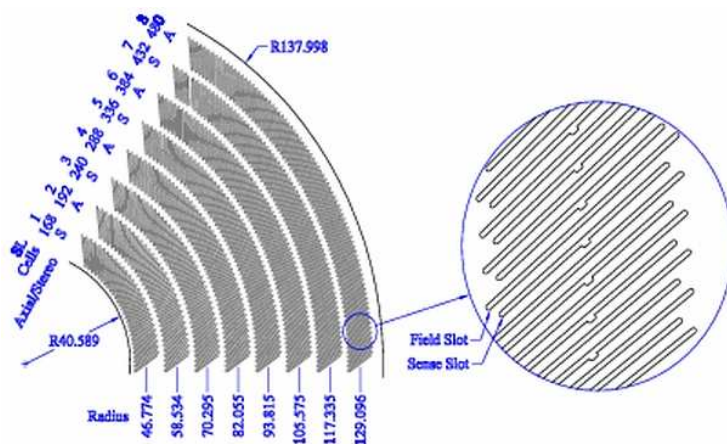


Figura 2.10: Visione di 1/6 della camera a deriva.

## 2.5 Il sistema di rilevazione dei $\mu$

CDFII utilizza sistemi di camere a deriva accoppiate a contatori a scintillazione per la rivelazione dei muoni nell'intervallo  $|\eta| < 1.5$ [19]. Esse sono collocate a differenti distanze radiali dall'asse del fascio e costituiscono i rivelatori piú esterni.

Le camere misurano la coordinata  $r-\phi$  e  $z$  della traccia candidata muone, i contatori hanno la funzione di trigger. Il materiale (essenzialmente piombo e ferro dei calorimetri) situato tra il punto d'interazione dei fasci e le camere dei muoni piú interne corrisponde a 22 lunghezze di radiazione e 5.4 lunghezze di interazione [9]. Questo materiale serve ad assorbire tutte le particelle di natura elettromagnetica ( $\gamma$ ,  $e$ ) ed ad assorbire la maggior parte degli adroni.

La regione centrale ( $|\eta| < 0.6$ ) comprende due sistemi di rivelazione per muoni, le camere CMU, a circa 3.5 m dal fascio, e dopo una parete di ferro di 60 cm di spessore, le camere CMP, la cui superficie esterna é composta da uno strato di contatori a scintillazione (CSP) che distano circa 5 m dal fascio. Alla stessa distanza radiale la copertura per muoni é ottenuta con camere (CMX) rivestite con due strati di contatori uno sulla superficie interna ed uno sulla superficie esterna.

Il sistema IMU occupa la regione  $1 < |\eta| \leq 1.5$  ed é costituito dalle camere per muoni (BMU) e due strati di contatori, uno sulla superficie esterna (BSU) e uno

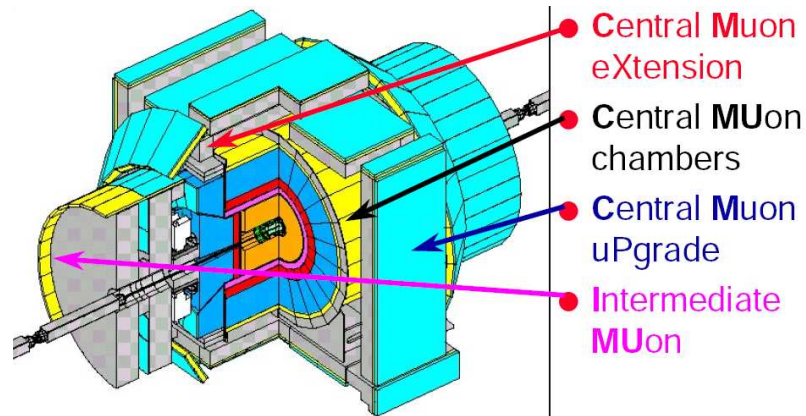


Figura 2.11: Disposizione dei detector dei muoni

sulla superficie interna (TSU).

Le camere per i muoni dell'intero sistema sono delle camere a deriva a singola cella (un esempio é riportato in figura2.12)

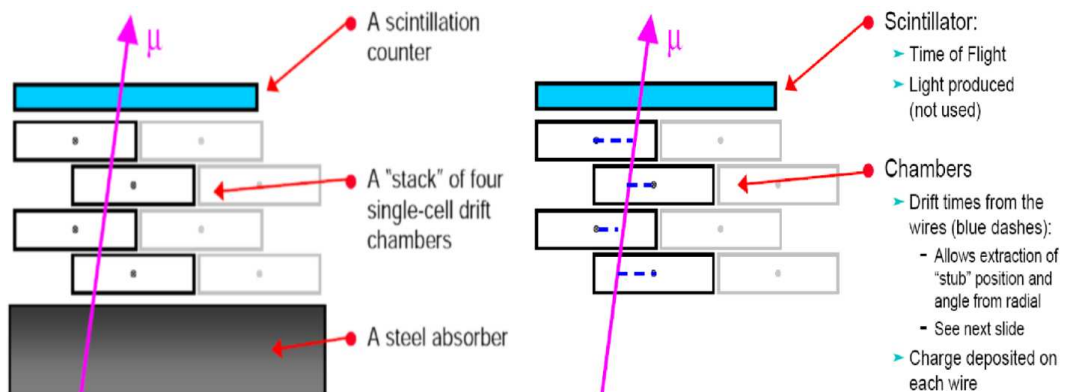


Figura 2.12: Sistema di rivelazione dei muoni

Ogni camera é composta da quattro strati di tubi a deriva riempiti con una miscela Argon-Etano, con i fili sensibili diretti lungo l'asse  $z$ . Al passaggio di una particella carica la ionizzazione prodotta viene raccolta dai fili sensibili delle celle attraversate e dalla misura del tempo di arrivo sul filo della valanga (tempo di deriva) viene misurata la posizione in  $r-\phi$  dell'hit, mentre la coordinata  $z$  viene misurata utilizzando il tempo di ritardo tra i segnali alle due estremitá di un filo e le corrispondenti cariche raccolte [11] consentendo la ricostruzione di piccoli segmenti di traccia (*stub*). Per eliminare l'ambiguitá destra-sinistra le celle sono sfalsate di

mezza cella.

Sara descritto adesso piu in dettaglio il sistema IMU per la rivelazione dei muoni.

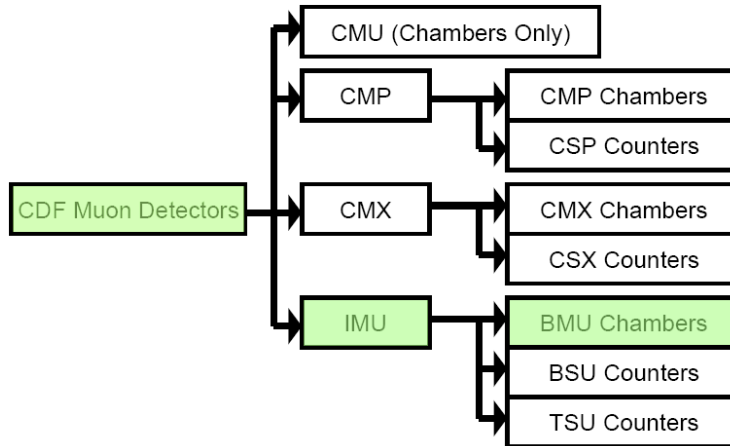


Figura 2.13: Gerarchia dei detector per i muoni. Sono messi in evidenza i detector che servono per il nostro studio.

## BMU

I tubi a deriva di BMU hanno una cella di dimensioni  $2.54 \times 8.25$ , la lunghezza della maggior parte dei tubi e di 327 cm per un totale di 236 tubi; ogni tubo copre  $1.25^\circ$  in  $\phi$  con una risoluzione di  $2.5^\circ$ .

*BSU* e uno scintillatore rettangolare di 1.5 cm di spessore posto esternamente alle camere: ogni scintillatore copre mezzo tubo in lunghezza (e lungo 166 cm) e copre due tubi in  $\phi$ .

*TSU* e simile a *BSU* ma ha la forma trapezoidale ed e posto sotto le camere.

Il sistema IMU (il piu interessante per il nostro studio) occupa come detto la regione  $1 \leq |\eta| \leq 1.5$  ed ha una risoluzione molto fine in  $\phi \simeq 2.5^\circ$ .

L'informazione di BMU combinato con quello dei contatori consente di identificare muoni con  $|\eta| < 1.5$ . Vedremo nel prossimo capitolo com'e possibile sfruttare questa informazione per triggerare a livello 2 su muoni con  $p_\perp \geq 20$  GeV/c.



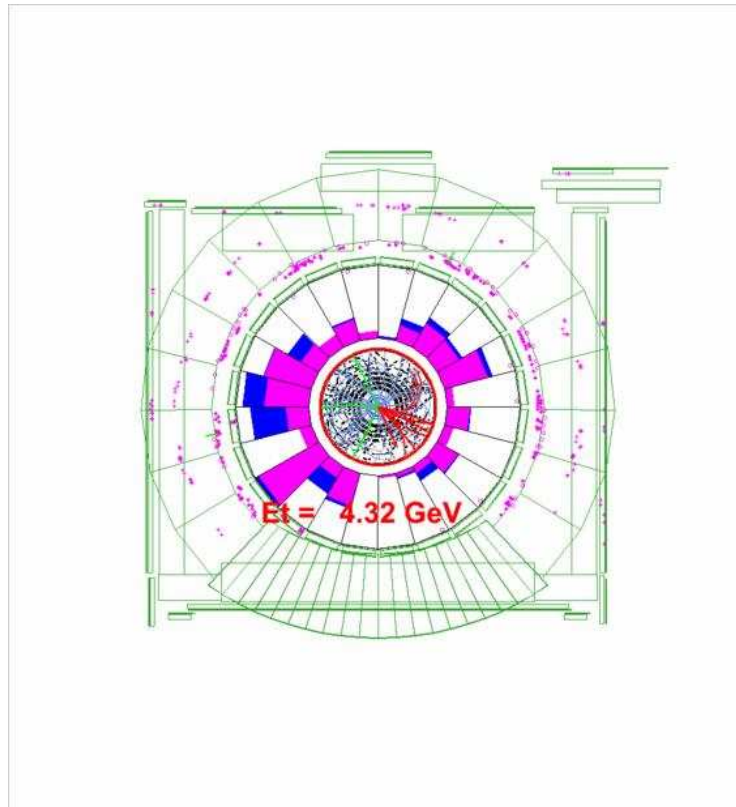


Figura 2.14: Tipico evento di CDF.

## 2.6 Il Trigger

La frequenza totale di interazioni si ottiene moltiplicando la sezione d'urto anelastica  $p\bar{p}$  ( $\simeq 60$  mb a  $\sqrt{s} = 2$  TeV) per la luminosità istantanea.

Per una luminosità di picco tipica  $\mathcal{L} = 2.5 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , si ha una frequenza di interazione di 7.6 MHz. In CDFII la scrittura di eventi su nastro procede a una frequenza massima di 50 Hz per cui solo una frazione piccola di eventi può essere registrata su nastro per gli studi di analisi successivi.

Questo non costituisce però un problema perché i processi fisici interessanti (Fig.2.2) costituiscono una frazione molto piccola del totale, avendo sezioni d'urto molto inferiori ai 60 mb, è necessaria però una discriminazione degli eventi contemporanea all'acquisizione dei dati. Si devono cioè registrare su nastro solo quegli eventi che promettono di essere interessanti fin dal momento della loro acquisizione; questa scelta deve essere operata sulla base delle informazioni che giungono in tempo reale dai diversi rivelatori.

La funzione di selezione degli eventi é assolta dal sistema di trigger<sup>10</sup>.

Il trigger di CDF é un sistema a tre livelli (Fig.2.15) in cui ogni livello diminuisce la frequenza di accettazione degli eventi per il passaggio al livello successivo.

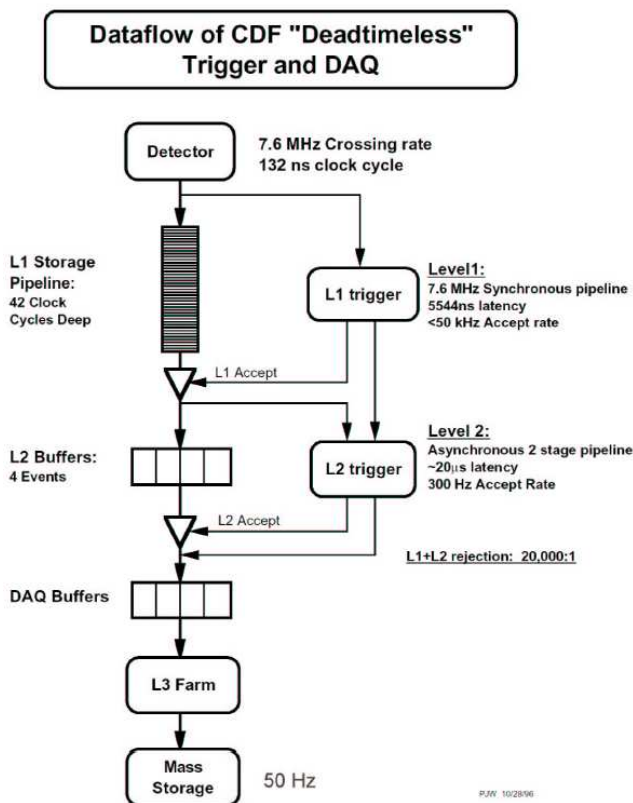


Figura 2.15: Sistema di trigger di CDF.

Il **primo livello di trigger** é in grado di utilizzare l'informazione della COT, dei calorimetri e delle camere dei muoni per individuare singole tracce o depositi di energia candidati poi ad essere riconosciuti come elettroni, fotoni, muoni o adroni.

Il processore XFT permette di selezionare tracce nella COT con impulso superiore a 1.5 GeV/c, in due dimensioni (nel piano trasverso  $x - y$ ) entro  $2.7 \mu\text{s}$  dall'interazione. Per il riconoscimento di elettroni e muoni, le tracce XFT vengono poi correlate in posizione con i depositi elettromagnetici nei calorimetri ed i segmenti di traccia nelle camere dei muoni. In caso di accettazione da parte del primo livello, l'informazione di XFT é poi fornita in ingresso ad SVT per la generazione

<sup>10</sup>Anche se fosse possibile scrivere tutti gli eventi su nastro la selezione online degli eventi interessanti consente di ridurre i tempi nonché i costi di ricostruzione offline

di un trigger di secondo livello sulle tracce non provenienti dal vertice primario. É possibile formare il trigger di primo livello anche solo sulla base della presenza di tracce nella COT.

Il tempo che il primo livello impiega per raggiungere la decisione é di circa  $5 \mu\text{s}$ . Questo implica che ogni sezione del rivelatore CDFII deve avere la possibilità di campionare i segnali distinti acquisiti in 42 urti tra pacchetti successivi (quanti ne avvengono nell'intervallo di  $5 \mu\text{s}$ , con  $132 \text{ ns}$  di intervallo tra pacchetti). Per questa ragione tutti i sistemi di lettura in CDFII sono dotati di registri di scorrimento a 42 celle, dove immagazzinano l'informazione in attesa del segnale di trigger, che abilita la lettura dell'evento selezionato per il secondo livello, senza arrestare il funzionamento dei registri di scorrimento.

La massima frequenza di dati che il secondo livello é in grado di accettare é di circa  $100 \text{ KHz}$ .

Il **secondo livello di trigger** correla l'informazione fornita dai calorimetri, dai rivelatori di  $\mu$ , e dai sistema di tracciatura al silicio per individuare con piú precisione oggetti di interesse fisico ( $e^\pm$ ,  $\mu^\pm$ ,  $\gamma$ , *jets*, energia trasversa mancante) in varie combinazioni tra di loro.

Per il *Run II* é stato aggiunto al trigger di secondo livello il ***Silicon Vertex Tracker*** (SVT), un processore per il riconoscimento di eventi che contengono vertici secondari, in particolare quelli associati al decadimento di particelle con sapore *beauty* i quali, alle energie del TeVatron, risultano separati mediamente di  $500 \mu\text{m}$  dai vertici primari nel piano trasverso. Esso é stato progettato per ricostruire le tracce in SVXII e COT con velocità sufficiente per poter essere utilizzato al secondo livello di trigger. Il principio di base su cui si fonda é misurare il parametro d'impatto delle tracce ricostruite, permettendo al trigger di secondo livello di operare una selezione su tale quantità.

A questo scopo SVT combina l'informazione di XFT con quella di SVXII e ricostruisce le tracce con  $p_\perp > 2 \text{ GeV}/c$  con una precisione sul parametro d'impatto di circa  $30 \mu\text{m}$ , il tutto in un tempo dell'ordine dei  $10 \mu\text{s}$ . Una descrizione piú approfondita del funzionamento di SVT verrà fornita prossimamente.

Al secondo livello gli algoritmi che gestiscono l'informazione calorimetrica sono in grado di ricostruire completamente i getti, sommando l'informazione relativa alle

single torri. La massima frequenza di uscita dal secondo livello é di 300 Hz.

Il trigger di terzo livello, infine, costituito da una serie di processori commerciali operanti in parallelo, elabora i dati in uscita dal secondo livello ricostruendo completamente gli eventi con codici molto simile a quelli usuali nelle analisi offline dei dati.

In particolare é possibile eseguire la ricostruzione di tutte le tracce cariche fino al  $p_t$  minimo di 0.4 GeV/c, utilizzando sia l'informazione della COT sia quella di SVXII. In questo modo si hanno a disposizione metodi molto potenti per l'identificazione del segnale: tra questi rientrano i tagli sulle masse invarianti ricostruite a partire dai quadrimpulsi delle tracce e le richieste di qualità di *fit* di vertici tridimensionali. Rispetto all'offline si deve però tenere conto della limitazione in tempo di analisi, fattore che limita la complessità delle richieste implementabili.

Gli eventi accettati dal terzo livello vengono scritti su memorie permanenti ad una frequenza massima di 50 Hz.

Nel paragrafo successivo verrà analizzato più in dettaglio uno dei componenti di livello 2, il Silicon Vertex Tracker SVT le cui informazioni saranno ampliate e modificate per la proposta di upgrade di trigger argomento di questa tesi.

### 2.6.1 Il Silicon Vertex Tracker

II dati che vengono trasmessi a SVT sono gli hits sugli strati di silicio. Nella ricostruzione offline viene utilizzato un algoritmo molto complesso che fitta i parametri dell'elica associata alla traiettoria di una particella carica determinandone i 5 parametri (par.2.3.1), utilizzando sia gli hit di SVX che tutti quelli di XFT. Se si vuole che SVT operi nell'ambito del trigger di secondo livello si hanno a disposizione solo 10  $\mu s$  per trovare le tracce interessanti nell'evento e calcolarne i parametri ( $d_0$ ,  $\phi_0$ , *curv*) nel piano trasverso dove la risoluzione é molto precisa<sup>11</sup>.

Per ottenere questo risultato si é fatto ricorso all'innovativa tecnologia delle memorie associative ed ad algoritmi di fit ottimizzati per la velocità.

Un algoritmo di tracciatura presenta due problemi da risolvere: prima cosa deve selezionare una serie di hit nel rivelatore che possono appartenere ad una traccia reale, seconda cosa deve determinare i parametri delle tracce.

---

<sup>11</sup>come vedremo  $\sigma_{d_0} \simeq 30\mu m!$

Questo problema di “pattern recognition” in SVT é risolto usando il metodo del “matching”. Innanzitutto si suddivide il rivelatore in piccoli intervalli (bin), ogni hit cade all’interno di un bin e il numero di combinazioni di bin per tutte le possibili tracce é finito; per SVT una serie di bin sullo stesso layer prende il nome di *SuperStrip (SS)*. Una sequenza di SS su tutti i layer prende il nome di **road** (Fig.2.16).

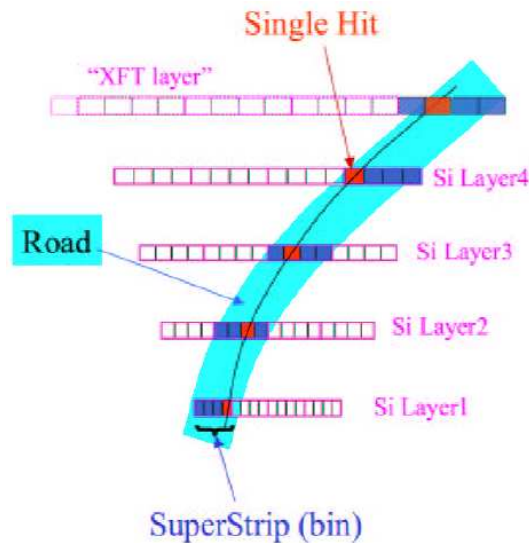


Figura 2.16: Una traccia passa attraverso i layer del silicio. É mostrato anche le superstrip e le road.

A patto di avere una quantità sufficiente di memoria, si possono tenere da parte tutte le combinazioni possibili; la grande difficoltà consiste nel confrontare le configurazioni presenti nell’evento che si sta analizzando in tempi molto brevi. Eseguire questa operazione in maniera sequenziale porterebbe a tempi di elaborazione molto lunghi, per questo motivo é stato necessario utilizzare la tecnologia delle memorie associative. Essa consiste nell’aver tutte le informazioni in memoria e nel confrontare tutte le sequenze di bin in parallelo riducendo enormemente il consumo di tempo; la quantità di memoria richiesta é proporzionale alla granularità in bin. La scelta del numero di bin é un compromesso tra le precisioni nella ricostruzione e le richieste di memoria.

La banca di pattern delle memorie associative é generata offline, attualmente vengono generati 512 Kpattern di tracce con un  $p_{\perp}$  minimo provenienti dalla regio-

ne di interazione dei fasci. Per ogni traccia viene simulato il passaggio della traccia in SVX + COT. Per ogni traccia, che ha 6 superstrip (5 di SVX e una della COT), vengono calcolati e registrati nella memoria associativa i pattern (gli hits simulati); se una road é già presente nella banca essa viene semplicemente scartata. 512 Kpattern hanno un'efficienza vicina al 100% nel riprodurre i pattern possibili.

### Il funzionamento di SVT

SVT é progettato per essere utilizzato nella ricostruzione delle tracce nel piano trasverso all'interno del trigger di secondo livello.

Nella figura 2.17 é rappresentato il funzionamento di SVT mediante un diagramma a blocchi.

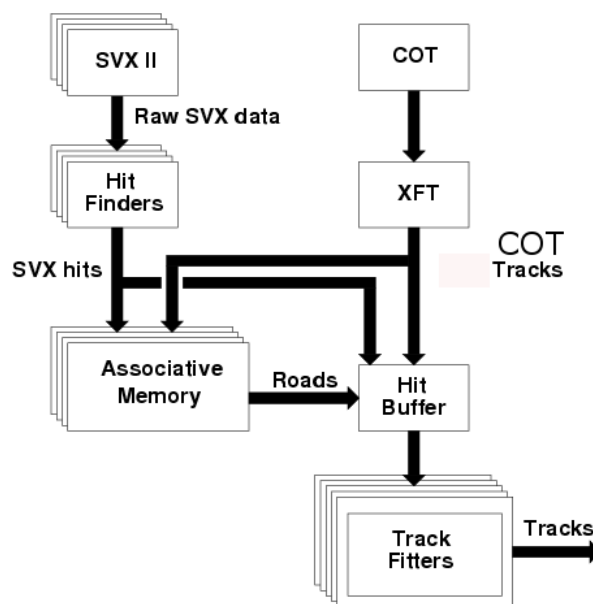


Figura 2.17: Diagramma a blocchi del funzionamento di SVT.

SVXII e XFT forniscono in ingresso gli indirizzi delle strips colpite e dell'extrapolazione sul “sesto layer”<sup>12</sup> della traccia della COT; l'informazione ricavata da SVXII viene inviata a dei processori denominati *Hit Finder (HF)*, che hanno lo scopo di determinare il baricentro di ciascun raggruppamento di strisce colpite nel rivelatore.

<sup>12</sup>c'è un layer virtuale che contiene l'hit la cui coordinata  $r-\phi$  corrisponde all'extrapolazione di una traccia XFT sulla superficie di SVXII

I risultati vengono inviati in parallelo alla memoria associativa. Le tracce analizzate debbono possedere un impulso trasverso di almeno 2 GeV/c per poter essere accettate da SVT. Le coordinate dell'Hit Finder e l'hit del sesto layer di XFT sono confrontate in parallelo con tutte le roads contenute nelle memorie associative.

Una volta determinate le roads tramite le memorie associative queste vengono trasmesse ai *Track Fitters (TF)*, un insieme di processori che per ogni traccia (road) determina il parametro d'impatto  $d_0$ , il  $\phi_0$  e l'impulso trasverso.

In tabella 2.2 sono indicate la risoluzione sui parametri misurati da SVT.

$\sigma_d$	35 $\mu\text{m}$ (per $p_{\perp} = 2 \text{ GeV}/c$ )
$\sigma_{\phi}$	1 mrad
$\sigma_{p_{\perp}}$	$1.3 \cdot 10^{-2} \cdot p_t^2$ ( $p_{\perp}$ in GeV)

Tabella 2.2: Risoluzione sui parametri mediante l'uso di SVT

In questo modo dopo soli 10  $\mu\text{s}$  sono disponibili le informazioni di SVT sulle tracce dell'evento che possono essere utilizzate a livello 2 per la richiesta di tracce con determinate caratteristiche o per la selezione di vertici secondari.

## Capitolo 3

# Studio dell'upgrade del trigger di livello II “SVX + BMU ”

Poiché la scoperta di un bosone di Higgs leggero ad LHC prima del 2009 é alquanto improbabile, CDF é l'unico esperimento che potenzialmente potrebbe osservare l'Higgs entro tale data.

Un possibile successo in questo settore é legato alla capacità dell'esperimento di triggerare leptoni ad alto  $p_{\perp}$ .

Attualmente CDF sta valutando possibili ed importanti upgrades del trigger volti ad aumentare le capacità dell'esperimento di triggerare a livello 2 su leptoni ad alto  $p_{\perp}$  e nel contempo a mantenere gli attuali rates di trigger.

Una delle possibilità investigate, oggetto in questa tesi, é quella di aumentare la copertura del trigger per i muoni. L'attuale trigger utilizza le informazioni delle camere per i  $\mu$  centrali ( $|\eta| < 1$ ) unitamente alle informazioni della COT sempre nella stessa regione, sebbene la copertura angolare di quest'ultima si estenda fino a  $|\eta| < 1.5$ . Questo in quanto nella regione  $1 \leq |\eta| \leq 1.5$  la camera é molto affollata (sono presenti molte tracce) e la risoluzione della camera nel piano trasverso (hit  $r$ - $\phi$ ) é di soli  $180 \mu\text{m}$  per cui a livello 1 vengono ricostruite molte tracce finte.

### 3.1 Trigger di livello II per leptoni ad alto $p_{\perp}$

Il trigger attuale a livello 1 richiede uno “stub” nei rivelatori per muoni e una traccia associata ricostruita da XFT nella zona centrale; a livello 2 vengono confermate le



richieste del livello 1 e viene effettuato un taglio sulla separazione in  $\phi$  tra la traccia estrapolata alle camere dei muoni e lo “stub”.

Un modo di aumentare le nostre possibilità nella ricerca dell’Higgs é di aumentare la copertura del trigger per i  $\mu$  utilizzando il sistema di rivelazione per i muoni in avanti (BMU + BSU + TSU) e le informazioni di SVT per l’associazione traccia- $\mu$  (Fig. detector implicati). La maggior precisione di SVX (hit r- $\phi$   $\sigma \simeq 30\mu\text{m}$ ) dovrebbe consentire di diminuire il rate di tracce finte.

Studi fatti dalla collaborazione portano ad una stima di un guadagno del 20% nella rivelazione di  $\mu$  ad alto  $p_{\perp}$  [18] associati ad eventi con Higgs.

### 3.2 Proposta di upgrade del trigger di secondo livello per $\mu$ ad alto $p_{\perp}$

Lo studio che presenteró in questo capitolo é volto a verificare se l’informazione di SVT unita alle informazioni di IMU consente di effettuare un match tra le tracce SVX e la posizione dello “stub” nelle camere dei  $\mu$ , che possa essere utilizzato a livello 2 per la selezione *online* di leptoni ad alto  $p_{\perp}$ .

I passi che ho seguito sono i seguenti:

- \* I pattern della memoria associativa coprono, attualmente, solo la regione centrale; poiché ci interessano le tracce in avanti,  $1 \leq |\eta| \leq 1.5$ , ho dovuto simulare pattern di tracce in questa regione.
- \* Dopo aver generato la banca di pattern ho simulato la risposta di SVT per dati reali. Per poter valutare gli effetti di un trigger di livello 2, ho scelto un campione di dati selezionato unicamente con un trigger di livello 1 (cioé il livello 2 e il livello 3 confermano le richieste del livello 1).
- \* A questo punto per ognuna delle road in uscita a livello 2, SVT fornisce i parametri delle tracce ricostruite ( $\phi_0, d_0, curv$ ).
- \* Essendo disponibili anche le tracce ricostruite a livello 3 (a questo livello le tracce sono ricostruite tridimensionalmente al massimo della risoluzione utilizzando le informazioni dell’intero sistema di tracciatura, SVX+COT) viene

determinata l'estrapolazione in  $\phi$  sul detector BMU ( $\phi_0^{L3}$ ), simulando quindi dei muoni reali.

- \* Utilizzando il  $\phi_0$  della traccia SVX ( $\phi_0^{SVX}$ ) si misura l'RMS di  $\phi_0^{SVX} - \phi_0^{L3}$ . Se quest'ultima é minore della risoluzione in  $\phi$  di BMU ( $2.5^\circ$ ) ha senso utilizzare il match SVX + BMU a livello 2.

Come vedremo dallo studio presentato nei prossimi paragrafi é possibile determinare alcune performances dell'upgrade proposto.

### 3.2.1 Produzione di pattern

La banca dei pattern utilizzata correntemente dalla memoria associativa contiene unicamente tracce che attraversano un solo barrel di SVX. La banca di pattern che ho utilizzato per questo studio invece é modificata e contiene pattern in cui vengono attraversati anche 2 barrel: le configurazioni che a noi interessano sono quelle in cui é attraversato il barrel centrale piú uno esterno, cioé tracce in avanti o indietro.

Per prima cosa ho generato una banca di 512 Kpattern **SVX-only** (che non utilizza l'hit estrapolato di XFT) con  $1.2 < |\eta| < 1.5$ ,  $p_\perp > 20$  GeV/c, e  $d_0 < 300\mu\text{m}$ . I tagli scelti in  $p_\perp$  e  $d_0$  derivano da simulazioni fatte su  $p_\perp$  e  $d_0$  di leptoni associati alla produzione di Higgs. La larghezza delle road scelta é 43334 (i numeri indicano la grandezza delle SS per ogni layer) ed é stata ottimizzata con simulazione.

#### Campione di dati.

A questo punto abbiamo bisogno di un campione di eventi acquisiti dal rivelatore CDF; per non produrre un bias sulla stima di grandezze inerenti al livello 2 ho utilizzato un campione di eventi in cui il trigger di livello 2 e di livello 3 confermano le richieste di un trigger di livello 1.

Il campione scelto di eventi é stato acquisito con il trigger MET\_L2S1K\_L1\_MET15\_&\_JET5\_&\_TWO\_TRK2 (Run dal 211200 al 211877) che corrisponde alla richiesta di 2 tracce cariche di almeno 2 GeV/c nella COT, un Jet da 5 GeV nei calorimetri e un'energia mancante nel piano trasverso di 15 GeV. Questo campione ha una luminosità istantanea di  $20\text{-}180 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

### 3.2.2 Efficienza in $p_{\perp}$ e in $\eta$ dei pattern generati

Nella figura 3.1 é riportato il rapporto tra numero di tracce ricostruite a livello 3 e il numero di tracce ricostruite da SVT in funzione dell'impulso trasverso usando la banca di pattern generati.

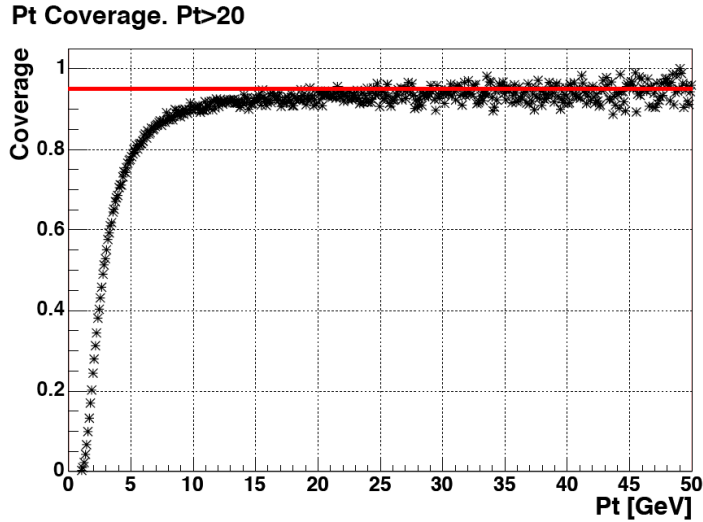


Figura 3.1: Coperture della banca SVX-only.

Come si puó notare anche se per i pattern generati ho utilizzato tracce con  $p_{\perp} > 20$  GeV/c la banca dei pattern consente di ricostruire anche tracce a basso  $p_{\perp}$ , infatti per  $p_{\perp} = 10$  GeV/c l'efficienza é ancora del 90%; questo significa che esistono road anche per tracce con  $p_{\perp} < 20$  GeV/c ma l'efficienza del match sará piú alta con tracce ad alto  $p_{\perp}$ .

Nella figura 3.2 é riportato il rapporto tra il numero di tracce ricostruite a livello 3 e il numero di tracce ricostruite da SVT in funzione di  $\eta$  sempre usando i pattern generati. Come si puó notare la banca é efficiente in  $\eta$  anche nella regione centrale, questo é dovuto alla scarsa risoluzione delle tracce in  $\eta$  in un singolo barrel. In conseguenza di ciò c'è un'alta probabilità di avere piú tracce centrali che condividono tutte le SS con tracce in avanti o indietro.

### 3.2.3 Misura del tempo di latenza a livello 2

Il numero massimo di road uscenti dalla memoria associativa usando la nuova banca in funzione della luminosità é riportato in figura 3.3: si puó osservare che il numero massimo delle road uscenti cresce linearmente con la luminosità.

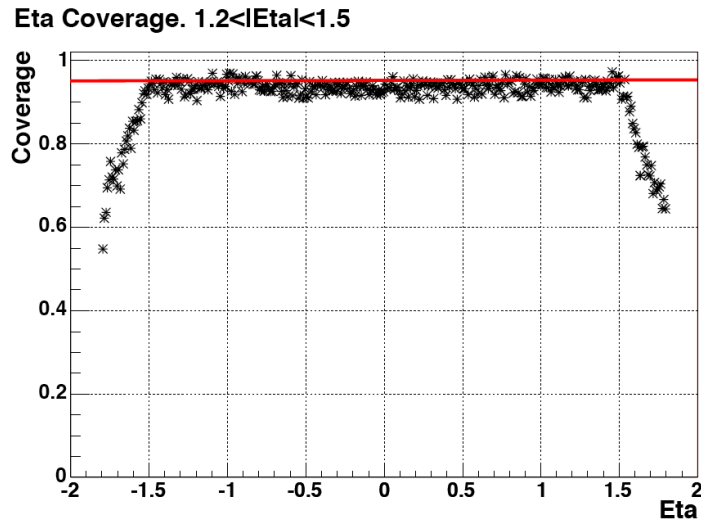


Figura 3.2: Coperture della banca SVX-only.

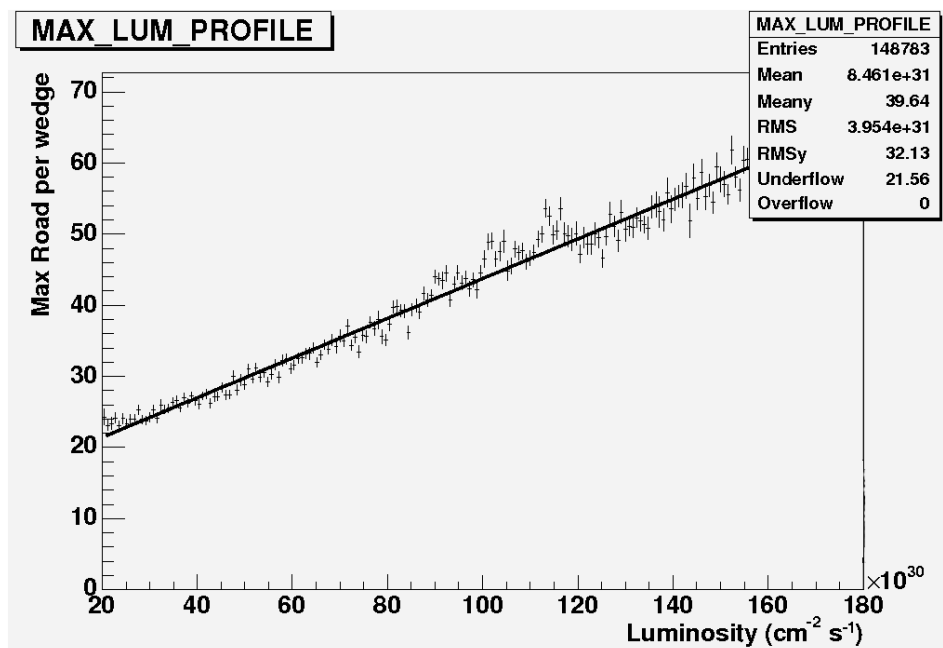


Figura 3.3: Numero massimo di road uscenti dalla AM in funzione della luminosit 

Da un fit con una retta ai dati sperimentali ho estrapolato il numero massimo di road uscenti ad una luminosit  di  $250 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , il risultato corrisponde a 85 road uscenti. Poich  il tempo di uscita di una road   di 50 ns, alla luminosit  di  $250 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , arrotondando a circa 100 road uscenti dalla memoria associativa, si stima una latenza a livello 2 di circa  $5 \mu\text{s}$ .

### 3.2.4 Match SVX - BMU

Dobbiamo ora valutare la fattibilità del match tra SVX e BMU.

Dal livello 3 conosciamo il  $\phi_0$  delle tracce  $\phi_{L3}$ ;  $\phi_{L3}$  può essere estrapolato alla posizione delle camere per muoni, BMU ottenendo  $\phi_0^{L3}$  (Fig.3.4) da:  $\phi_0^{L3} = \phi_{L3} + 2curv \times R_{BMU}$ , dove  $R_{BMU}$  è il raggio interno delle camere BMU<sup>1</sup>.

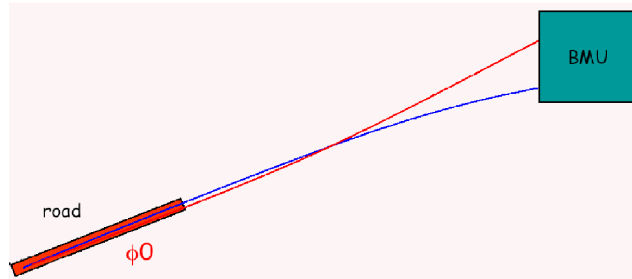


Figura 3.4: La traccia rossa rappresenta una traccia di SVT e la traccia blu rappresenta una traccia di livello 3.

Nella figura 3.5 è mostrata la distribuzione della differenza  $\phi_0^{SVX} - \phi_0^{L3}$ .

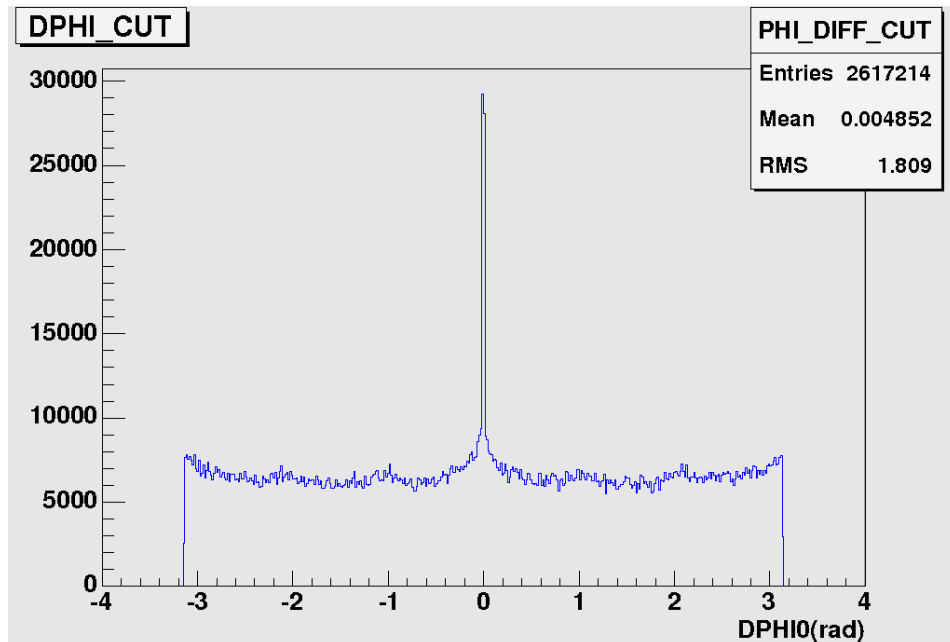


Figura 3.5: Distribuzione di  $d\phi = \phi_0^{SVX} - \phi_0^{L3}$  per road sottili.

<sup>1</sup>ricordando che  $curv = \frac{sign(Q)}{2\rho}$

La distribuzione é stata ottenuta facendo un loop su tutte le tracce ricostruite a livello 3 e su tutte le tracce di SVT; le tracce finte centrali contribuiscono al fondo.

Facendo un zoom sul picco centrale (Fig.3.6) e fittando la distribuzione con una funzione gaussiana possiamo stimare<sup>2</sup> la  $\sigma$  della distribuzione. Come si puó notare  $\sigma \simeq 5$  mrad; confrontando questo valore con la risoluzione della camera dei muoni, che é di circa 43.6 mrad ( $2.5^\circ$ ), possiamo concludere affermando che la risoluzione delle nostre tracce é buona a sufficienza per effettuare in match in  $\phi$ .

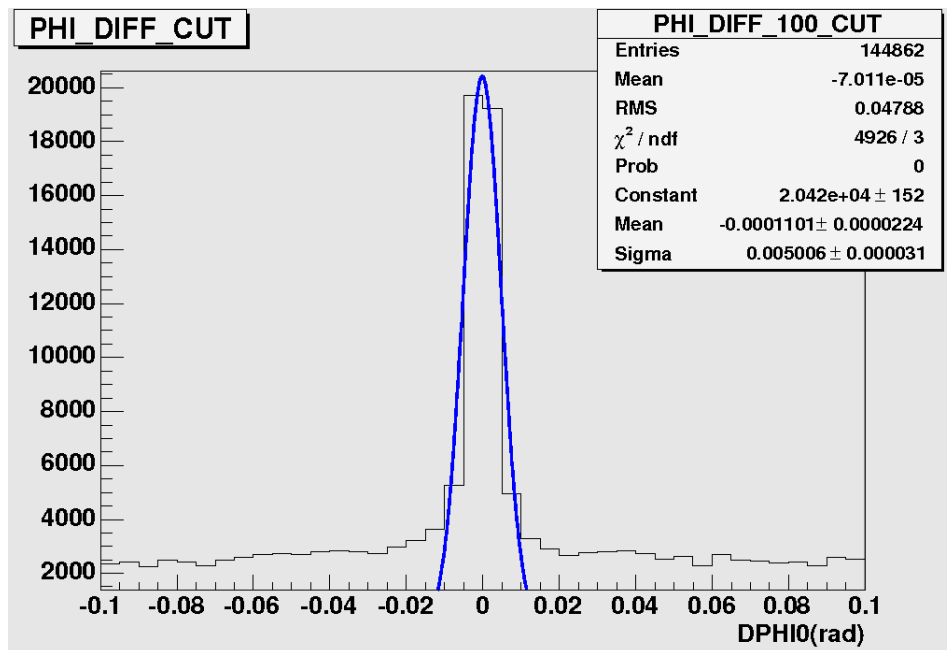


Figura 3.6: Zoom del picco della figura 3.5.

<sup>2</sup>ci interessa solo stimarla

## Capitolo 4

# Conclusioni

L'aumento della luminosità al TeVatron consente di aumentare il numero di eventi rari che CDF può raccogliere e potrebbe permettere l'osservazione sperimentale del bosone di Higgs, caratterizzato nella maggior parte dei casi dalla presenza di leptoni ad alto impulso trasverso negli stati finali.

É stata dimostrata la fattibilità sul piano software di un upgrade di trigger di secondo livello "SVT + BMU".

In primo luogo é stato stimato che il tempo di latenza del nuovo trigger di livello 2, ad una luminosità maggiore di quella attuale, non ecceda i  $5 \mu\text{s}$ . Inoltre ho dimostrato che la risoluzione angolare delle road di SVX é di gran lunga migliore della risoluzione di BMU (5 mrad contro 43.5 mrad) e che quindi é possibile effettuare a livello 2 un match angolare con la granularità di BMU.

Per poter affermare che questo upgrade di trigger é fattibile sono necessarie ulteriori stime. In primo luogo vanno stimati l'efficienza ed il rate di questo nuovo trigger, misure che saranno effettuate nell'immediato futuro.

## Capitolo 5

# Ringraziamenti

Arrivata alla conclusione di questo primo traguardo mi sento in dovere di ringraziare innanzitutto i miei genitori ed il mio fratellino per tutto l'appoggio che mi hanno dato in questi anni e per aver sempre creduto in me. Vorrei anche ringraziare il mio relatore, Maria Agnese Ciocci, per la pazienza dimostrata di fronte alle mie difficoltà nello scrivere questa tesi e per avermi dato la possibilità di partecipare a alla meravigliosa esperienza di quest'estate a Fermilab, e Laura Sartori che quest'estate mi ha insegnato un sacco di cose carine ed interessanti.

Un particolare ringraziamento va anche ai miei compagni di avventure di Siena, poiché senza di loro non ce l'avrei fatta a superare le difficoltà di alcuni esami, ed anche alle mie coinquiline per le belle serate passate in casa tra risate e tormentoni.

Un altro ringraziamento va a tutti i ragazzi conosciuti quest'anno a Fermilab per avermi fatto passare una magnifica estate di lavoro e divertimenti, ed un ringraziamento particolare va ad uno di loro a cui tengo tantissimo e che mi ha supportato.

Non poteva mancare inoltre un ringraziamento alla mia migliore amica Giulia.  
Grazie a tutti.



# Bibliografia

- [1] S. W. Herb et al., Phys. Rev. Lett. 39, 252 (1977).
- [2] F. Abe et al. [CDF Collaboration], Phys. Rev. Lett. 74, 2626 (1995)  
[arXiv:hepex/ 9503002].
- [3] S. Abachi et al. [D0 Collaboration], Phys. Rev. Lett. 74, 2632 (1995)  
[arXiv:hepex/ 9503003]. S. W. Herb et al., Phys. Rev. Lett. 39, 252 (1977).
- [4] Accelerator Concepts. [http://www-bdnew.fnal.gov/operations/rookie\\_books/Concepts\\_PDF/1\\_Introduction.pdf](http://www-bdnew.fnal.gov/operations/rookie_books/Concepts_PDF/1_Introduction.pdf)
- [5] Avila et al. [E811 Collaboration] Phys. Let. B 445, 419 (1999).
- [6] CDF II Collaboration, The CDF II Technical design Report 1996. FERMILAB-Pub-96/390-E.
- [7] W.S.C.Williams “*Nuclear and Particle Physics*” Oxford Science Publications, (1997) ISBN 0-19-852046-8.
- [8] F. Abe et al. [CDF Collaboration], Phys. Rev. Lett. 74, 2626B Physics at the Tevatron: Run II and Beyond, FERMILAB-PUB-01/197.
- [9] Konrad Kleinknecht “*Detectors for particle radiation*” Cambridge University Press.
- [10] J.D. Jackson “*Classical Electrodynamics*” John Wiley & Sons.
- [11] W. R. Leo “*Techniques for nuclear and particle physics experiments*” Springer-Verlag.
- [12] Particle Data Group “*Particle listing*” <http://pdg.lbl.gov/pdg.html>

- 
- [13] “ROOT an Object-Oriented Data Analysis Framework” <http://root.cern.ch>.
- [14] D. Griffiths “*Introduction to elementary particle*” John Wiley & Sons.
- [15] Stefano Torre “*Search for  $\Lambda_b^0$  in  $to p\pi$  and  $pK$  at CDFII*” Tesi di Dottorato in Fisica Sperimentale XVIII ciclo.
- [16] Paola Garosi “*Studio delle prestazioni del rivelatore di “Tempo di Volo” (TOF) dell’esperimento CDF II al collisionatore  $p\bar{p}$  del Fermilab*” Tesi di Laurea A.A.2004-2005
- [17] Nigel Lockyer / Young-Kee Kim “*Principle of Drift Chambers*” [http://www-cdf.fnal.gov/internal/WebTalks/Archive/0404/040422\\_cot/01\\_040422\\_cot\\_YoungKee\\_Nigel\\_1\\_ykkim\\_COT\\_April04.pdf](http://www-cdf.fnal.gov/internal/WebTalks/Archive/0404/040422_cot/01_040422_cot_YoungKee_Nigel_1_ykkim_COT_April04.pdf)
- [18] Paola Giannetti “*SVT Improvements: Motivations & Hardware*” [http://fcdfwww.fnal.gov/internal/WebTalks/Archive/0605/060512\\_trigger\\_workshop\\_8\\_am\\_to\\_330pm/17\\_060512\\_trigger\\_workshop\\_8\\_am\\_to\\_330pm\\_Paola\\_Giannetti\\_1\\_paola\\_paola\\_12\\_05\\_06.pdf](http://fcdfwww.fnal.gov/internal/WebTalks/Archive/0605/060512_trigger_workshop_8_am_to_330pm/17_060512_trigger_workshop_8_am_to_330pm_Paola_Giannetti_1_paola_paola_12_05_06.pdf)
- [19] Tom LeCompte “*Muon Tutorial*” [http://www-cdfonline.fnal.gov/ops/cdf\\_muon/docs/muon\\_tutorial\\_TLCompte.pdf](http://www-cdfonline.fnal.gov/ops/cdf_muon/docs/muon_tutorial_TLCompte.pdf)