UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA
FACOLTÀ DI SCIENZE MM.FF.NN.
DIPARTIMENTO DI FISICA "G. GALILEI"

Corso di Laurea in Fisica

Tesi di Laurea

UN TRIGGER PER LA RICERCA DEL BOSONE DI HIGGS A CDF-II

Relatore: **Prof. Giovanni Busetto**

Correlatore: **Dott. Tommaso Dorigo**

Laureando: **Giorgio Cortiana**

Anno Accademico 2000 - 2001

Indice

Introduzione

Il lavoro descritto in questa tesi deve essere inserito nel contesto della nuova fase di presa dati, il Run II, dell'esperimento CDF di FERMILAB. Uno dei maggiori propositi di un'esperimento di fisica delle alte energie, per i collider attuali e futuri, è sicuramente la ricerca del Bosone di Higgs. L'osservazione di questa particella fornirà una risposta al problema dell'introduzione delle masse dei fermioni e bosoni nel contesto del Modello Standard. Diversamente, la sua esclusione, conseguente ad una sua mancata osservazione da parte di CDF, ma in futuro anche da parte di LHC, sarebbe in grado di offrire la possibilità di esplorare nuove frontiere sia nella fisica teorica che in quella sperimentale.

Durante gli ultimi anni, sia il TEVATRON che CDF, rispettivamente il collisore $p\bar{p}$ di FERMILAB ed il rivelatore delle particelle prodotte nelle collisioni, sono stati sottoposti a lavori di miglioramento atti a spingere al massimo le potenzialità del complesso sperimentale ed ad aumentare la sensibilità rispetto a processi rari, sfavoriti dalla presenza di processi concorrenti la cui sezione d'urto è alle volte alcuni ordini di grandezza superiore. Dato l'incremento della mole di dati che si pensa di riuscire a raccogliere, modifiche sostanziali sono state apportate anche per quanto riguarda il sistema di acquisizione. Una parte importante per la messa a punto dell'esperimento, di conseguenza, è caratterizzata dallo studio dei sistemi di trigger da mettere in opera.

L'efficienza dei trigger, e la loro frequenza di acquisizione, sono parametri fondamentali, qualora si vogliano studiare dei processi la cui sezione d'urto è dimostrata essere molto bassa rispetto a processi comuni in fisica delle alte energie. La produzione dell'Higgs è sicuramente emblematica da questo punto di vista.

Ad un collisore adronico $p\bar{p}$, con un'energia nel centro di massa di $\sqrt{s} = 2\ TeV$, l'Higgs viene prodotto principalmente tramite fusione di gluoni; tuttavia, il canale di studio più promettente è quello della produzione associata a bosoni vettori. La ricostruzione dei bosoni vettori dà infatti la possibilità di tenere sotto controllo gli eventi di fondo. Per masse leggere, $M_H \leq 130\ GeV$, il canale di decadimento principale porta alla produzione di una coppia di $b\bar{b}$ tuttavia, dal punto di vista sperimentale, la segnatura più promettente della produzione dell'Higgs è data dal suo decadimento in leptoni. Questi ultimi possono infatti rivelarsi ottimi discriminanti a livello di trigger. Nonostante questo fatto, va considerato che questi canali di decadimento sono caratterizzati da un basso *branching ratio*.

Lo scopo principale di questo lavoro è quello di arrivare alla progettazione di un trigger atto a raccogliere eventi di produzione associata di Higgs in stati finali completamente adronici. Il canale studiato, nonostante l'alto *branching ratio* (circa

47%), soffre di alta contaminazione proveniente da processi di fondo prodotti tramite interazioni forti. La firma migliore di questo canale va ricercata nel contenuto di quark pesanti, provenienti dal decadimento dell'Higgs (nonostante anche i bosoni vettori possano dare un loro contributo in tal senso), e dalla topologia multijet degli eventi. Mentre quest'ultima può essere messa in luce tramite opportune richieste calorimetriche, la prima caratteristica richiede l'implementazione di alcune forme di identificazione di quark b. I metodi di riconoscimento di jet provenienti da quark b sono essenzialmente due. Il primo consiste nell'identificazione dei leptoni poco energetici prodotti dai decadimenti $b \to lX$ e $c \to lX$. Un altro metodo è offerto dalla possibilità di ricostruire i vertici secondari di decadimento di quark pesanti. La prima procedura, basata su un algoritmo sviluppato e testato nel corso del Run I, è stato oggetto di uno studio di trigger recentemente concluso [33] e verrà descritto brevemente in questo lavoro. Piuttosto l'attenzione sarà volta allo studio della possibilità di ricostruzione di vertici secondari tramite l'identificazione di tracce il cui parametro d'impatto si allontana in modo significativo dal vertice nominale di interazione di $p\bar{p}$. Particolare peso sarà dato allo studio delle prestazioni di SVT, un sistema di trigger basato sul rivelatore di vertici a silicio di CDF, disegnato per l'identificazione online dei vertici secondari di decadimento.

Nel **Capitolo 1**, verranno descritti brevemente gli aspetti teorici legati al Bosone di Higgs come contemplato nel Modello Standard delle Particelle Elementari, ed un breve accenno alle sue estensioni. Verranno presentati i limiti attuali sulla sua massa, derivanti da stime teoriche e sperimentali. Brevemente saranno illustrati i metodi di produzione di tali particelle ai collider adronici ed i suoi principali canali di decadimento. Infine verranno discusse le possibilità di una sua scoperta nel contesto sperimentale di FERMILAB.

Nel **Capitolo 2**, verrà data una descrizione dell'apparato sperimentale dell'esperimento CDF con il quale si stanno prendendo i primi dati della nuova fase sperimentale, il Run II. Forniremo gli elementi necessari al confronto con l'apparato sperimentale che invece era in uso tra il 1992 ed il 1995, durante il Run I. Particolare attenzione, verrà posta nel **Capitolo 3**, alla descrizione del sistema di trigger, dei suoi apparati software ed hardware, di cui il rivelatore CDF-II si contorna.

Nei **Capitoli 4 e 5** verranno presentati gli studi di simulazione che sono stati eseguiti al fine di disegnare un trigger $ad-hoc$ per gli eventi caratterizzati dalla produzione del bosone di Higgs in associazione a bosoni vettori Z e $W^{\pm}$ e dal successivo decadimento completamente adronico in quattro jet. Sarà descritto brevemente quello che è stato il trigger utilizzato nel Run I per la raccolta di eventi a molti jet nello stato finale, al tempo disegnato su misura per gli eventi di produzione di $t\bar{t}$. Seguiranno la descrizione delle richieste calorimetriche studiate (capitolo 4), e la descrizione di quelli che sono i requisiti a livello di tracce (SVT) che un evento dovrà soddisfare al fine di essere registrato su disco (capitolo 5). Un breve accenno infine sarà dato ad un altro sistema di trigger complementare basato sul riconoscimento di leptoni a basso impulso trasverso prodotti nei decadimenti semileptonici di quark b e c.

La validazione degli studi condotti a livello di simulazione nel corso dei capitoli 4 e 5, sarà descritta nel **Capitolo 6**, dove verrà illustrato il lavoro condotto sui primi dati raccolti tra l'inizio di agosto 2001 e la fine di ottobre 2001.

Seguiranno nel **Capitolo 7** alcune brevi conclusioni e considerazioni riguardo le prospettive di ricerca che il canale multijet, relativo al processo di produzione associata dell'Higgs a bosoni vettori, può fornire.

Capitolo 1

Teoria e fenomenologia del Modello Standard

In questo capitolo sarà presentata una breve panoramica del Modello Standard con particolare attenzione alla problematica legata all'introduzione delle masse per i bosoni vettori ed i fermioni. Sarà presentato il formalismo teorico del meccanismo di Higgs, e breve cenno sarà dato alle alternative provenienti dalle estensioni minimali del Modello Standard. Seguirà una breve descrizione dei modi di produzione dell'Higgs in un collider adronico e delle sue principali modalità di decadimento, così come previste dal Modello Standard. Infine verrà data una panoramica generale sugli attuali risultati sperimentali riguardanti la ricerca dell'Higgs.

1.1 Introduzione al Modello Standard

La ricerca del Bosone di Higgs costituisce uno dei campi di ricerca più attivi in questi anni nell'ambito della fisica delle particelle elementari. In particolare molti sforzi di carattere tecnologico ed economico sono stati fatti per migliorare acceleratori già esistenti, quali il TEVATRON presso FERMILAB, e per la costruzione, ancora in corso, di LHC presso il CERN. Il particolare interesse suscitato da tale particella viene ad essere giustificato dalla grande importanza teorica che essa investe nella costruzione della teoria delle interazioni elettro-deboli e, più in generale, per tutta l'architettura del quadro teorico, attualmente confermato da tutte le osservazioni sperimentali, il *Modello Standard*.

Con la scoperta del quark top al TEVATRON [1], infatti, il Modello Standard(MS) sembra essere vicino ad una verifica sperimentale definitiva. Dieci anni di misure sulle osservabili elettrodeboli condotte a LEP, SLC, e al TEVATRON non sono stati sufficienti a trovare risultati tali da invalidare le predizioni di tale teoria. In alcuni casi i risultati teorici sono stati confermati con una precisione di una parte su mille o ancora migliore. Inoltre, la consistenza di tutti questi calcoli è evidenziata dall'accordo eccezionale esistente tra il valore della massa del quark top misurata direttamente ed i corrispondenti valori dedotti da test di precisione sulle osservabili elettrodeboli sensibili alle correzioni radiative con loop di top.

Sebbene fit elettrodeboli globali siano in grado di fornire una forte convalida a tutto quest'apparato teorico, non vi è ancora nessuna evidenza sperimentale del meccanismo soggiacente la dinamica responsabile della rottura di simmetria elettrodebole. La prova o meno dell'esistenza del bosone di Higgs, e la determinazione della sua massa, costituiscono la chiave di volta di questa situazione.

La massa del bosone di Higgs compare come uno dei parametri del MS e più in particolare, come vedremo nel corso del paragrafo successivo, come uno dei quattro parametri che intervengono nella costruzione della parte fermionica e bosonica del suo Lagrangiano.

1.2 Il bosone di Higgs nel Modello Standard

Il Modello Standard è una teoria di gauge costruita – per la parte che ci interessa qui più da vicino, quella elettro-debole – a partire dal gruppo compatto $SU(2)\times U(1)$ locale. Tale gruppo è caratterizzato dai suoi quattro generatori che nel nostro contesto andranno a fornire le rappresentazioni dei quattro bosoni di gauge che sperimentalmente sono il fotone γ, il $W^{\pm}$ e lo Z.
Se indichiamo con T^a i generatori associati ad $SU(2)$ e con Y quello del gruppo abeliano $U(1)$ si ha:

$$[T^a, T^b] = i\epsilon^{abc}T^c$$

$$[T^a, Y] = 0 \ .$$

È utile introdurre una rappresentazione di dimensione assegnata a tale gruppo di simmetria. Questo verrà automaticamente a fissare una classificazione, basata sui numeri quantici relativi, *Isospin* ed *Ipercarica*, delle particelle elementari. Scegliamo una rappresentazione di dimensione pari a due dove:

$$T^a = \frac{\sigma^a}{2} \quad Y = y\mathbb{1}$$

ed y è un numero arbitrario detto ipercarica della rappresentazione, e σ^a rappresentano le matrici di Pauli.

Ora mentre γ ha massa nulla, dall'altro lato, sperimentalmente si trova che i bosoni Z e $W^{\pm}$ hanno massa dell'ordine del centinaio di GeV/c^2. Tuttavia, i bosoni di gauge che emergono da questo schema vengono ad avere massa nulla. Per superare questo problema si introduce un meccanismo di rottura spontanea di simmetria, il *Meccanismo di Higgs*. Quest'ultimo è tale che data una determinata teoria di gauge con invarianza locale rispetto ad un certo gruppo G di simmetria e detto $H\subset G$ il gruppo di simmetria dello stato di vuoto, dette $dim(G) = N$ e $dim(H) = M$, avremo $N-M$ bosoni di Goldstone che saranno assorbiti da $N-M$ bosoni vettori che risulteranno essere massivi. Quindi a seguito di quanto appena detto, nel caso a cui siamo interessati, $dim(G) = 4$ ed $H = U(1)_{em}$, avremo tre bosoni vettoriali massivi che realizzeranno lo spettro di massa desiderato.

Infatti una volta introdotto un doppietto complesso di campi, il campo di Higgs, a quattro gradi di libertà, per effetto del meccanismo di Higgs tre di questi verranno spesi negli stati di polarizzazione longitudinali dei bosoni massivi.

Il quarto grado di libertà rimanente viene associato alla presenza di una particella scalare neutra che prende il nome di bosone di Higgs.

Il risultato di tutta questa struttura teorica è che a partire da una teoria con simmetria di gauge locale rispetto al gruppo $SU(2) \times U(1)$, dopo quello che viene denominato meccanismo di rottura spontanea di simmetria, rimarrà la sola simmetria residua $U(1)_{em}$, garante della conservazione della carica elettrica. Vedremo un po' più in dettaglio come emergono, nella costruzione dell'apparato teorico del Modello Standard, le masse dei bosoni vettori mediatori, la massa dell'Higgs e le sue interazioni con i fermioni.

1.2.1 Introduzione del settore scalare

Lo spettro massivo della teoria può essere messo in luce tramite l'introduzione, come accennato nel paragrafo precedente, di un doppietto $\Phi = \binom{\phi^+}{\phi^0}$ di campi complessi; ϕ^0 e ϕ^+ costituiscono le componenti rispettivamente neutra e carica del campo di Higgs. Φ trasforma secondo la rappresentazione di dimensione due di $SU(2)$:

$$\Phi(x)' = (e^{-i\alpha_a(x)\frac{\sigma^a}{2} - i\beta(x)\frac{1}{2}y})\Phi(x) \tag{1.1}$$

al doppietto viene associato il valore di $y = \frac{1}{2}$. In questo modo la prima componente viene ad essere la componente carica come descritto dall'eq. 1.4. Se supponiamo che il minimo del potenziale scalare,

$$V(\phi^\dagger\phi) = \mu^2(\phi^\dagger\phi) + \lambda(\phi^\dagger\phi)^2, \tag{1.2}$$

al fine di ottenere una rottura spontanea di simmetria, sia realizzato per $<\phi^\dagger\phi>= -\frac{\mu^2}{2\lambda}$, possiamo scegliere di parametrizzare, tramite trasformazioni sui campi, Φ come

$$\Phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{h(x)+v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \tag{1.3}$$

dove $\frac{v^2}{2} = -\frac{\mu^2}{2\lambda}$. Tale scelta comporta valori di aspettazione pari a zero per tutti i quattro campi reali appartenenti al doppietto. In questo contesto il parametro $v \sim 246\ GeV$ fissa la scala di rottura della simmetria elettro-debole, che presuppone come gruppo di invarianza residuo (il gruppo di invarianza dello stato di vuoto) quello dato dalla particolare combinazione dei generatori di $SU(2) \times U(1)$ seguente:

$$Q = T^3 + Y. \tag{1.4}$$

Una trasformazione tale da mantenere la simmetria residua si ottiene imponendo nell'eq. 1.1 che $\alpha^1(x) = \alpha^2(x) = 0$ e $\alpha^3(x) = \beta(x)$. Il gruppo di invarianza residuo viene così ad essere identificato con $U(1)_{em}$.

Dopo tali premesse la Lagrangiana del settore bosonico del Modello Standard può essere scritta come segue:

$$
\begin{aligned}
\mathcal{L}_B = & - \frac{1}{4} W_{a\mu\nu} W_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \\
& + \frac{1}{2} \partial_\mu h \partial^\mu h + \frac{1}{2} \frac{(h(x)+v)^2}{4} (g^2 + g'^2) Z_\mu Z^\mu \\
& + \frac{(h(x)+v)^2}{4} g^2 W_\mu^+ W^{-\mu}
\end{aligned} \tag{1.5}
$$

dove abbiamo che

$$W_\mu^\pm = \frac{W_{1\mu} \mp i W_{2\mu}}{\sqrt{2}} \tag{1.6}$$

$$Z_\mu = cos\theta W_{3\mu} - sin\theta B_\mu \tag{1.7}$$

$$A_\mu = sin\theta W_{3\mu} + cos\theta B_\mu \tag{1.8}$$

I campi $W_{i\mu}$ e B_μ compaiono nelle espressioni precedenti vengono ad essere interpretati come i campi di gauge associati rispettivamente ad $SU(2)$ e $U(1)$, mentre θ viene detto *angolo di Weinberg*.

Lo spettro di massa implicato da questa parametrizzazione si ottiene considerando i termini quadratici nei campi dell'eq. 1.5 e del potenziale scalare eq. 1.2.

$$
\begin{aligned}
M_{W_\mu^\pm} &= \frac{gv}{2} \\
M_{Z_\mu} &= \frac{\sqrt{g^2 + g'^2} v}{2} \\
M_{A_\mu} &= 0 \\
M_{higgs} &= \sqrt{2\lambda} v.
\end{aligned} \tag{1.9}
$$

Bosoni di Gauge	Spin	Q	Massa (GeV/c^2)
γ	1	0	0
$W^\pm$	1	±1	80.419 ± 0.056 [13]
Z^0	1	0	91.188 ± 0.002 [13]

Tabella 1.1: *I bosoni vettori nel settore elettrodebole del Modello Standard.*

Già a questo punto appare che i parametri del modello sono: g, g', le costanti di interazione caratterizzanti i due gruppi di simmetria $SU(2)$ ed $U(1)$, i parametri μ^2 e λ che descrivono il potenziale scalare (eq. 1.2); la costante di interazione del gruppo residuo $U(1)_{em}$ può essere espressa tramite la seguente combinazione:

$$e = \frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}. \tag{1.10}$$

Una volta stabilita la rappresentazione adeguata per il doppietto di Higgs vediamo come si possano inserire le rappresentazioni dei fermioni del Modello Standard.

1.2.2 La parte fermionica

Nel Modello Standard delle particelle elementari l'introduzione del gruppo di simmetria $SU(2) \times U(1)$ in luogo del gruppo $U(1)_{em}$ su cui si fonda la QED ha permesso una trattazione unificata delle interazioni elettro-magnetica e debole. In questa teoria i fermioni elementari sono divisi in due classi, quark e leptoni, organizzati in tre famiglie di doppietti e caratterizzati dai numeri quantici associati ai generatori del gruppo di simmetria: l'isospin debole, T, e l'ipercarica, $Y = 2(Q - T_L^3)$. In Tab. 1.2 sono riassunte le proprietà delle particelle fermioniche descritte nel Modello Standard secondo tale classificazione. I fermioni levogiri risultano essere doppietti di isospin debole ($T = 1/2$), mentre i fermioni destrogiri sono singoletti ($T = 0$). Le interazioni tra queste particelle sono mediate dal tripletto di campi di gauge visto nel paragrafo precedente. In particolare, solo le componenti *left* dei fermioni andranno ad interagire con i campi di gauge carichi avendo le altre autovalori di isospin nulli.

Famiglia	1	2	3	Y	T^3	Q
Leptoni	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$	$-1/2$ $-1/2$	$1/2$ $-1/2$	0 -1
	e_R	μ_R	τ_R	-1	0	-1
Quark	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$	$1/6$ $1/6$	$1/2$ $-1/2$	$+2/3$ $-1/3$
	u_R d_R	c_R d_R	t_R b_R	$+2/3$ $-1/3$	0 0	$+2/3$ $-1/3$

Tabella 1.2: *Organizzazione e caratteristiche dei fermioni nel Modello Standard.*

Possiamo quindi già aggiungere i termini di interazione scrivendo come segue la parte del lagrangiano inerente alla parte fermionica del MS:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_F = \quad & K + M \\ - \quad & eA_\mu J^\mu_{em} - \sqrt{g^2 + g'^2} Z_\mu (J^\mu_{3L} - sin^2\theta J^\mu_{em}) \\ - \quad & \frac{g}{\sqrt{2}} (W^+_\mu J^{-\mu} + W^-_\mu J^{+\mu}) \end{aligned} \tag{1.11}$$

dove K rappresenta i termini cinetici del tipo $(\bar{\psi}\gamma_\mu \partial^\mu \psi)$, M i termini di massa e le correnti J, espresse per la prima famiglia, assumono la forma:

$$
\begin{aligned}
J^{\mu}_{em} &= -\bar{e}\gamma^{\mu}e + \frac{2}{3}\bar{u}\gamma^{\mu}u - \frac{1}{3}\bar{d}\gamma^{\mu}d \\
J^{\mu}_{3L} &= (\bar{\nu}_L, \bar{e}_L)\gamma^{\mu}\frac{\sigma^3}{2}\begin{pmatrix}\nu_L \\ e_L\end{pmatrix} + (\bar{u}_L, \bar{d}_L)\gamma^{\mu}\frac{\sigma^3}{2}\begin{pmatrix}u_L \\ d_L\end{pmatrix} \\
J^{+\mu} &= \bar{e_L}\gamma^{\mu}\nu_L + \bar{d}_L\gamma^{\mu}u_L \\
J^{-\mu} &= \bar{\nu_L}\gamma^{\mu}e_L + \bar{u_L}\gamma^{\mu}d_L.
\end{aligned} \tag{1.12}
$$

I termini di massa non possono essere introdotti direttamente pena la perdita di invarianza di gauge della teoria. Considereremo ora la questione più da vicino.

1.2.3 Termini di massa ed interazioni di Yukawa

Rispetto alla simmetria $SU(2)\times U(1)$, non abbiamo ancora introdotto nella Lagrangiana gli ultimi termini invarianti. Con la solita parametrizzazione del doppietto di Higgs, eq. 1.3, possiamo aggiungere alla Lagrangiana del Modello Standard il seguente termine per la prima famiglia:

$$
\mathcal{L}_Y = -y_e\frac{1}{\sqrt{2}}(h+v)\bar{e}_R e_L - y_u\frac{1}{\sqrt{2}}(h+v)\bar{d}_R d_L - y_u\frac{1}{\sqrt{2}}(h+v)\bar{u}_R u_L + h.c. \tag{1.13}
$$

Quest'ultimo, detto *Lagrangiano di Yukawa*, contiene in sè i termini di massa che prima non riuscivamo ad introdurre:

$$
m_f = y_f\frac{v}{\sqrt{2}} \tag{1.14}
$$

non solo, ma in aggiunta a questi compaiono anche i termini di accoppiamento con il campo scalare di Higgs, la cui costante di interazione è data dalla seguente:

$$
hf\bar{f} \sim \frac{m_f}{v} \tag{1.15}
$$

La generalizzazione di questo termine alle rimanenti famiglie di leptoni comporta l'introduzione della matrice di mescolamento di Cabibbo, Kobayashi, Maskawa, V_{CKM}, che prevede la possibilità di cambiamento di sapore dei quark nell'ambito delle interazioni di corrente carica.

Nel complesso possiamo infine scrivere la Lagrangiana del Modello Standard come somma di tre termini come segue:

$$
\mathcal{L} = \mathcal{L}_B + \mathcal{L}_F + \mathcal{L}_Y. \tag{1.16}
$$

Come già anticipato la parte bosonica prevede l'esistenza di quattro quantità lasciate libere[1]: le costanti di interazione, e quelle caratterizzanti il potenziale scalare. La parte di Lagrangiano di Yukawa prevede, oltre alle masse dei nove fermioni carichi, anche quattro parametri per la caratterizzazione degli elementi della matrice unitaria

[1] Ovvero non previste dalla teoria.

di mescolamento. Altri due parametri emergono dalla parte riguardante le interazioni forti: α_s e θ_{vac}. Il Modello standard delle interazioni elettro-deboli prevede quindi l'esistenza di diciannove parametri non determinati dalla teoria. È questo fatto che ha spinto molti all'insoddisfazione per questa struttura teorica ed alla ricerca di vie alternative in grado di spiegare l'ampio ventaglio di risultati sperimentali della fisica dell alte energie. Alcune di queste, come l'estensione Supersimmetrica Minimale (MSSM) o il Technicolor, saranno brevemente accennate nei prossimi paragrafi..

1.3 Limiti alla massa del bosone di Higgs

Sebbene la massa del bosone di Higgs M_H non venga predetta dal Modello Standard, possono essere derivati dei limiti da considerazioni teoriche ed osservazioni sperimentali. In particolare,

• la richiesta di unitarietà nello scattering ad alta energia di bosoni massivi debolmente interagenti porta ad un limite superiore di circa 1 TeV su M_H.

• Altri limiti possono essere posti da ipotesi sulla scala di energia di soglia Λ oltre la quale gli accoppiamenti crescerebbero troppo e nuovi fenomeni dovrebbero manifestarsi. I diagrammi che contribuiscono a tale evoluzione sono riportati in Fig. 1.2. La chiave di questi limiti è l'evoluzione con l'energia della costante di autoaccoppiamento quadratico λ del campo di Higgs, Fig. 1.1.

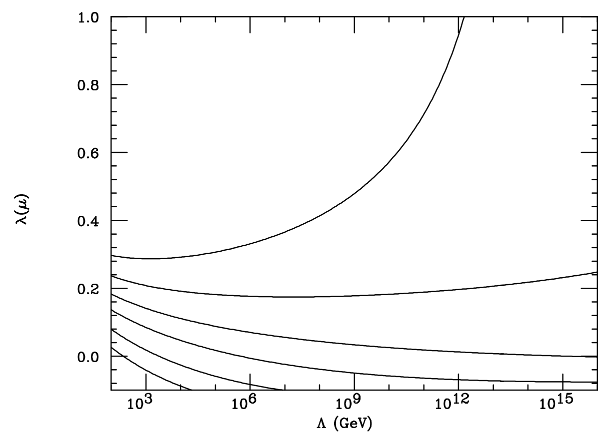


Figura 1.1: *Crescita della costante di accoppiamento al variare del soglia della teoria. L'andamento di $\lambda(\mu)$, dove μ è la scala di rinormalizzazione, è mostrato per diversi valori della massa dell'Higgs, precisamente per M_H = 60, 100, 130, 150 190 GeV/c^2.*

I grafici con loop di bosoni di Higgs portano ad una crescita indefinita dell'accoppiamento. La condizione $\lambda(\Lambda) < \infty$ porge

$$M_H^2 \leq \frac{8\pi^2 v^2}{3log\frac{\Lambda^2}{v^2}}. \tag{1.17}$$

Il massimo valore di M_H per la minima soglia $\Lambda \sim 1\ TeV$ è dato da $\sim 700\ GeV/c^2$. Invece per soglie dell'ordine dell'energia di Planck (circa 10^{19} GeV, oltre la quale gli effetti della gravità non sono più trascurabili), il limite superiore su M_H scende a $\sim 190\ GeV/c^2$.

• Un limite inferiore sulla massa del bosone di Higgs può essere invece derivato dalla richiesta di stabilità del vuoto. I contributi dei loop del quark top all'autointerazione del campo ϕ al crescere dell'energia spingono la costante di accoppiamento λ

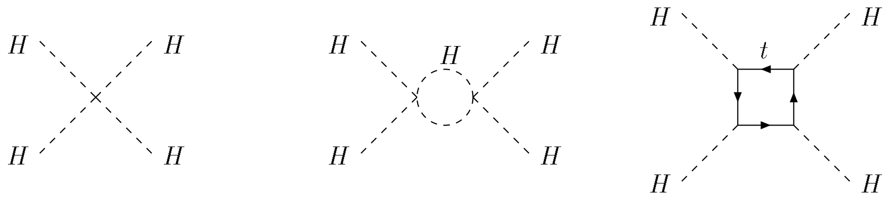


Figura 1.2: *Diagrammi che contribuiscono all'evoluzione della costante di autointerazione λ dell'Higgs*

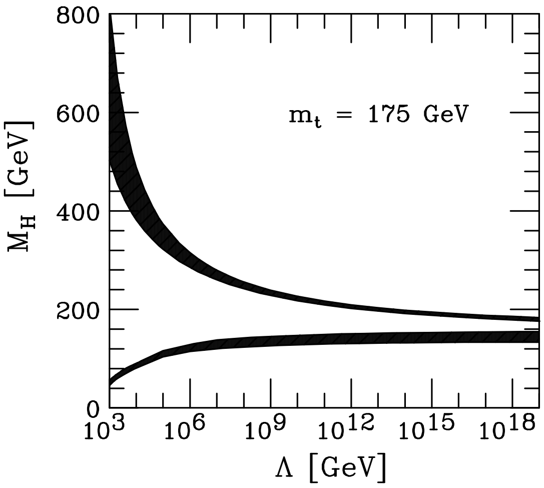


Figura 1.3: *Limiti teorici alla massa del bosone di Higgs M_H per* MS.

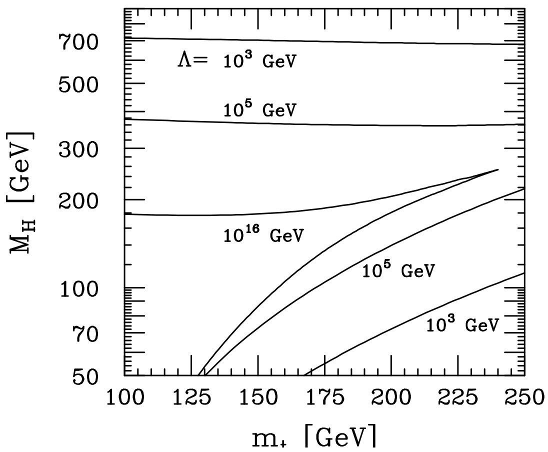


Figura 1.4: *Limiti alla massa dell'Higgs in funzione della massa del quark top e della scala di energia Λ.*

verso valori negativi, per i quali il potenziale di autointerazione (eq. 1.2) diverrebbe negativo, rendendo lo stato di vuoto un punto di equilibrio non più stabile. Per evitare che ciò accada, il bosone di Higgs deve avere una massa superiore ad minimo fissato dal valore del *cut-off*, Λ. Nella Tab. 1.3 vengono riassunti i limiti teorici per due specifici valori di Λ, mentre in Fig. 1.4 vengono illustrati i valori permessi dai precedenti requisiti per la coppia di valori (M_{top}, M_H) in funzione del valore di Λ: il limite superiore è quel valore della massa alla quale l'Higgs diviene fortemente interagente, mentre quello inferiore viene determinato tramite la richiesta di stabilità dello stato di vuoto. Si noti che affinché il Modello Standard sia valido fino alla scala delle teorie di grande unificazione (GUT), la massa dell'Higgs deve essere confinata tra i 130 ed i 190 GeV/c^2. Un valore di M_H al di fuori di questo range richiederebbe nuova fisica sotto la scala delle GUT.

D'altro canto, anche alcune considerazioni sui risultati sperimentali direttamente o indirettamente legati alle proprietà del bosone di Higgs possono fornire alcune indicazioni, infatti

• la ricerca diretta dell'Higgs al collider leptonico LEP del CERN ha portato all'osservazione di un eccesso di dati, a 3σ di significanza, sopra il fondo predetto dal MS, soprattutto dovute all'analisi condotta dall'esperimento ALEPH. L'interpolazio-

Λ	M_H
$1\ TeV$	$55\ GeV/c^2\ <\ M_H\ <\ 700\ GeV/c^2$
$10^{19}\ GeV$	$130\ GeV/c^2\ <\ M_H\ <\ 190\ GeV/c^2$

Tabella 1.3: *Limiti teorici alla massa del bosone di Higgs M_H per due valori specifici dell'energia di soglia Λ.*

ne dei dati sperimentali fornisce $m_H = 115.6\ GeV/c^2$, con una probabilità del 3.5% di compatibilità con una fluttuazione statistica del fondo di SM. Alla luce di questi fatti può essere posto un limite inferiore pari a $m_H > 114.1\ GeV/c^2$ al 95% di livello di confidenza. Gli altri esperimenti di LEP devono tuttavia ancora rilasciare le loro considerazioni finali a riguardo [2].

• Un'evidenza indiretta per il bosone di Higgs può infine essere ricavata dalle misure ad alta precisione di osservabili elettrodeboli, Fig. 1.8. Infatti, il fatto che il Modello Standard sia rinormalizzabile solo introducendo i contributi del quark top e del bosone di Higgs alle correzioni radiative, indica che gli osservabili elettrodeboli sono sensibili alle masse di queste particelle. In particolare, si sono ricavate stime e limiti attraverso dei *fit* globali elettrodeboli approdando ad un limite superiore [12] pari a:

$$m_H \leq 188\ GeV/c^2\ \ at\ \ 95\%\ \ C.L.$$

Sebbene la sensibilità alla massa dell'Higgs sia solo logaritmica nei contributi contenenti loop di Higgs alle varie osservabili elettrodeboli, si noti come le previsioni del Modello Standard siano compatibili con queste stime.

1.4 Oltre il Modello Standard

Nonostante i molti successi, culminati con la scoperta dei bosoni $W^\pm$ e Z^0 ([5],[6],[7]), nonchè del quark top [1], e nonostante non vi siano discrepanze significative rilevate rispetto alle sue predizioni teoriche, il Modello Standard non può essere considerato come una teoria ultima e finale delle particelle elementari.

Recenti evidenze sperimentali per la massa dei neutrini, dell'ordine di $10^{-2}\ eV$, non possono essere direttamente conglobate nel contesto del Modello Standard. Unitamente a questo, occorre ricordare che le interazioni gravitazionali, completamente trascurate nella costruzione di questo modello teorico, diventano via via più importanti man mano che la scala di energia, alla quale si considerano gli esperimenti, aumenta.

Appare quindi chiara la necessità di presupporre l'esistenza di un qualche tipo di soglia, sotto la quale la teoria sia in grado di fornire una descrizione estremamente buona di tutti i fenomeni osservabili ma cessi di valere al di fuori di questo limite. La domanda inerente a quale sia questa scala di energia oltre la quale dovremmo avere nuova fisica, ammette due possibili risposte a seconda di altrettanti scenari[8][9] contemplabili a riguardo:

- $\Lambda \sim \Lambda_{Planck} \sim 10^{19}\ GeV$, come suggerito dal comportamento asintotico delle costanti di accoppiamento di MS, proiettato verso l'unificazione elettrodebole-forte ad una scala pari a $M_{GUT} \sim 10^{14} \div 10^{16}\ GeV$;
- $\Lambda \sim \Lambda_{Fermi} \sim 250\ GeV$, come suggerito dall'assunzione di nuova fisica soggiacente alla rottura spontanea di simmetria elettrodebole.

Una grossa critica al primo scenario proviene dal problema della *gerarchia*, legato alla non naturalezza della massa dell'Higgs: sebbene, infatti, per esigenze di consistenza interna della teoria, MS richieda che $55\ GeV/c^2 \leq M_H \leq 700\ GeV/c^2$, contributi divergenti ad M_H sono previsti dal MS. Non è ancora stato trovato un modo consistente di superare questo problema, per questo motivo esponiamo di seguito due possibili alternative all'interno del secondo scenario.

1.4.1 Technicolor

La prima di queste [10] indaga la possibilità di sostituire al meccanismo di Higgs attraverso una rottura dinamica della simmetria elettrodebole, ispirato dalla rottura di simmetria chirale indotta da condensati di quark nell'ambito della QCD. I modelli basati su questa idea sono conosciuti come *technicolor*, e richiedono l'introduzione di una nuova generazione di fermioni sottostanti ad un nuovo tipo di interazione forte ad una scala maggiore a Λ_{Fermi}. Ad ogni modo la capacità predittiva di questi modelli è ancora fortemente limitata.

1.4.2 SUSY

Un'altra soluzione al problema della naturalezza è quella di inglobare il Modello Standard all'interno di una teoria caratterizzata dalla rottura di una *supersimmetria* [10]. In questo caso il problema della gerarchia viene risolto attraverso una simmetria in grado di connettere fermioni e bosoni, in grado di stabilire una connessione tra gli accoppiamenti bosonici e fermionici i quali davano contributi divergenti alla massa dell'Higgs nel caso del MS. L'estensione supersimmetrica minima del Modello Standard, l'MSSM, è quella in cui una supersimmetria globale associata ad un unico generatore fermionico (supersimmetria con $N = 1$), è esplicitamente rotta. Una sorta di meccanismo di Higgs supersimmetrico è introdotto anche in questo caso, ma diversamente da MS nel MSSM sono richiesti, per introdurre le masse dei fermioni e per evitare anomalie, due doppietti di Higgs. Con la rottura spontanea della simmetria $SU(2) \times U(1)$ degli otto gradi di libertà caratterizzanti i due doppietti, tre vengono assorbiti dagli stati longitudinali dei bosoni di gauge $W^{\pm}$ e Z, mentre i rimanenti vengono a costituire gli stati fisici della teoria.

$$H^{\pm} \quad h^0 \quad H^0 \quad A^0$$

dove h^0, H^0 sono pari rispetto a trasformazioni di CP mentre A^0 è dispari. Le predizioni sulle masse di questi bosoni di Higgs sono tali da soddisfare le seguenti relazioni:

$$
\begin{aligned}
&m_{H^\pm} = m_W + m_A \\
&m_h \leq m_Z \\
&m_A \leq m_H
\end{aligned} \tag{1.18}
$$

La massa del più leggero di questi bosoni ha un limite superiore pari alla massa dello Z ed essendo h^0 non ancora stato scoperto, se le previsioni a livello albero delle eq. 1.18 dovessero essere confermate dalle correzioni radiative a livelli superiori, tale sistema teorico dovrebbe essere necessariamente scartato. Tuttavia, sono proprio le correzioni agli ordini superiori a rendere possibile l'innalzamento del limite superiore per la massa di h^0 fino a 130 GeV/c^2.

Possiamo quindi concludere che per quanto concerne la ricerca del bosone h^0 previsto da MSSM, essa è equivalente alla ricerca del H^0 previsto dal MS. La massa di quest'ultimo, se osservata, potrebbe costituire una chiave per riuscire a carpire qualche conoscenza sulla scala di energia alla quale il Modello Standard dovrebbe cessare di essere valido. Vi sono principalmente tre intervalli di massa interessanti riguardanti il più leggero dei bosoni previsti:

(1.) $110 \div 130\ GeV/c^2$

(2.) $130 \div 190\ GeV/c^2$

(3.) $190 \div 215\ GeV/c^2$

Gli intervalli 1 e 3 sono accessibili solo se $\Lambda \leq \Lambda_{Planck}$ [12]; in tale caso lo scenario concernente la presenza di nuova fisica soggiacente la rottura spontanea di simmetria sarebbe il più favorito. Il limite superiore posto per h^0 del MSSM sembra favorire il primo intervallo.

Dall'altro canto, il secondo intervallo non rende possibile nessun tipo di conclusione su Λ, tuttavia fa ipotizzare che $\Lambda \sim \Lambda_{Planck}$ non sia da escludere a priori (cfr. Fig. 1.3).

1.5 Larghezza totale e modi di decadimento del bosone di Higgs

Il profilo del bosone di Higgs, nel contesto del MS, viene ad essere completamente determinato dal valore della sua massa. In particolare, fissate le forze degli accoppiamenti della particella di Higgs con i fermioni ed i bosoni vettori tramite l'eq. 1.15, questo parametro permette di calcolare la larghezza totale di decadimento Γ_H ed i branching ratio β per i canali di decadimento specifici (Fig. 1.5 e Fig. 1.6).

Nella regione a bassa massa ($M_H < 130\ GeV/c^2$), il bosone di Higgs decade principalmente in coppie $b\bar{b}$ ($\beta_{b\bar{b}} = 0.9$). Altri modi di decadimento significativi per questi valori di massa sono quelli in coppie $c\bar{c}$ e $\tau^+\tau^-$, con frazioni di decadimento vicine al 5%. Attorno ai 120 GeV/c^2 comincia ad essere altrettanto rilevante anche

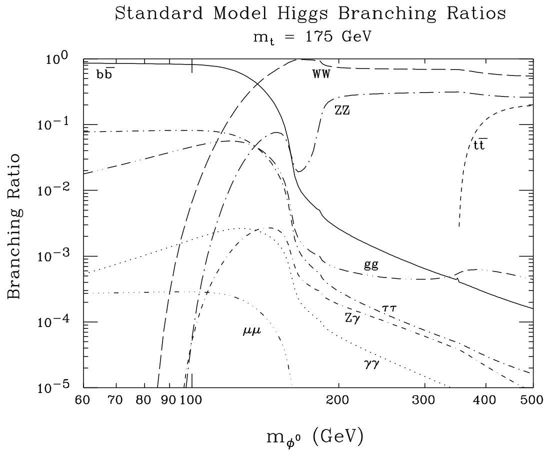


Figura 1.5: *Branching ratio dei modi di decadimento dominanti del bosone di Higgs in funzione della sua massa.*

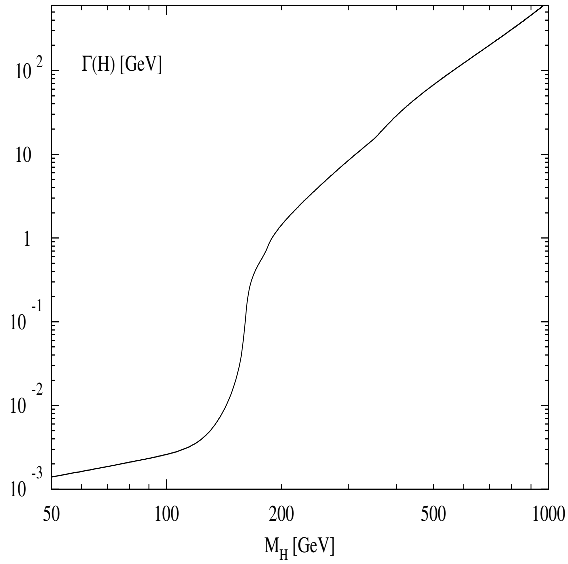


Figura 1.6: *Larghezza totale del bosone di Higgs al variare della sua massa.*

il decadimento in gluoni mediato da loop di top. Infine, il bosone di Higgs può decadere nello 0.1% dei casi in coppie $\gamma\gamma$ e $Z\gamma$ attraverso loop di bosoni W e top.

Per masse dell'Higgs superiori a 130 GeV/c^2 si aprono i canali di decadimento in coppie di bosoni WW e ZZ, uno dei quali essendo virtuale sotto soglia. Oltre i 180 GeV/c^2 ($\sim 2M_Z$) il bosone di Higgs decade quasi esclusivamente in questi modi, con branching ratio di 2/3 per WW ed 1/3 per ZZ. L'apertura del canale $t\bar{t}$ (a 350 GeV/c^2), non cambia significativamente questa situazione.

La larghezza totale di decadimento del bosone di Higgs rimane molto piccola ($\Gamma_H < 10\ MeV$) fino a $M_H < 130\ GeV/c^2$, ma cresce rapidamente dopo l'apertura dei canali di decadimento in coppie di bosoni vettori, raggiungendo 1 GeV per $M_H = 180\ GeV/c^2$.

1.6 Metodi di produzione del bosone di Higgs ai collider adronici

Ai collider adronici la produzione del bosone di Higgs può avvenire attraverso i diversi processi schematizzati in Fig. 1.7:

(a) produzione diretta per fusione di gluoni: $gg \to H$;

(b) fusione di bosoni vettori: $q\bar{q} \to q\bar{q}VV \to q\bar{q}H$;

(c) produzione associata con bosoni vettori: $q\bar{q} \to V + H$.

La fusione di gluoni gioca un ruolo predominante su tutta la finestra di massa prevista dal Modello Standard; le correzioni radiative al processo di base previste dalla QCD contribuiscono alla produzione per più del 40%, portando la sezione d'urto a

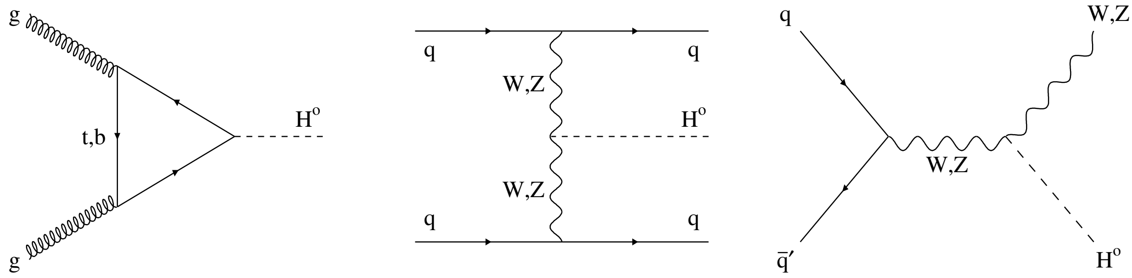


Figura 1.7: *Meccanismi di produzione del bosone di Higgs ai collider adronici. In sequenza i meccanismi (a), (b) e (c)*

spaziare tra le decine di *pb* per Higgs leggeri e i pochi *pb* nelle regioni a grande massa, all'energia del TEVATRON. Come illustrato dalla Fig. 1.9, la fusione di bosoni vettori, invece, investe un'importanza crescente verso le grandi masse. D'altra parte, la sezione d'urto del processo $W/Z + H$, pur mantenendosi ad un ordine di grandezza inferiore alla produzione diretta per fusione di gluoni, presenta lo stesso andamento di quest'ultima in funzione della massa dell'Higgs (Fig. 1.9). Ad ogni modo, l'importanza di un processo di produzione dell'Higgs va pesata secondo le possibilità di discriminazione rispetto al fondo che esso offre. In particolare al TEVATRON, le maggiori possibilità in questo senso vengono fornite dalla produzione associata caratterizzata dalla possibilità di reiezione del fondo tramite la ricostruzione dei bosoni vettori a cui l'Higgs è stato associato. Allo stesso modo, la fusione di bosoni vettori può fornire solidi appigli per l'isolamento del segnale, non appena si abbiano a disposizione metodi di riconoscimento di jet ad alta rapidità prodotti in associazione all'Higgs (Fig. 1.7b).

1.7 Prospettive di ricerca del bosone di Higgs al collider Tevatron

La ricerca del bosone di Higgs rappresenta un punto chiave nella comprensione del meccanismo di rottura della simmetria elettrodebole. Al collider LEP il processo di produzione associata $e^+e^- \to ZH$ è stato ricercato a partire dal 1999 ad una energia fino a $\sqrt{s} \sim 209\ GeV$, ed ha permesso, come già accennato precedentemente, di stabilire un limite inferiore alla massa dell'Higgs a 114.1 GeV/c^2 [2].

Regioni di massa più elevata saranno invece esplorate dal Large Hadron Collider LHC del CERN in presa dati dal 2007 con $\sqrt{s} = 14\ TeV$. Il processo $gg \to H$ sarà coperto nella finestra $M_H \approx$ 130-700 GeV/c^2. La regione $M_H \approx$ 80-130 GeV/c^2 rimarrà invece di difficile osservazione a LHC, soprattutto visto che il decadimento del bosone di Higgs in coppie $b\bar{b}$, dominante a quelle masse, sarà difficilmente isolabile dal fondo di processi a molti jet largamente presente.

Il collider più indicato a cercare evidenze sperimentali per una particella di Higgs con massa compresa nell'intervallo 80-130 GeV/c^2 è tuttavia, Fig. 1.8, il TEVATRON di FERMILAB, in presa dati a partire dall'inizio del 2001.

L'energia a sua disposizione permette infatti l'esplorazione nella regione sopra citata ed i rivelatori di cui è dotato sono stati appositamente progettati per operare selezioni, fra l'altro, sui decadimenti in quark b. LHC, non avendo la possibilità di operare selezioni sui singoli oggetti, dovrà puntare per questo intervallo di massa sul decadimento dell'Higgs in $\gamma\gamma$.

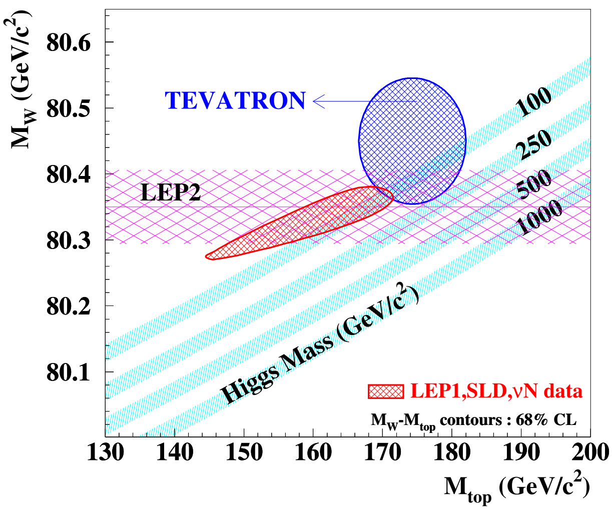


Figura 1.8: *Limiti alla massa dell'Higgs tramite fit elettrodeboli sulle misure delle masse di top e W. Regioni accessibili ai vari esperimenti.*

Come già accennato nel Par. 1.6, i meccanismi principali di produzione dell'Higgs in collisioni $p\bar{p}$, quali quelle studiate al TEVATRON, sono la fusione di gluoni e la produzione associata con bosoni vettori. Sebbene la sezione d'urto del primo processo sia dell'ordine del *pb* in tutta la regione di interesse, la presenza di un enorme fondo di processi concorrenti rende questo canale di difficile esplorazione. La ricerca del bosone di Higgs in questo canale richiede pertanto un attento studio dei decadimenti in quark b e della misura delle masse dei bosoni vettori.

La produzione associata presenta al TEVATRON una sezione d'urto circa tre volte inferiore rispetto la produzione diretta, come mostrato in Fig. 1.9. La presenza di un bosone vettore nello stato finale consente però la selezione di speciali topologie in grado di distinguere questo processo dal fondo. Studi su questo canale sono già stati condotti nel corso di precedenti periodi di presa dati. Le ricerche hanno riguardato sia i processi in cui i bosoni vettori decadono in leptoni che quelli dove si verificano decadimenti in quark[14].

Non si è trovata evidenza per la produzione del bosone di Higgs e si sono posti dei limiti superiori alla sezione d'urto in funzione della massa dell'Higgs come illustrato dal risultato dell'analisi di CDF di Fig. 1.10.

Il limite di produzione sulla sezione d'urto, utilizzando i 106 ± 4 pb^{-1} del Run I, è risultato pari a circa 8 *pb*.

Le segnature più promettenti per l'osservazione della produzione dell'Higgs sono illustrate qui di seguito:

• $q\bar{q} \rightarrow V^* \rightarrow VH_{SM}(V = W^{\pm}$ *o* $Z)$: questo è il canale privilegiato per lo studio dell'Higgs. Esso consiste nell'annichilazione di una coppia $q\bar{q}$ in un V^* virtuale, prodotto *off mass shell*, il quale poi torna entro la sua finestra di massa tramite l'emissione di un bosone di Higgs. La sezione d'urto di produzione dell'Higgs tramite questo meccanismo per $q\bar{q} \rightarrow VH_{SM}$ raggiunge valori pari a $0.3 \div 0.02$ *pb* per $100 < M_H < 200$ GeV/c^2. Il corrispondente processo per la produzione associata di $H + Z$ ha una sezione d'urto di circa due volte inferiore. Introducendo le correzioni ad ordini superiori, le sezioni d'urto aumentano di circa il 30%, mentre gli errori teorici sono stimati attorno al 15%. La rivelazione dell'Higgs in questo canale sarà possibile a

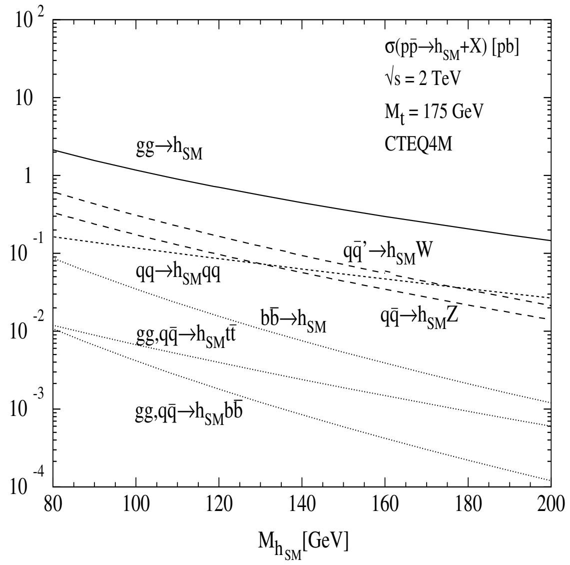


Figura 1.9: *Sezione d'urto di produzione dell'Higgs, nel* MS *a* TEVATRON *in pb.*

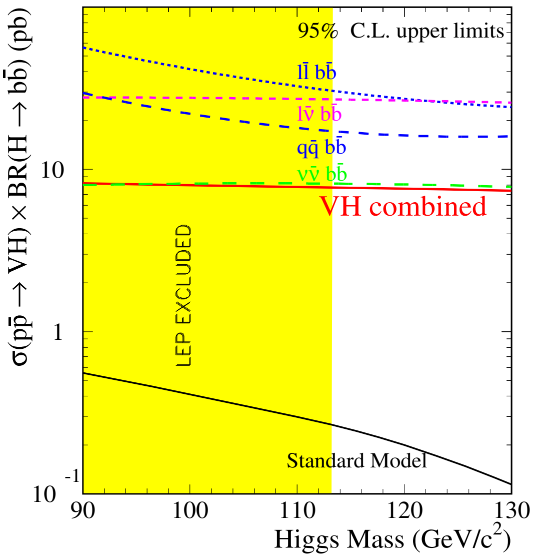


Figura 1.10: *Risultati dell'analisi di* CDF *con i dati del Run I.*

patto di riuscire ad isolare il segnale dal fondo di $Vb\bar{b}$. La struttura cinematica degli eventi di segnale è tuttavia diversa da quella competente agli eventi di fondo; si può quindi affermare che applicando tagli cinematici *ad−hoc*, un segnale statisticamente interessante potrebbe essere isolato con una luminosità raccolta di circa $20 \div 30\ fb^{-1}$ per esperimento (Fig. 7.10).

Le segnature della produzione dell'Higgs si differenziano a seconda dei modi di decadimento del bosone vettore associato. Come già sappiamo, il modo di decadimento più probabile per $M_H \leq 135\ GeV/c^2$ è quello in una coppia $b\bar{b}$. In questo caso i decadimenti leptonici dei bosoni vettori, inclusi quelli con energia trasversa mancante dovuti a $Z \to \nu\bar{\nu}$, possono essere utilizzati a livello di trigger, e saranno in grado di ridurre notevolmente lo spettro del fondo.

La rivelazione dell'Higgs nel canale completamente adronico, quale quello oggetto di questa tesi, statisticamente più favorito, è affetta da grossi problemi di reiezione del fondo, ma si pensa che tramite metodi di identificazione di quark b e selezioni cinematiche si possa ad ogni modo riuscire ad estrarre un segnale. Per $M_H \geq 135\ GeV/c^2$ il decadimento dell'Higgs in una coppia di W diventa predominante, in questo caso lo stato finale consiste in tre bosoni vettori e la segnatura con due leptoni diventa la caratteristica primaria di un'avvenuta produzione dell'Higgs.

- $gg \to H_{SM}$: la fusione di due gluoni avviene principalmente tramite un loop di top quark. La sezione d'urto di questo processo di produzione è pari a $1.0 \div 0.1\ pb$ in corrispondenza all'intervallo $100\ GeV/c^2 \leq M_H \leq 200\ GeV/c^2$. La segnatura $gg \to H_{SM} \to b\bar{b}$ non è promettente al TEVATRON dato l'enorme fondo dato da processi di produzione di quark pesanti tramite interazioni forti. Il processo $gg \to H_{SM} \to \tau^+\tau^-$ d'altra parte, non è mai stato studiato, e si ipotizza che esso richieda delle risoluzioni per quanto riguarda le misure di energia trasversa mancante ben oltre le capacità di CDF e D0 assieme. Se la massa del bosone di Higgs dovesse essere eccedente i

135 GeV/c^2 tuttavia il canale di decadimento con due bosoni vettori diventerebbe quello dominante e potrebbe essere in grado di fornire un potenziale modo per la scoperta a TEVATRON. In questo caso sarebbe proprio la forte correlazione angolare dei leptoni provenienti dai decadimenti dei bosoni vettori a costituire la chiave del successo.

• $V^*V^* \rightarrow H_{SM}$: (notazione abbreviata per $q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}H_{SM}$). In questo processo sia il quark che l'antiquark dello stato iniziale irradiano un bosone vettore. I due alla fine si annichilano per dar luogo ad un Higgs. Le sezioni d'urto di questo processo di produzione sono nella regione $0.1 \div 0.03$ pb per $100\ GeV/c^2 \leq M_H \leq 200\ GeV/c^2$. Una sezione d'urto così bassa preclude ogni possibile osservazione di questo tipo di produzione. Ad esempio per $M_H = 120\ GeV/c^2$ gli eventi attesi con 30 fb^{-1} di dati raccolti, nel canale $H \rightarrow \gamma\gamma$ sarebbero sei, undici nel canale di decadimento in $\tau^+\tau^-$. Tutto ciò prima di ogni taglio in accettanza per ridurre il fondo di $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$, W^+W^- e $t\bar{t}$. Tipicamente questi tagli riducono gli eventi di segnale di un ordine di grandezza o più. Come più volte ripetuto per $M_H \leq 135\ GeV/c^2$ il canale di decadimento dominante per tale particella è quello in $b\bar{b}$. L'Higgs dovrebbe emergere come un picco di massa invariante in eventi a quattro jet dove due di essi sono stati identificati come originati da quark b. Un tale stato finale può essere ottenuto anche mediante il meccanismo di produzione associata a bosoni vettori, in cui tutti i decadimenti siano adronici. Valgono quindi le stesse considerazioni fatte a proposito. Nel caso che stiamo analizzando, tuttavia, la presenza di due jet pressochè lungo la linea dei fasci potrebbe rivelarsi un buon mezzo per ridurre il fondo tramite opportune selezioni.

• $q\bar{q}, gg \rightarrow H_{SM}Q\bar{Q}$ $(dove\ Q = t, b\ quark)$: la sezione d'urto del processo di produzione di Higgs in associazione a quark pesanti è dell'ordine dei $10^{-3} \div 10^{-4}$ pb. Su queste basi si può concludere che questo tipo di eventi sono molto rari nella fisica del modello standard a TEVATRON. Ad ogni modo, in alcune estensioni del MS l'accoppiamento dell'Higgs alla coppia $b\bar{b}$ può essere fortemente favorita. Non è escluso che questo tipo di segnatura sia visibile a TEVATRON nel corso del Run II, con una sufficiente luminosità raccolta. Il canale più promettente in questo caso sarebbe quello con quattro quark b nello stato finale.

Vedremo un po' più in dettaglio le prospettive legate al processo di produzione associata del bosone di Higgs nel canale di decadimento completamente adronico, nel Capitolo 7, dove brevemente descriveremo le strategie preliminari che si pensano di utilizzare al fine di isolare il segnale dal fondo.

Capitolo 2

Tevatron e CDF nel Run II

Con lo spegnimento di LEP, *all'inizio di Novembre 2000,* TEVATRON *si candida come l'unico apparato sperimentale in grado di sondare le frontiere della fisica delle alte energie.* CDF *e* D0, *l'altro esperimento operante lungo l'anello del collisore di* FERMILAB, *potranno registrare la produzione di particelle in collisioni adroniche fino alla scala del TeV. Fino all'inizio della presa dati di* LHC, *il* TEVATRON *sarà il miglior candidato per nuove scoperte nella fisica delle particelle elementari, per conferme o smentite delle previsioni teoriche.*

L'apparato sperimentale di FERMILAB, *durante gli ultimi anni, è stato sottoposto ad un upgrade volto a migliorarne le prestazioni, sia per quanto riguarda l'acceleratore (*TEVATRON*) che il rivelatore (*CDF*). Andremo ora a descrivere le loro caratteristiche salienti cercando di evidenziare le differenze e le modifiche che sono state apportate rispetto alle strutture preesistenti [17].*

2.1 Il Tevatron

Nel corso del Run I, il Tevatron, anello di accumulazione a magneti superconduttori, è stato in grado di accelerare protoni ed antiprotoni e di ottenere collisioni con un'energia nel centro di massa di 1.8 TeV. Il raggio del tunnel che ospita l'ultimo stadio dell'accelerazione delle particelle è di un chilometro. Grazie alle migliorie apportate nel corso del periodo 1996-2000, l'energia del centro di massa, in una collisione, è stata portata a 2 TeV. Il complesso di accelerazione è illustrato in Fig. 2.1.

Il processo di produzione di protoni e antiprotoni e la successiva fase di accelerazione, nel Run II, può essere schematizzato come segue. Inizialmente ioni H^- vengono accelerati a 750 KeV da un acceleratore elettrostatico modello Cockroft-Walton, poi fino a 400 MeV di energia cinetica da parte di un Linac. All'uscita del Linac gli elettroni degli H^- vengono scalzati facendo passare gli ioni attraverso un sottile strato di grafite. I protoni così ottenuti vengono iniettati in un acceleratore circolare, denominato *booster*, dove vengono accelerati fino ad 8 GeV e raggruppati in pacchetti (*bunches*) [1]. A questo punto i pacchetti ottenuti vengono iniettati nel

[1]Ogni pacchetto di protoni è costituito in media da 2.7×10^{11} particelle.

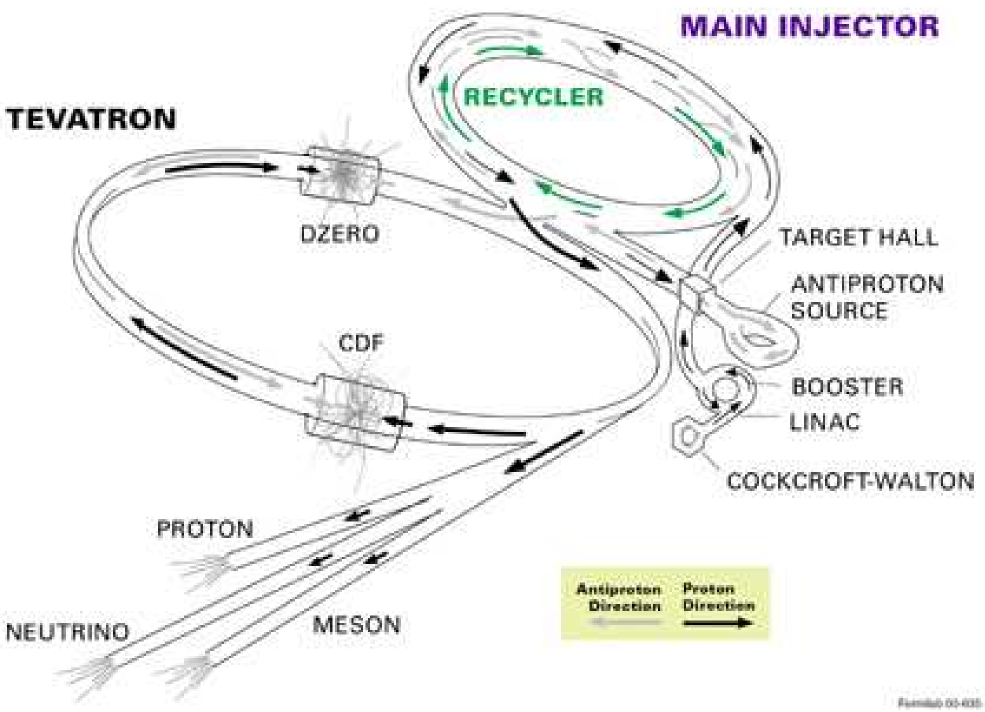


Figura 2.1: *Fasi della procedura di Accelerazione a Fermilab.*

Main Injector, un sincrotrone di 3 km di circonferenza, situato all'interno dello stesso tunnel ospitante il *recycler*[2] , dove raggiungono un'energia pari a 150 GeV. Questi ultimi passano poi al Tevatron dove l'accelerazione raggiunge il suo stadio finale, ed i protoni acquistano un'energia di 1 TeV (900 MeV nel Run I). Il processo di produzione degli antiprotoni, dall'altro lato, ha inizio estraendo dal *Main Injector* protoni ad un'energia di 120 GeV e portandoli ad urtare contro un bersaglio fisso di Nichel. Nell'urto gli antiprotoni prodotti vengono selezionati e focalizzati per mezzo di una lente al Litio, per poi essere iniettati dopo aver subito un processo di raffreddamento stocastico, al fine di ridurre la loro dispersione in momento, in un accumulatore . Quest'ultimo provvede a frazionare gli antiprotoni in pacchetti di circa 4.0×10^{10} particelle. I pacchetti di antiprotoni subiscono quindi la stessa fase di preaccelerazione nel Main Injector per poi passare al Tevatron e raggiungere anch'essi, analogamente ai protoni, un'energia di 1 TeV.

Una volta terminata la fase di accelerazione, lungo il tubo a vuoto del Tevatron, circolano in verso opposto 36 (108)[3] pacchetti di protoni e 36 (108) pacchetti di antiprotoni. I fasci vengono fatti intersecare, ogni 396 (132)μs, in due diverse zone

[2]La produzione di antiprotoni ha costituito uno dei fattori limitanti per la luminosità ottenibile durante il Run I. Il Recycler è un nuovo anello di accumulazione costruito all'interno della stessa cavità ospitante il Main Injector. Grazie ai sui magneti permanenti è in grado di mantenere pacchetti di antiprotoni anche in caso di perdite di alimentazione. È inoltre destinato alla raccolta degli antiprotoni rimanenti nei fasci alla fine di un run

[3]A seconda dei due possibili scenari di luminosità di progetto.

dell'anello ospitanti i rivelatori di CDF e D0 . Ciascuna delle zone di interazione è delimitata da magneti quadrupoli focalizzanti, atti a ridurre le dimensioni dei fasci nel punto di collisione e massimizzare così la probabilità di interazione. Quest'ultima è infatti funzione della luminosità istantanea, definita come:

$$\mathcal{L}_{ist} = \frac{N_p \times N_{\bar{p}} \times B \times f}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \tag{2.1}$$

dove N_p, $(N_{\bar{p}})$ è il numero di p $(\bar{p})$ di ogni pacchetto, B è il numero di pacchetti per fascio, f è la frequenza di rivoluzione e $\sigma_{x,y}$ sono le sezioni trasversali dei fasci. Durante le prese dati, denominate Run Ia e Run Ib, rispettivamente iniziate e concluse nei mesi settembre 1992 - agosto 1993 e gennaio 1994 - 1995, le massime luminosità istantanee raggiunte sono state:

$$Run\,Ia : \mathcal{L}_{ist} \sim 9.0 \times 10^{30}\ cm^{-2}\ s^{-1}$$
$$Run\,Ib : \mathcal{L}_{ist} \sim 1.6 \times 10^{31}\ cm^{-2}\ s^{-1}$$

Ricordiamo che $\mathcal{L}$ è un'importante figura di merito di un'apparato sperimentale in quanto direttamente legata al numero di eventi che possono essere raccolti per un determinato processo fisico di sezione d'urto σ:

$$N = \int \mathcal{L}_{ist} dt \cdot \sigma \tag{2.2}$$

Come appare chiaro dall'eq. 2.2 il numero di eventi osservati per un determinato processo può essere aumentato in tre modi diversi:

- svolgendo l'esperimento in condizioni tali da massimizzare la sezione d'urto del processo cui si è interessati;
- aumentando la luminosità istantanea dell'apparato;
- aumentando la durata di presa dati dell'esperimento.

L'intento di ottenere una maggiore statistica di quella raccolta nel corso delle due fasi del Run I ha portato FERMILAB a svolgere lavori di miglioramento degli apparati verso il conseguimento dei primi due punti, aumentando l'energia del centro di massa e la luminosità. L'aumento dell'energia nel centro di massa, $\sqrt{s}$, dagli 1.8 TeV del Run I ai 2 TeV, comporta un aumento considerevole delle sezioni d'urto di produzione di numerosi processi di grande interesse. Rispetto al Run I ad esempio le sezioni d'urto di produzione per eventi $t\bar{t}$ e produzione associata di Higgs a bosoni vettori sono aumentate del $\sim 30\%$ e $\sim 40\%$ rispettivamente. D'altro canto, come espresso dall'eq. 2.1, la luminosità integrata determina la frequenza alla quale avvengono le collisioni $p\bar{p}$. Mantenendo lo stesso numero di particelle per pacchetto del Run I, il numero di pacchetti per fascio è stato aumentato da 6 a 36 (o 108). Questo fatto, unitamente alla diminuzione delle dimensioni trasversali dei pacchetti, è tale da dare una luminosità di progetto pari a $10^{32}\ cm^{-2}\ s^{-1}$ per il Run II.

Le conseguenze immediate di queste migliorie si vengono a registrare sia per quanto concerne il funzionamento del rivelatore sia per tutto ciò che riguarda la ricostruzione degli eventi raccolti. La riduzione del tempo intercorrente due incroci successivi dei fasci implica un minor tempo disponibile per la lettura e l'elaborazione delle informazioni. Le conseguenze diventano cruciali in sede di trigger (vedere Capitolo 3). Si passa dai 3.5 μs tra due incroci successivi del Run I, ai 396 o 132 ns a seconda che si operi in uno scenario a 36 o 108 pacchetti per fascio. Inoltre, come illustrato in Fig. 2.2, raffigurante il numero medio di collisioni $p\bar{p}$ efficaci per incrocio dei fasci, in funzione della luminosità dell'apparato, più di una interazione efficace può avvenire nel contesto di un singola compenetrazione di pacchetti di protoni ed antiprotoni, comportando la sovrapposizione di informazioni relative a eventi diversi all'interno del rivelatore.

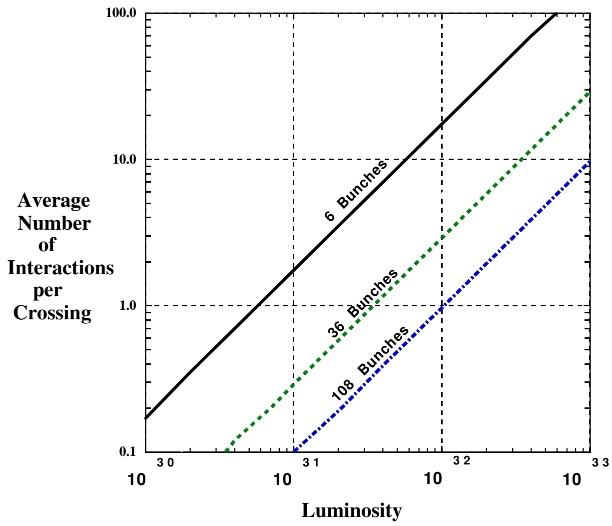


Figura 2.2: *Numero medio di interazioni per incrocio dei pacchetti al variare delle condizioni dei fasci.*

2.2 Il Collider Detector di Fermilab

CDF (Collider Detector Fermilab) è un rivelatore progettato per studiare la fisica delle collisioni $p\bar{p}$. In seguito alle modifiche nella configurazione dei fasci in termini di numero di pacchetti circolanti negli anelli, tutto il sistema di lettura e di selezione degli eventi ha subito una vistosa opera di rettifica ed aggiornamento. Simultaneamente alle modifiche a cui tutta l'elettronica è stata sottomessa, di cui avremo modo di parlare dettagliatamente nel seguito (Capitolo 3), anche gli apparati di tracciatura, concentrati nella parte centrale del rivelatore, sono stati completamente ridisegnati. Unitamente a questo, il lungo periodo trascorso dall'ultima presa dati ha permesso inoltre una revisione di tutti gli apparati del rivelatore.

La struttura centrale del rivelatore alloggia il sistema calorimetrico ed i vari apparati adibiti alla ricostruzione delle traiettorie lasciate da particelle cariche prodotte nelle interazioni. Questi ultimi, immersi in un campo magnetico assiale di 1.5 $Tesla$[4], permettono la misura dei momenti spaziali delle particelle.

Due strutture per la rivelazione della radiazione emessa a piccolo angolo rispetto ai fasci, composte da calorimetri a campionamento (*calorimetri plug*) e camere a muoni, completano l'insieme rendendolo per quanto più ermetico possibile .

Piani di materiale scintillatore posti sull'asse dei fasci, i (BBC = *beam beam counters*) permettono, usati in coincidenza, misure di luminosità.

Prima di entrare più nel dettaglio nella descrizione delle varie parti costituenti

[4]Il campo magnetico viene generato da un magnete superconduttore solenoidale del diametro di 3 metri e lunghezza 4.8 metri.

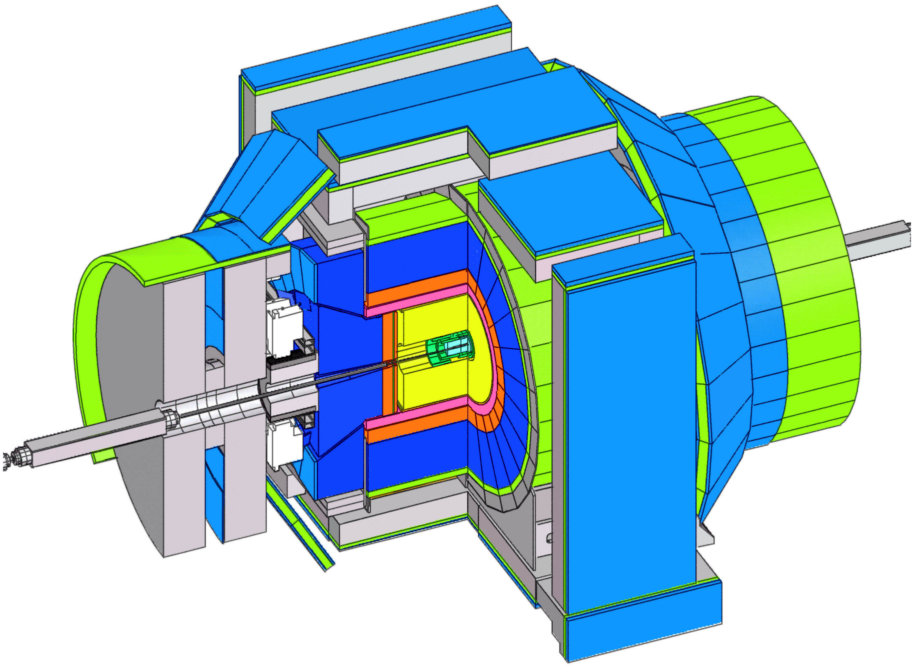


Figura 2.3: CDF II *sezione del rivelatore.*

l'apparato, introduciamo il **sistema di riferimento** convenzionalmente utilizzato a CDF. Il sistema cartesiano ha l'asse z coincidente con l'asse dei fasci, con direzione positiva determinata dal moto dei protoni. Il piano trasverso, (x, y) è tale da avere l'asse x diretto orizzontalmente verso l'esterno dell'acceleratore, l'asse y conseguentemente determinato dalla richiesta che la terna (xyz) sia destrogira.

Un'alternativa è costituita dal sistema di riferimento in *coordinate polari*. Questo, come il precedente, ha la sua origine posta nel centro del rivelatore, vertice nominale di interazione. L'angolo azimutale ϕ è misurato nel piano trasverso in senso antiorario a partire dall'asse x. L'angolo θ, polare, viene misurato rispetto al verso positivo dell'asse z. La coordinata r, radiale, viene definita come la distanza dall'asse z nel piano xy. In luogo di θ, viene comunemente utilizzata la *pseudorapidità* definita come:

$$\eta = -log(tan(\theta/2)).$$

L'utilità di questa variabile, nell'ambito dei collisori di particelle, deriva dalle sue proprietà di trasformazione lineari per *boost* di Lorentz. Accade frequentemente, infatti, che la componente dell'impulso lungo l'asse dei fasci non sia completamente cancellata dopo la collisione, ma che una piccola componente lungo z caratterizzi anche lo stato finale. In tali condizioni η trasforma nel seguente modo:

$$\eta \rightarrow \eta + tanh^{-1}\beta$$

dove β rappresenta la velocità relativa associata al *boost*. La conseguenza immediata di questo comportamento è che gli intervalli di pseudorapidità sono invarianti relativistici. È tenendo conto di questo fatto che viene eseguita la segmentazione, ad esempio, dei calorimetri.

2.3 Il sistema di tracciatura

L'intero apparato di tracciatura è alloggiato nella parte centrale del rivelatore, immersa in un campo magnetico longitudinale uniforme di 1.5 $Tesla$. I vari sottosistemi che li compongono verranno descritti nel seguito a partire dagli apparati più interni.

2.3.1 SVX-II

SVX II è un sistema di tracciatura basato sulla rivelazione della carica rilasciata dalle particelle che lo attraversano, sulle strip di *layer* di silicio.

Il compito principale di questo apparato, anche denominato rivelatore di vertice, è quello di fornire misure di posizione nella regione contigua alla linea dei fasci. Questo permette la misura del parametro d'impatto (Par. 2.3.5) delle tracce e quindi la ricostruzione di vertici secondari di decadimento prodotti da particelle con vita media dell'ordine dei $10^{-10} \div 10^{-13}$ s.

Rivelatori al Silicio

I rivelatori di posizione di cui è composto SVX-II sono costituiti da cristalli di silicio. Il passaggio di una particella ionizzante produce al loro interno un numero di coppie elettrone-lacuna proporzionale all'energia rilasciata[5] .

La caratteristica fondamentale di un semiconduttore, quale il silicio, è rappresentata dalla divisione in bande dei livelli di conduzione degli elettroni. Esse si dividono in banda di valenza e banda di conduzione. Queste ultime sono divise da un regione detta banda proibita, corrispondente per il silicio ad un salto di potenziale di 1.12 eV. I semiconduttori utilizzati per la costruzione di rivelatori di posizione sono generalmente addizionati con impurità (accettori o donori) tali da collocare delle bande permesse attraverso la zona proibita. Atomi trivalenti (quali per esempio quelli del B) o pentavalenti (ad esempio P), inseriti nel reticolo tetravalente del silicio, possono formare rispettivamente lacune (tramite la cattura di un elettrone) o dar luogo ad elettroni, come loro stati legati. Verranno così a formarsi dei livelli energetici, corrispondenti agli stati legati elettrone-accettore (un po' sopra la banda di valenza) o lacuna-donatore (un po' al di sotto della banda di conduzione).

I semiconduttori addizionati di donori vengono denominati di *tipo n* in quanto prevalgono come portatori di carica gli elettroni, diversamente quelli addizionati di accettori sono identificati con *tipo p*. Generalmente, nella costruzione di rivelatori, vengono utilizzate delle giunzioni *n-p*. Ad esempio, queste vengono ottenute a partire da un cristallo di tipo *p*, diffondendo attraverso una faccia delle impurezze di tipo *n*. In questo modo vicino alla frontiera tra la zona *p* e la zona *n* i portatori liberi

[5]Nel silicio l'energia necessaria per la creazione di una coppia elettrone-lacuna è di 3.6 eV contro i 26 occorrenti alla ionizzazione di un atomo di Argon in una camera a ionizzazione.

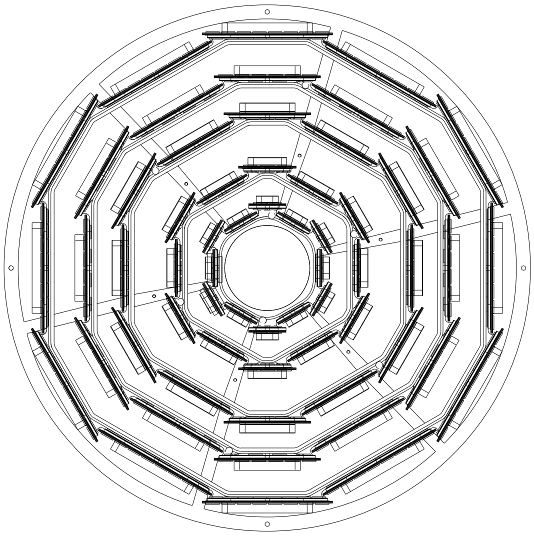


Figura 2.4: *vista $r-\phi$ di* SVX II.

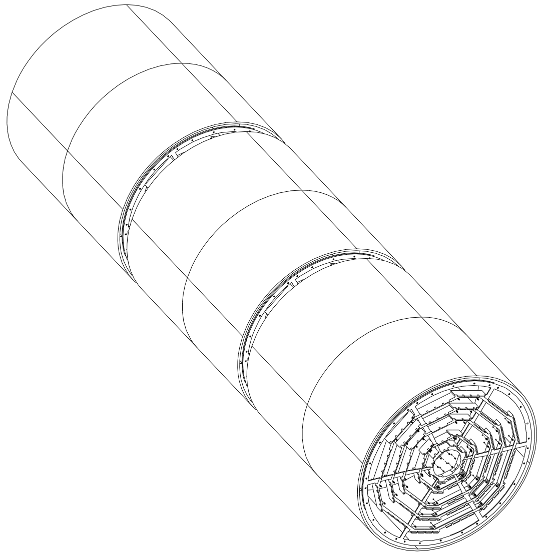


Figura 2.5: *Visione in prospettiva di* SVX II.

(lacune ed elettroni) diffondono rispettivamente verso la zone n o p, creando una *zona di svuotamento* priva di cariche libere. Lo svuotamento ha luogo fin tanto che la migrazione di cariche non crea un doppio strato elettrostatico, e quindi un campo elettrico che si oppone ad un'ulteriore diffusione di cariche libere. Tra gli estremi della zona di svuotamento viene così a stabilirsi un potenziale di contatto di 0.6 eV per il silicio. Lo spessore di questa zona è dell'ordine dei 10 μm per il silicio non polarizzato ma può essere aumentata mediante l'applicazione di un potenziale inverso a quello di contatto.

Per μm di spessore attraversato, una particella ionizzante passante per questa zona sarà in grado di produrre ~ 100 coppie elettrone-lacuna. La loro identificazione rispetto alla corrente di fondo di *leakage* (dovuta al moto di agitazione termica ed alla ricombinazione, di elettroni, portatori di maggioranza nella regione n, che diffondo nella zona p nonostante la barriera di potenziale e si ricombinano con le lacune [18]), sarà tanto più agevole quanto più "vuota" sarà la regione considerata.

Gli sviluppi della tecnologia hanno consentito la fabbricazione di rivelatori a microstrip, nei quali a partire da uno strato piano di silicio (ad esempio di tipo p) vengono ricavate in una delle facce delle strisce n con la precisione dell'ordine del micron. Il passo tra le striscie n, *strip pitch*, è dell'ordine di qualche decina di micron tipicamente di $50 \sim 100$ μm. Ogni strip, viene letta da un amplificatore. La risoluzione attesa in generale è pari a $\sigma = d/\sqrt{12}$ se d è il passo delle strip. In realtà risoluzioni migliori si possono ottenere calcolando il centroide della distribuzione di carica raccolta da più strip adiacenti.

Schema costruttivo di SVX-II

SVX-II, collocato con il suo centro nel punto nominale di interazione di CDF, garantisce una copertura geometrica per le tracce con pseudorapidità $|\eta| < 2$ attraverso i rivelatori di posizione di cui si compone. Il rivelatore di vertice al silicio si compone di tre barili (*barrel*) a base dodecagonale affiancati, con i loro assi allineati con la linea dei fasci (Fig. 2.4 e Fig. 2.5). Ogni barile è costituito da cinque strati, detti *layer*, di rivelatori a microstrip di silicio disposti a distanze tra 2.5 a 10.6 cm dal centro (Fig. 2.7).

Tali rivelatori sono in grado, tramite la disposizione delle strip appartenenti a facce diverse, di provvedere alla determinazione di informazioni r-ϕ ed r-z. Le strip di una faccia sono parallele tra loro, ma rispetto a quelle della faccia opposta sono inclinate di 90° o 1.2° per formare i rivelatori 90° *stereo* e *small angle stereo* rispettivamente, per scansioni in r-z del punto di passaggio della particella. I primi compongono i layer 0, 1 e 3 di rivelatori a partire dalla linea dei fasci, mentre i secondi vengono alloggiati nei layer 2 e 4.

Il numero di layer, la loro posizione ed il valore dell'angolo stereo sono stati scelti in modo da ottimizzare il riconoscimento delle tracce ed il tempo di acquisizione ed elaborazione.

Ogni rivelatore al silicio, indipendentemente dallo strato di appartenenza, è lungo 7.43 cm mentre la sua larghezza ed il passo delle strip variano a seconda del layer. Quest'ultimo può variare nell'intervallo $55 \div 65$ μm.

L'unità meccanica elementare che compone SVX-II viene denominata *ladder* ed è costituita da gruppi di quattro rivelatori allineati lungo la direzione dei fasci, alloggiati in una struttura di fibra di Boro-Carbonio, materiale che presenta lo stesso coefficiente di espansione termica del silicio, in modo da minimizzare lo stress termico.

Le ladder di ogni barile vengono montate su due strutture rigide in berillio, denominate *bulk-head*, che ne consentono l'allineamento con il resto della struttura (Fig. 2.4). La precisione meccanica in (r, z, ϕ) è rispettivamente pari a (± 100 μm, ± 1 mm, ± 250 μrad). Oltre a ciò le *bulk-head* ospitano parte del sistema di raffreddamento dell'elettronica di lettura e dei rivelatori, che sono previsti operare alla temperatura di 13° C.

Un sistema di acquisizione raccoglie le informazioni dei 3,168 *chip* di lettura, ad alta resistenza alla radiazione, dei 405,504 canali del sistema.

La lettura di tutto il rivelatore avviene approssimativamente in 10 μs, e consente all'informazione raccolta di essere utilizzata in sede di selezioni di trigger. SVX II è infatti in grado di fornire informazioni ad un sistema di trigger, detto SVT, che verrà discusso in dettaglio nel Par. 3.4.2. SVT provvede alla determinazione delle informazioni necessarie a selezionare gli eventi caratterizzati dal fatto di contenere tracce provenienti da vertici secondari di interazione, causati nella fattispecie da decadimenti di quark pesanti prodotti nell'interazione $p\bar{p}$.

Un ulteriore strato di silicio è addossato alla linea dei fasci, la *beam line*, e viene denominato *Layer* 00.

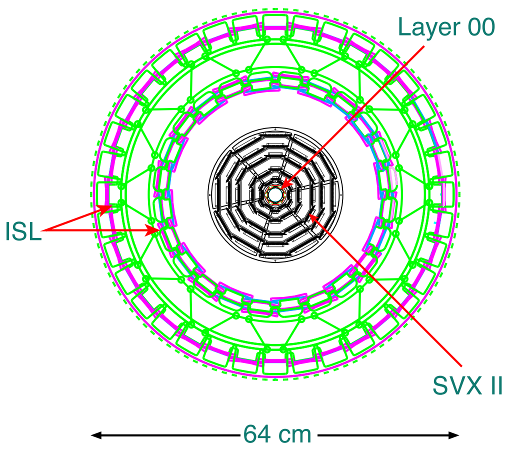


Figura 2.6: *Vista $r-\phi$ del sistema di rivelazione al silicio.*

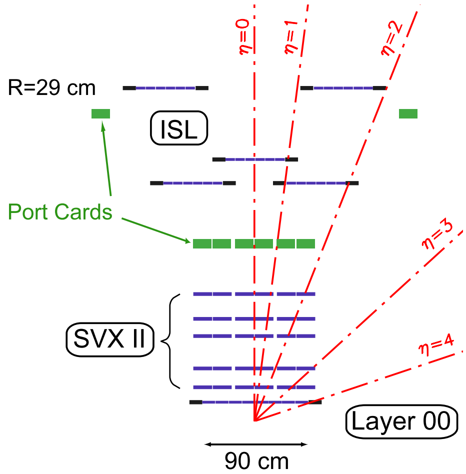


Figura 2.7: *Vista $r-z$ del sistema di rivelazione al silicio.*

2.3.2 Il Layer 00

Il LAYER 00 costituisce un ulteriore layer di rivelatori al silicio monostrato che può essere utilizzato per migliorare la risoluzione nella determinazione nella posizione di vertici secondari di interazione. Lo strato di silicio è posto a 1.5 *cm* dalla *beam-line* ed è in grado di fornire informazioni in r-ϕ sulla posizione di passaggio delle particelle cariche prodotte nell'interazione.

2.3.3 ISL: Layer di Silicio Intermedi

Il sottorivelatore ISL, letteralmente Layer di Silicio Intermedi, è costituito da layer a due strati composti da cristalli di silicio. Uno strato fornisce informazioni r-ϕ e l'altro r-z. La struttura di questo rivelatore varia con la pseudorapidità, secondo le regioni:

$|\eta| < 1$: un singolo *layer* di rivelatori al silicio è installato ad una distanza di 22 *cm* rispetto la *beam line*;

$1 < |\eta| < 2$: due *layer* di silicio sono montati a distanze rispettivamente di 20 e 29 *cm*.

Tale architettura favorisce la possibilità di ricostruzione delle tracce utilizzando solo le informazioni del silicio nella regione centrale del rivelatore, ma anche per le regioni per le quali le informazioni della Camera di Tracciatura (paragrafo successivo) dovessero essere incomplete o mancanti. In entrambi questi due ultimi casi, il supporto di ISL, grazie al suo campionamento stereo, rende possibile la ricostruzione tridimensionale delle tracce.

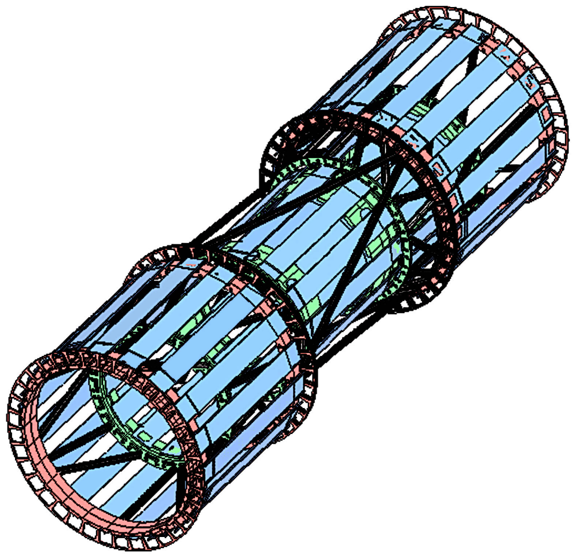


Figura 2.8: *Visione prospettica di* ISL.

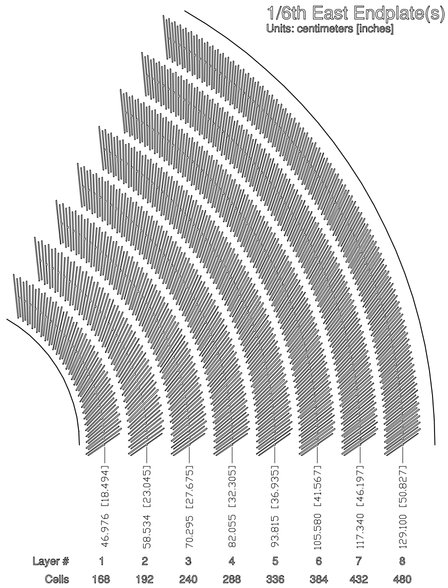


Figura 2.9: $\Delta\phi = 60°$ *settore della* COT.

2.3.4 La camera di tracciatura

All'esterno dell'apparato di tracciatura a silicio, il cui insieme è mostrato in Fig. 2.6 e Fig. 2.7, prende posto la *Central Outer Chamber* (COT), una camera a deriva a celle aperte che ha sostituito la CTC (Central Tracking Chamber) del Run I. Quest'ultima, infatti, appariva altamente inadeguata per le specifiche alle quali l'intero apparato deve soddisfare nel corso del Run II[6] .

Dal punto di vista meccanico il problema della presenza di numerose particelle all'interno della stessa cella a deriva è stato risolto riducendo le dimensioni di quest'ultima. Il numero delle celle a deriva è infatti quadruplicato rispetto al Run I. Ogni cella contiene 12 fili sensibili sui quali andranno a depositarsi gli ioni prodotti dalla ionizzazione della miscela di gas (Ar-Et-CF_4 presenti secondo le seguenti proporzioni 50:35:15) presente all'interno della camera. I fili sui quali viene raccolta la carica di ionizzazione sono spostati di 12° rispetto la direzione radiale per minimizzare il tempo di deriva degli ioni in presenza di campo magnetico (rispetto al Run I tale intervallo temporale è stato ridotto di cinque volte). Oltre tutto, l'ottimizzazione della miscela di gas presente permette di assicurare la raccolta di tutti gli ioni prodotti per ionizzazione prima dell'interazione successiva. Le celle sono organizzate in otto superlayer la cui disposizione è quella mostrata in Fig. 2.9. I *superlayer* pari sono dotati di fili assiali in grado di dare informazioni in r-ϕ, mentre le informazioni in r-z vengono fornite dai superlayer dispari, i cui fili sono inclinati di 3 gradi, rispetto ai fili assiali (fili stereo).

La COT è in grado di fornire una copertura radiale estesa da 40 a 138 *cm* di

[6] Soprattutto in termini di alta occupanza e frequenza alla quale si dovranno raccogliere le informazioni.

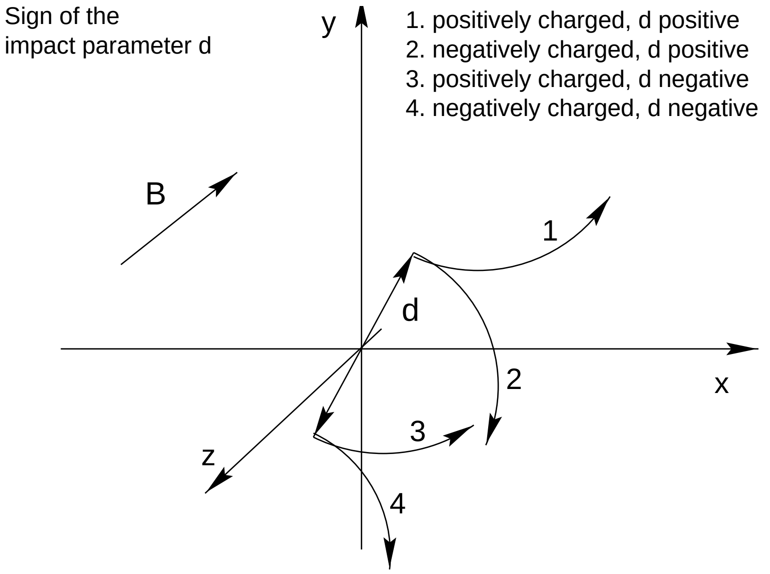


Figura 2.10: *Convenzione per il segno del parametro d'impatto.*

distanza dalla *beam line* ed è in grado di ricostruire le tracce delle particelle che la attraversano nella regione di $|\eta| < 1$ con $P_T \geq 300\ MeV$.

2.3.5 Ricostruzione delle tracce

Gli algoritmi di ricostruzione delle tracce sono preposti alla trattazione delle informazioni provenienti dai singoli rivelatori sopra descritti.

Particelle con carica Qe e velocità $\vec{v}$ immerse in un campo magnetico uniforme $\vec{B}$ sono soggette alla forza di Lorentz descritta dalla seguente

$$\vec{F} = Qe\vec{v} \times \vec{B}$$

che impartisce alle particelle un moto elicoidale. Il raggio di tale traiettoria è direttamente legato al momento trasverso della particella tramite la seguente:

$$\rho = \frac{P_T}{|q|eB} \ .$$

La traccia rilasciata da una particella carica è completamente determinata dai seguenti cinque parametri [19]:

- $\cot\theta$: cotangente dell'angolo polare dell'elica, misurato nel punto più vicino all'asse dei fasci;
- C: semicurvatura con segno (lo stesso di Q) della traccia;
- z_0: coordinata z di minimo approccio all'asse dei fasci;
- d: parametro d'impatto (minima distanza dell'elica dalla linea dei fasci, con segno definito secondo la convenzione di Fig. 2.10);
- φ_0: angolo azimutale dell'elica nel punto di minima distanza dall'asse dei fasci.

Nel corso del Run I sono stati rivelati alcuni problemi riguardanti la ricostruzione delle tracce.

Per prima cosa, la copertura offerta da SVX lungo z era di 50 cm. Quest'ultimo era in grado di coprire solo in parte la regione interessata alle interazioni $p\bar{p}$ [7] . Conseguentemente, solo il 60% delle tracce poteva essere ricostruito dal rivelatore al silicio; accanto a questo, SVX era dotato solamente di rivelatori a singola faccia, in grado di fornire solamente informazioni in r-ϕ. Di conseguenza, la possibilità di una ricostruzione tridimensionale delle tracce era fortemente limitata. Va inoltre ricordato come l'unico algoritmo di ricostruzione delle tracce consistesse nell'unione delle informazioni sulle tracce trovate nella CTC alle informazioni procurate da SVX. Questo metodo, soffre irreparabilmente delle eventuali inefficienze del sistema di tracciatura più esterno.

Per il Run II, il sistema di tracciatura è stato completamente rivisto con lo scopo di adeguare il rivelatore ad un contesto di alta luminosità e di superare i problemi sopra citati. A questo proposito, come già precedentemente descritto, SVX e CTC sono stati rispettivamente sostituiti da SVX-II – una versione di SVX completamente ridisegnata – e dalla COT con le migliorie già citate.

La parte centrale del sistema di tracciatura (per $r < 48$ cm) può contare del contributo di tutto il complesso multi-strato di silicio: LAYER 00, SVX-II e ISL. L'uso combinato di questi apparati permette di avere per ogni traccia ricostruita fino a otto punti a piccolo braccio per l'interpolazione[8] . Le misurazioni di posizione inoltre tra 1.6 a 28 cm sono in grado di fornire un buon braccio di leva per la determinazione dell'impulso trasverso. Le misure di P_T vengono effettuate con una precisione stimata di $\delta P_T/P_T^2 \sim 0.4\%$ per la traccciatura sul silicio.

Le potenzialità di tutto l'apparato possono essere espletate tramite l'utilizzo combinato di tutte le informazione che i singoli sottosistemi sono in grado di fornire. Gli algoritmi per la ricostruzione possono essere di vario tipo:

- come nel Run I, le tracce inizialmente trovate dalla camera di tracciatura possono essere estrapolate all'interno degli apparati al silicio dove verranno utilizzate come punti di partenza, semi (*seed*), per una nuova tracciatura;

- d'altro canto è possibile anche la procedura inversa: le tracce inizialmente ricostruite a partire dalle informazioni del silicio possono essere estrapolate e conseguentemente ritracciate utilizzando anche gli hit della COT.

L'ultima opzione descritta permette di estendere la tracciatura delle particelle anche nella regione $1 < |\eta| < 2$.

Il conseguimento di una maggiore copertura angolare del sistema di tracciatura ha comportato l'inserimento di una notevole quantità di materiale attorno alla zona interazione. Quest'ultimo è responsabile della presenza di fenomeni di scattering multiplo che possono inficiare le prestazioni della ricostruizione delle tracce.

[7] Le interazioni $p\bar{p}$ sono approssimativamente distribuite secondo una gaussiana con larghezza di circa 30 cm, il cui massimo è in corrispondenza del centro geometrico del rivelatore.

[8] Questo insieme di informazioni può dare origine a tracce ricostruite unicamente tramite le informazioni del silicio. Queste ultime possono candidarsi a coprire un'eventuale carenza di informazioni della COT ad alta rapidità.

Risoluzione		
	COT	COT+SVXII+ISL
$\delta P_T/P_T^2\,[(GeV/c)^{-1}]$	3×10^{-3}	1×10^{-3}
$\delta d\,[\mu\mathrm{m}]$	600	30
$\delta z_0\,[\mu\mathrm{m}]$	5×10^3	30
$\delta\cot\theta$	6×10^{-3}	4×10^{-4}

Tabella 2.1: *Sommario delle risoluzioni attese per i parametri delle tracce nel Run II.*

Conseguentemente, studi di simulazione sono stati effettuati al fine di determinare l'impatto di questi cambiamenti sulla risoluzione ottenibile nei parametri delle tracce ricostruite. La Tab. 2.1 illustra quali sono le risoluzioni attese per il Run II. È possibile confrontare le risoluzioni nel caso di una tracciatura eseguita solamente nella COT e nel caso invece in cui tutte le potenzialità dell'intero apparato di tracciatura siano pienamente sfruttate (SVX-II, ISL e COT).

L'ultima cosa che rimane da determinare a questo punto è la scala assoluta di momento da utilizzare come riferimento. Questo può essere fatto mediante l'analisi dei risultati ottenuti dal tracking su campioni di segnale precedentemente noti. Utilizzando le informazioni sui decadimenti di J/ψ, ψ', $\Upsilon(1s)$, $\Upsilon(2s)$, $\Upsilon(3s)$ in coppie di muoni è possibile valutare lo scarto tra una misura di massa invariante prodotta da un'analisi CDF e quella fornita da una media mondiale. Le tracce prodotte dai diversi decadimenti esplorano regioni diverse in curvatura, permettendo così la costruzione di una funzione di correzione *ad-hoc* per ogni intervallo di curvatura considerato, $\delta P_T(P_T)$.

2.3.6 La ricostruzione del vertice primario

Una volta che si hanno a disposizione le tracce ricostruite, è possibile calcolare la posizione del punto in cui è avvenuta l'interazione primaria $p\bar{p}$, il cosiddetto vertice primario. La sua posizione nella coordinata z è utilizzata per la definizione della pseudorapidità di tutti gli oggetti fisici ricostruiti nell'evento, mentre la sua posizione nel piano trasverso diventa essenziale come punto di partenza per la determinazione di eventuali vertici secondari dovuti al decadimento di quark pesanti prodotti nell'interazione primaria. La regione luminosa per l'interazione $p\bar{p}$ ha una distribuzione gaussiana di larghezza 35 μm nel piano xy ma la sua locazione può essere determinata con maggiore precisione utilizzando i valori dei parametri delle tracce ricostruite. Un algoritmo ricorsivo, simile a quello utilizzato nel Run I (VXPRIM[20]), può essere utilizzato: un interpolazione pesata con i valori degli impulsi trasversi delle tracce viene eseguita sulle tracce nel piano xy; le tracce con grande parametro d'impatto rispetto al vertice interpolato vengono scartate, e l'interpolazione viene a questo punto ripetuta finché non viene raggiunta una determinazione stabile. La risoluzione risultante, nelle coordinate x ed y del vertice primario, varia a seconda del numero di tracce utilizzate nella procedura di ricostruzione del vertice e della topologia dell'evento, ed è compresa tra 6 e 26 μm.

2.4 Calorimetria

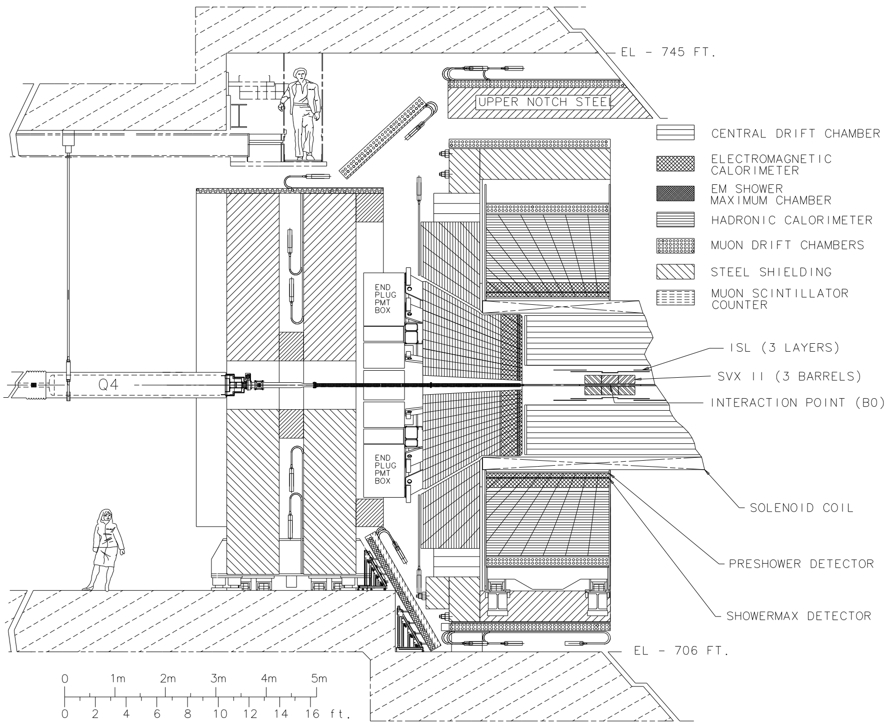


Figura 2.11: *Spaccato del rivelatore* CDF II *(metà rivelatore).*

Oltre alla ricostruzione delle tracce, in un esperimento di fisica delle alte energie, è fondamentale riuscire a determinare l'energia delle particelle prodotte. Questo viene attuato grazie ad un sistema calorimetrico che ora andremo a descrivere brevemente. Gli alloggimenti dei calorimetri nella struttura del rivelatore sono illustrati dalla Fig. 2.11.

La calorimetria è suddivisa in due sezioni, una elettromagnetica ed un'altra adronica. Entrambi gli apparati sono divisi in celle proiettive rispetto al centro del rivelatore e segmentate in settori di $\Delta\phi = 15°$. I calorimetri si differenziano sia per il tipo di particelle di cui devono misurare l'energia depositata, sia per la regione di piano (η, ϕ) che ricoprono. Nel Run II troviamo i calorimetri centrali, di plug (ovvero i calorimetri che chiudono il rivelatore nelle parti frontali) ed *endwall* (calorimetri inseriti nelle spaziature tra i centrali ed i plug). Tutti sono caratterizzati da una struttura a campionamento che alterna una parte passiva costituita da materiale assorbitore (piombo e ferro per i calorimetri elettromagnetici e adronici rispettivamente) e da un dispositivo attivo per la rivelazione dell'energia, costituito da materiale scintillatore plastico.

Lo scopo di questi apparati è di misurare l'energia depositata da particelle cariche e neutre che abbandonano la zone di tracciatura ed hanno attraversato la bobina supercoduttrice che genera il campo magnetico al loro interno. A seconda dei casi possono essere utilizzati per la misura dell'energia mancante a chiudere il bilancio energetico dell'evento.

2.4.1 Calorimetri centrali

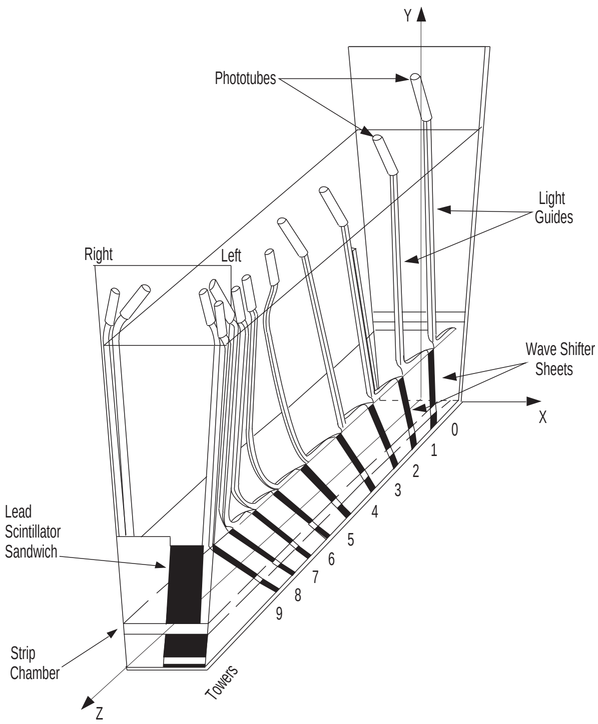


Figura 2.12: *Vista in prospettiva del primo semi-settore del calorimetro centrale.*

I calorimetri centrali (*central* ed *endwall*), sono in grado di provvedere ad una copertura in pseudorapidità estesa alla regione $|\eta| < 1.1$ per la sezione elettromagnetica ed $|\eta| < 1.2$ per la sezione adronica. Essi sono rimasti pressoché inalterati rispetto alla configurazione del Run I. L'unico cambiamento riguarda l'elettronica di acquisizione che è stata migliorata al fine di poter supportare la lettura delle informazioni in un contesto ad alta luminosità. Ogni torre, corrispondente ad un intervallo $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.11 \times 15°$, consiste in un sistema indipendente di campionamento nel quale, nella parte più interna, vengono alternati strati di piombo e scintillatore e, nella parte più esterna, strati di ferro e scintillatore. Il primo insieme di strati assorbitore-rivelatore corrisponde ad uno spessore di ~ 18 lunghezze di radiazione (X_0), ed è dedicato alla misura della parte elettromagnetica dell'energia depositata. Il secondo invece, spesso ~ 5 lunghezze di interazione (λ_0)[9], è adibito alla misura dell'energia adronica rilasciata. Gli impulsi di luce registrati dai vari scintillatori sono raccolti da delle strisce di *wave-lenght shifter* (Fig. 2.12) che permettono la lettura simultanea di tutta la torre. L'utilizzo di *wave-length shifter* permette un migliore accoppiamento geometrico con i piani di scintillatore. La lettura può infatti avvenire a 90° rispetto a questi, rendendo possibile la riduzione delle zone non strumentate dell'apparato. Infine, tali dispositivi rendono possibile spostare la lunghezza d'onda della radiazione emessa negli scintillatori verso la banda più sensibile dei fotomoltiplicatori che leggono il segnale portato all'esterno del rivelatore attraverso delle guide di luce. La risoluzione energetica di questi apparati è fortemente dominata dalla loro struttura meccanica di campionamento, ma è altresí influenzata da fluttuazioni statistiche nella risposta dei fotomoltiplicatori. Per la regione elettromagnetica la risoluzione è circa pari al $14\%/\sqrt{E_T[GeV]}$, mentre per la sezione adronica al $75\%/\sqrt{E_T[GeV]}$. Al fine di ottenere una maggiore risoluzione spaziale sulla posizione degli sciami sviluppatesi, all'interno delle torri calorimetriche sono situati due rivelatori di posizione:

[9]Una lunghezza di interazione,λ_0, è circa corrispondente a 18 X_0, lunghezze di radiazione.

- **Rivelatore di Massimo Sviluppo:** situato all'interno del *sandwich* di piombo e scintillatore, alla posizione radiale di $r = 184$ *cm* (=$5.9X_0$, dove si è tenuto conto anche della lunghezza di interazione corrispondente all'attraversamento del solenoide), c'è un rivelatore due dimensionale di posizione. Quest'ultimo, il CES (*Central Electromagnetic Strip*), è composto di strip e fili ortogonali tra di loro. Il CES è in grado di fornire informazioni riguardo la posizione dello sciame (*shower*) elettromagnetico effettuando misure di carica depositata su fili e strip. Queste ultime sono tali da essere distribuite con intervalli di 2 *cm* in direzione ortogonale all'asse z. I 32 fili, di ogni torre, invece, disposti lungo l'asse z, sono spaziati tra loro di 2.5 *cm*. Le CES costituiscono uno strumento molto importante al fine di aumentare la purezza degli oggetti elettromagnetici ricostruiti: provvedendo ad una segmentazione azimutale più fine di quanto non lo facciano le singole torri, questo apparato può discriminare precoci sciami adronici sviluppatisi negli ultimi strati del calorimetro elettromagnetico.

- **Preradiatore:** il CPR, come viene identificato, è montato nella faccia più interna delle torri elettromagnetiche. Consiste in due camere a fili che seguono lo stesso principio di costruzione delle CES, senonché i loro fili sono disposti con una spaziatura di 2.2 *cm*. Il Preradiatore raccoglie la carica depositata da sciami originatisi per interazione delle particelle con il materiale del sistema di tracciatura ed il solenoide. Le informazioni del CPR possono essere utilizzate per una reiezione del fondo nel caso dell'identificazione di elettroni e fotoni (che potranno essere distinti dai pioni grazie alla loro diverso (più alto) deposito di carica nel Preradiatore).

2.4.2 Calorimetri frontali

I calorimetri *plug*, come vengono chiamati, chiudono frontalmente il complesso del rivelatore. La loro collocazione e la segmentazione delle torri di questo sottosistema calorimetrico sono illustrate in Fig. 2.11. Dal punto di vista funzionale questi calorimetri seguono lo stesso schema dei calorimetri centrali, con due sezioni dedicate alla misura dell'energia elettromagnetica ed adronica. La lunghezza delle due parti del calorimetro, che anche in questo caso è a campionamento, corrisponde a $\sim 21X_0$ e $\sim 7\lambda_0$ rispettivamente per le celle elettromagnetiche ed adroniche. Il materiale attivo che veniva utilizzato nel Run I consisteva in tubi proporzionali, che a causa del tempo di risposta inadeguato per le condizioni sperimentali del Run II, sono stati rimpiazzati da scintillatori. Il meccanismo di lettura delle torri è il medesimo utilizzato per la lettura dei calorimetri centrali. I calorimetri *plug* provvedono ad una copertura in pseudorapidità pari a $1.10 < |\eta| < 3.64$. Diversamente dai calorimetri centrali, caratterizzati da una segmentazione $\eta - \phi$ costante, entrambe le suddivisioni delle torri sono variabili per il sistema di plug. All'aumentare della pseudorapidità, calcolata rispetto al centro del rivelatore, l'intervallo $\Delta\eta$ coperto dalle torri varia tra 0.11 a 0.64. La segmentazione azimutale, d'altro canto, aumenta da 7.5° a 15° al confine tra la quinta e quarta torre a più alta pseudorapidità. Come per tutti i calorimetri, anche qui, la risoluzione energetica delle torri viene a dipendere in maniera combinata dalla struttura meccanica dovuta al campionamento e dalla risposta dei fotomoltiplicatori. Le risoluzioni totali calcolate da misure su elettroni e pioni singoli, sono rispettivamente di $16\%/\sqrt{E_T[GeV]}$ e $80 \div 90\%/\sqrt{E_T[GeV]}$ per la parte elettromagnetica ed adronica rispettivamente.

- **Rivelatore di massimo sviluppo:** è denominato con la sigla SMD (Shower Maximum Detector). Esso è inserito ad una profondità corrispondente a 6 X_0. In luogo delle camere a fili e *strip* presenti negli analoghi apparati di tracciatura presenti nei calorimetri centrali, in questo caso sono state scelte delle celle contenenti *strip* di scintillatori.

2.4.3 Ricostruzione dei jet

Se nel processo di interazione $p\bar{p}$ vengono prodotti dei partoni, conseguentemente alla loro natura di particelle interagenti fortemente, essi vanno in contro al processo di *frammentazione*. Il processo attraverso il quale un partone emesso nello stato finale si manifesta come un getto di particelle nel rivelatore avviene in due fasi: frammentazione e ricombinazione in adroni (adronizzazione). Sebbene le due fasi non siano perfettamente distinte, è utile pensarle schematizzate in successione. Durante il processo di frammentazione viene prodotto uno sciame di partoni originato da quello iniziale per effetto dell'incremento del potenziale di interazione. La frammentazione ha il suo termine con il processo di *adronizzazione*, nel quale i partoni dello sciame si compongono tra di loro a formare dei singoletti di carica di colore. Per la conservazione della quantità di moto, più è energetico il partone da cui ha avuto origine lo sciame, più sarà contenuto il volume dello spazio delle fasi contenente i partoni prodotti. Gli insiemi, *cluster*, di queste particelle vengono detti *jet* e la loro importanza fisica deriva dal fatto che sono gli unici oggetti fisicamente misurabili a contenere informazioni sul partone originario.

Un algoritmo veloce di *clustering* si occupa a livello di trigger di fornire le prime informazioni sui *cluster* dell'evento e può essere considerato come il primo passo della ricostruzione dei *jet*. Sarà descritto più approfonditamente nella sezione dedicata all'elettronica dei *trigger* (Par. 3.4.1). Al livello 3 del sistema di trigger di CDF, data la maggior disponibilità di tempo per l'analisi delle informazioni reperite dai vari rivelatori, è possibile procedere, sfruttando la segmentazione completa dei rivelatori, ad una migliore determinazione dell'energia e della direzione dei *jet*. L'esperimento CDF utilizza per la ricostruzione dei jet un algoritmo a cono . L'apertura angolare del cono viene definita in termini delle variabili η e ϕ. Questo, grazie alle proprietà di trasformazione della pseudorapidità, rende possibile identificare in modo convenzionale i jet come depositi energetici circolari nel piano (η, ϕ) dei calorimetri. La dimensione del raggio è in genere definita in relazione alle caratteristiche cinematiche del processo che si sta analizzando. Ad esempio, in eventi caratterizzati dalla presenza di molti jet, dove si richiede un'alta risoluzione nella procedura di identificazione, il raggio viene in genere posto a 0.4 . Il primo passo per l'identificazione dei jet consiste nell'assegnare ad ogni torre calorimetrica, un vettore tridimensionale di componenti (r, η, ϕ) dove il modulo di r è determinato dall'ammontare dell'energia depositata nei calorimetri e i valori di η e ϕ sono riferiti al baricentro di energia. Il baricentro di energia viene determinato assumendo che tutte le energie elettromagnetica e adronica siano depositate ad un profondità di 6 lunghezze di radiazione e 10 lunghezze di interazione rispettivamente.

La ricerca dei jet avviene in fase preliminare tramite l'algoritmo di *preclustering*. Questo consiste nella ricercare tra tutte le torri quelle corrispondenti a vettori con energia trasversa, E_T, maggiore di 1 GeV. Queste vengono ordinate secondo energia decrescente, e l'algoritmo analizza la lista a partire dalla torre con energia più alta. Un cono di raggio R viene disegnato nel piano η, ϕ attorno ad essa. Tutti gli altri vettori che cadono all'interno del cono vengono sommati a quello di partenza ed eliminati dalla lista. Un nuovo cono sarà disegnato attorno al primo dei vettori rimanenti nella lista originaria, e come prima saranno sommati i vettori entro il cono. La procedura continua fin tanto che tutti vettori non sono stati collocati all'interno di qualcuno dei *pre-jet* candidati.

A questo punto l'algoritmo passa alla fase denominata di *clustering* che coinvolge tutti i vettori con energia trasversa sopra gli 0.1 GeV. Viene ricalcolata l'energia trasversa competente a ciascun disco (η, ϕ) includendo tutti i vettori che esso racchiude. Un nuovo disco viene ridisegnato attorno alla risultante. Questa successione di operazioni è ripetuta fin tanto che un'ulteriore iterazione non porta a cambiamenti apprezzabili nella posizione dei dischi rispetto alla precedente, ovvero fin tanto che non viene raggiunta una configurazione stabile (ciò avviene in media dopo tre iterazioni).

Può succedere che due dischi si sovrappongano parzialmente o per un'abbondante porzione della loro area. In tali casi vi sono due possibilità: se la regione di sovrapposizione ha come contenuto energetico meno del 75% dell'energia della più piccola delle risultanti attorno a cui i dischi sono stati costruiti, ogni vettore viene assegnato alla risultante ad esso più vicina. In caso diverso, tutti i vettori appartenenti ad uno o all'altro dei dischi di partenza vengono utilizzati per calcolare un'unico vettore risultante attorno al quale verrà disegnato un solo disco.

I dischi che rimangono alla fine di questa procedura di riconoscimento, ricostruzione ed eliminazione delle ambiguità, vengono identificati come jet, se la loro energia, rappresentata dal vettore risultante, eccede 10 o 15 GeV a seconda del caso. L'asse individuato dalla direzione della risultante viene detto *asse del jet*.

2.4.4 Correzioni ai jet

I jet che emergono dalla somma vettoriale dei momenti associati a ciascuna delle torri calorimetriche racchiuse all'interno di una stessa regione (il cono), necessitano dell'applicazione di correzioni opportune finalizzate a limitare effetti sistematici di degradazione delle informazioni energetiche.

Le fonti di degrado delle misure energetiche sono molteplici e possono essere schematicamente presentate come segue.

• **Il rivelatore** può introdurre una disomogeneità nelle misure energetiche dovuta alle differenze costruttive dei vari apparati calorimetrici. L'effetto è stato evidente nel caso del Run I, dove il materiale attivo era diverso per i calorimetri centrali e quelli frontali, ma dovrebbe essere limitato nel caso del Run II dove tutti i sistemi calorimetrici sono basati sulla stessa architettura di campionamento ed il materiale sensibile è lo stesso. Un'altra fonte di inefficienza può emergere nel momento in cui particelle prodotte nell'interazione primaria e costituenti di fatto il jet dovessero cadere in quelle parti di rivelatore, quali ad esempio giunzioni delle varie parti, non coperte da materiale attivo.

• **La procedura di clustering** è caratterizzata da una risoluzione in energia e in posizione limitata, dovuta all'utilizzazione di un algoritmo a cono di raggio fisso. Le particelle che dovessero essere emesse durante la procedura di frammentazione e conseguente adronizzazione ad angoli elevati non saranno incluse nel jet cui realmente farebbero parte. La stessa situazione caratterizza il caso in cui particelle a basso impulso trasverso rimangano intrappolate nel campo magnetico del sistema di tracciatura.

• **L'Underlying event**, come viene definito tutto ciò che contorna l'evento di interazione dura tra i partoni iniziali, può dare luogo a flussi di adroni in grado di contribuire alle misure di quantità di competenza dell'interazione principale. Alcune delle particelle prodotte da interazioni tra ciò che rimane dei nucleoni iniziali possono essere in tal modo inglobate erroneamente nella procedura di clustering.

• **Interazioni multiple**, eventualmente occorse nello stesso incrocio dei fasci, porterebbero alla sovrapposizione delle informazioni relative ad eventi diversi all'interno del rivelatore, con un coseguente peggioramento della risoluzione.

Tutti questi effetti devono essere considerati al fine di definire adeguate correzioni ai jet. Il fine di tali correzioni è quello di riscalare l'energia dei jet a quel valore che rappresenterebbe la più probabile energia trasversa posseduta dal jet qualora tutte le cause di disturbo fossero state assenti.

La scala assoluta per l'energia può essere stimata attraverso studi Monte Carlo dell'energia rilasciata nei calorimetri da sciami elettromagnetici ed adronici simulati. Il controllo della taratura può essere eseguito mediante l'analisi ad esempio di processi $Z_0 \to e^+e^-$ e $Z_0 \to e^+e^- + jet$. Il primo processo dá modo di controllare la calibrazione del calorimetro elettromagnetico: la massa invariante dei due leptoni deve uguagliare la massa della Z_0 inizialmente prodotta. D'altro canto, il secondo processo da modo di calibrare la sezione adronica dei calorimetri richiedendo che leptoni e jet disposti in direzioni opposte all'interno del rivelatore diano uguali risposte nelle parte elettromagnetica, precedentemente tarata, ed adronica rispettivamente.

2.4.5 Identificazione dei jet provenienti da b-quark

Adroni contenenti b quark prodotti nell'interazione primaria sono caratterizzati da una vita media dell'ordine del picosecondo [21] e possono viaggiare all'interno del rivelatore per qualche millimetro prima di decadere.

Grazie al rinnovato rivelatore al silicio, SVX-II, è possibile ricercare all'interno dell'evento la presenza di vertici secondari prodotti dal decadimento di quark pesanti. Questo tipo di approccio è di fondamentale importanza al fine di identificare i jet prodotti dal decadimento di questo tipo di particelle. Nel corso del Run I, l'algoritmo SECVTX (SECondary VerTeX) adempiva a tale scopo ([22],[23]) fornendo la possibilità

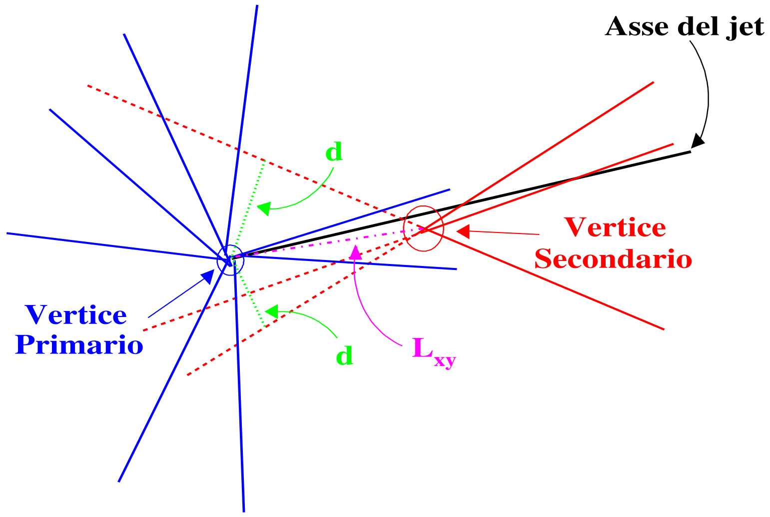


Figura 2.13: *Ricostruzione dei vertici primario e secondario di interazione nel piano r-ϕ. Vengono illustrati i parametri d'impatto, d, e le lunghezze di decadimento,L_{xy}, di alcune tracce rappresentative.*

di discriminare b-jet ad alto P_T rispetto a jet prodotti da quark leggeri o gluoni. Tale algoritmo è ancora in fase di studio per l'applicazione al Run II. Nel seguito della trattazione, tutti i risultati saranno riferiti all'algoritmo del Run I e dovranno pertanto essere considerati a titolo indicativo.

SECVTX è fondato sulla possibilità di riconoscere le tracce le cui traiettorie estrapolate verso l'interno del rivelatore sono incompatibili con l'ipotesi di provenire dal vertice primario di interazione, convergendo in un punto diverso (il *vertice di decadimento*, Fig. 2.13).

Le tracce vengono selezionate secondo il loro impulso trasverso e la loro significanza sul parametro d'impatto[10] determinando la seguente classificazione:

- ◇ *pass 1*: tracce che risultano spostate rispetto al vertice primario di interazione in modo lasco, ricostruite con l'utilizzo degli hit contenuti in tre layer di silicio, con $P_T \geq 0.5$ GeV/c e $S_d \geq 2.5$. Tali requisiti vengono tuttavia portati a due soli layer e a $P_T \geq 1.5$ GeV/c nel caso in cui l'accettanza di SVX-II sia tale da non permettere la ricostruzione di ulteriori hit;

- ◇ *pass 2*:(un sottoinsieme delle precedenti) tracce che risultano spostate rispetto al vertice primario in modo netto, ricostruite con l'utilizzo degli hit contenuti in tre layer di silicio, con $P_T \geq 1.5$ GeV/c e $S_d \geq 4.0$.

[10] La significanza, $S_d = d/\sigma_d$, è definita come il rapporto tra il parametro d'impatto misurato rispetto al vertice primario di interazione e l'indeterminazione su tale misura.

La procedura di riconoscimento dei vertici secondari di decadimento si fonda sui seguenti passi:
• le tracce vengono classificate in base al loro P_T ed alla loro significanza sul parametro d'impatto: le due tracce con P_T e significanza più alti sono utilizzate per l'identificazione di un vertice comune, localizzato nel punto di intersezione delle loro traiettorie;
• il vertice così trovato viene utilizzato come seme per l'identificazione di un vertice secondario di decadimento ricercato unendo le informazioni delle altre tracce presenti nell'evento;
• le tracce che contribuiscono ad un $\chi^2 > 50$ vengono scartate e l'interpolazione della posizione del vertice secondario viene eseguita nuovamente;
• il vertice identificato viene nominato *vertice secondario* se almeno tre tracce risultano avere $S_d < 3$ rispetto ad esso.
• Nel caso in cui questo non succeda, la procedura si ripete a partire da un'altra coppia di tracce. Se nemmeno così viene riconosciuto un vertice secondario, l'algoritmo ripete i passi precedenti utilizzando le tracce *pass 2*, sopra definite. In questo caso, vengono richieste solamente due tracce per la definizione di un vertice.

Una volta che un vertice secondario candidato è stato identificato, viene determinata la sua distanza, L_{xy}, dal vertice primario nel piano trasverso. La risoluzione tipica di questa misura si attesta attorno ai 130 μm. Il segno di tale quantità viene scelto in accordo al prodotto scalare tra la sua direzione e quella del jet all'interno del quale il vertice è stato identificato. I jet originati dal decadimento di quark pesanti devono avere L_{xy} positivo mentre quelli provenienti da quark leggeri possono distribuirsi con uguale probabilità sia per valori positivi che negativi attorno allo zero[24]. Alla fine un jet viene identificato come proveniente dall'adronizzazione di un quark pesante se valgono le seguenti condizioni:

- $|L_{xy}| < 2.5\ cm$;
- $|L_{xy}/\sigma_{L_{xy}}| \geq 3$;
- $L_{xy} > 0$.

L'algoritmo SECVTX, ottimizzato per l'identificazione di jet provenienti da b, risulta poco efficiente per il riconoscimento dei c-jet. Le efficienze di identificazione sono state determinate tramite il confronto di misure su dati reali e simulazioni Monte Carlo su eventi di produzione diretta di coppie $b\bar{b}$ e $c\bar{c}$. Ciò che risulta è un efficienza pari a: $\sim 33\%$ e $\sim 11\%$ rispettivamente per l'identificazione b-jet e c-jet. La probabilità di identificazioni errate, ovvero di riconoscere come proveniente da quark pesanti un jet proveniente da quark leggero, è stata stimata essere $\lesssim 1\%$.

2.5 I rivelatori di muoni

Il sistema muonico è disposto in modo tale da racchiudere l'intero apparato sperimentale del rivelatore: tracciatura e calorimetria. Costituisce la parte più esterna del rivelatore, il suo posizionamento infatti tiene conto dell'elevato potere penetrante dei muoni, che costituisce di per sè un modo semplice per la loro identificazione. Tali rivelatori possono essere costituiti di materiale scintillatore o camere a fili.

Nel corso di questi ultimi anni, anche gli apparati di rivelazione di muoni sono stati rivisti al fine di aumentarne le prestazioni:

• per prima cosa è stata aumentata l'accettanza di tali rivelatori essenzialmente strumentando parti scoperte durante il Run I;

• conseguentemente alle migliorie occorse al sistema di tracciatura, il sistema di identificazione dei muoni in avanti ha aumentato la sua accettanza anche in relazione alle migliori informazioni riguardanti le misure di impulso di cui può disporre.

L'occupanza di questi rivelatori è stata dimostrata essere, nel Run I, per il 95% dovuta a particelle irradiate dai fasci del Main Ring. Nel Run II questa situazione dovrebbe migliorare in seguito alle migliorie occorse nei sistemi di schermatura degli apparati riducendo così l'occupanza dovuta al fondo di questi rivelatori esterni.

Capitolo 3

Sistema di trigger e di acquisizione dei dati

Il trigger, come già anticipato precedentemente, riveste un ruolo fondamentale per gli esperimenti di collisione tra adroni. Questo è dovuto essenzialmente al fatto che la frequenza alla quale avvengono le collisioni è ben più alta della frequenza con cui si riescono ad immagazzinare i dati. Nel RunII a pieno regime [1]*, la frequenza delle collisioni sarà di 7.6 MHz mentre la velocità di scrittura su disco sarà inferiore a 75 Hz. Il ruolo del trigger è quindi quello di estrarre efficacemente i segnali di fisica più interessanti dall'enorme fondo di processi di* QCD *o di eventi in cui la collisione non è stata così profonda tale da produrre processi cercati.*

Solo come esempio si consideri che la sezione d'urto inelastica per lo scattering $p\bar{p}$ è 56 mb, che in termini di frequenza, alla luminosità di 10^{32} cm^{-2} s^{-1}, equivalgono a 5.6 milioni di collisioni al secondo. Diversamente l'ordine di grandezza per la frequenza di produzione di eventi di alto interesse fisico come top ed Higgs è di 8×10^{-4} ed 3×10^{-5} Hz rispettivamente [2].

3.1 Introduzione

L'elevata frequenza delle collisioni $p\bar{p}$ richiede che l'acquisisizione dei dati sia controllata da un apparato in grado di scartare tutti gli eventi che non presentano le caratteristiche alle quali si è interessati. Questo sistema è conosciuto con il nome di *trigger* ed è essenzialmente costituito da un insieme di apparati hardware e moduli software veloci in grado di discriminare gli eventi, sulla base delle informazioni fornite dai diversi elementi di rivelazione, subito dopo che una collisione è avvenuta. Gli eventi che soddisfano le condizioni richieste dal sistema di trigger saranno in seguito memorizzati permanentemente su supporti magnetici e ricostruiti completamente dal software *offline*.

[1] Per il momento le collisioni avvengono ogni 396 ns, ciò corrisponde al fatto, previsto per le fasi iniziali dell'esperimento, che i pacchetti di protoni e di antiprotoni sono 36 anzichè 108. Nel secondo caso, le collisioni avverranno ogni 132 ns.

[2] Ciò corrisponde a sezioni d'urto di produzione rispettivamente di $7 \div 8$ pb [25] per il top a $M_{top} = 175 GeV/c^2$ [25] e ~ 0.6 fb per $M_H = 120$ GeV/c^2 [12].

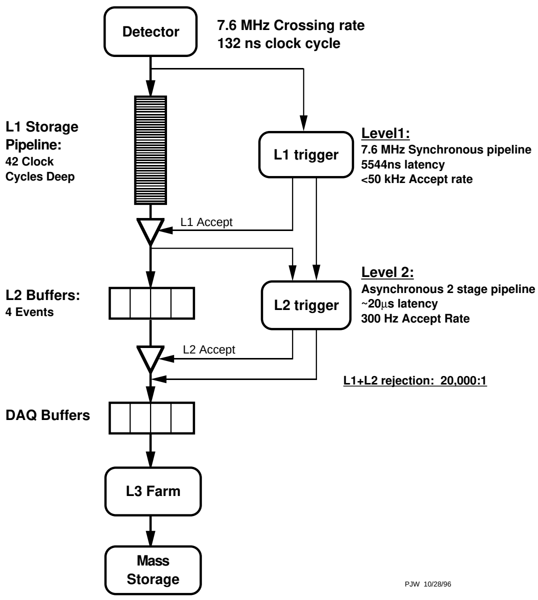


Figura 3.1: *Il sistema di trigger.*

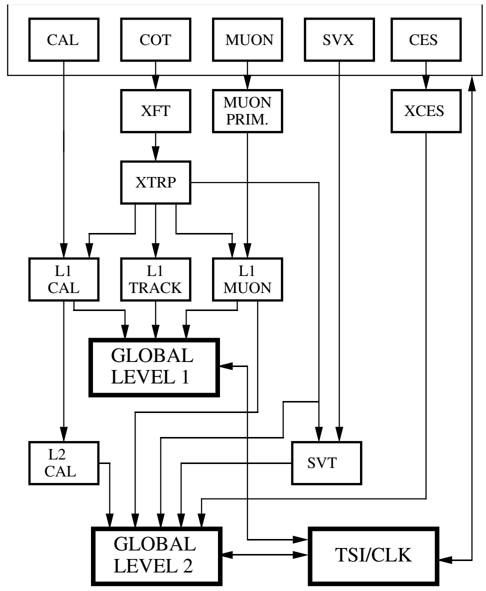


Figura 3.2: *Diagramma a blocchi del sistema di trigger*

In seguito ai cambiamenti subiti dall'intero apparato di rivelazione di CDF, rispetto al Run I, anche l'intero sistema di acquisizione dei dati e di trigger sono stati rivisti per l'inizio del Run II. La prima fondamentale ragione per il rinnovo di tutta l'elettronica di *front end* del trigger (*id est* dell'elettronica a diretto contatto con gli apparati di rivelazione) è che la riduzione della spaziatura tra i pacchetti dei fasci ha ridotto l'intervallo di tempo tra due incroci dei fasci successivi da 3.5 μs, del Run I, a $132 \div 396$ ns. Rispetto al Run Ib, dove il trigger doveva ridurre il flusso di dati proveniente dalle collisioni di un fattore 10^5, per arrivare ad una frequenza scrittura di circa 10 Hz, nel Run II, benché la luminosità sia aumentata di un ordine di grandezza, la frequenza di scrittura su disco è aumentata solo di un fattore $3 \div 5$. Appare chiaro che il nuovo sistema di trigger dovrà avere una maggiore capacità di reiezione degli eventi pur mantenendo alta l'efficienza riguardo gli obiettivi topici della fisica da studiare. Accanto a questo, tutto il sistema elettronico di CDF è stato rivisto al fine di meglio adeguarlo alle condizioni sperimentali del Run II. L'aumento della luminosità, infatti, costringe ad un aumento di pari entità della velocità di trasferimento dei dati dai rivelatori all'elettronica di trigger.

3.2 Il sistema di trigger

L'architettura del sistema di trigger si snoda attraverso tre stadi, due hardware ed uno software, per ognuno dei quali il fattore di riduzione degli eventi è tale da permettere ai livelli successivi di processare gli eventi filtrati da quelli precedenti, cercando di minimizzare il più possibile il tempo morto di ciascuno.

Il primo livello è costituito da un insieme di dispositivi hardware in grado di ricercare nell'evento oggetti di fisica interessanti basandosi sulle risposte del rivelatore, e di decidere in base al conteggio degli oggetti trovati (ad esempio una torre calorimetrica di 15 GeV, due tracce con $P_T > 1.5$ GeV e così via). Il livello 2 invece, sempre basandosi su dispositivi hardware, è in grado di ricostruire parzialmente l'evento tramite dei processori programmabili allo scopo. Il Livello 3 può invece contare sulla risoluzione totale del rivelatore per portare a termine una ricostruzione pressoché completa degli eventi grazie alla potenza di calcolo fornita dai processori della $farm$ di livello 3.

Per rendere possibile la trasmissione e l'elaborazione dei dati, alle varie componenti del trigger, e per rendere possibile una decisione si è stabilito di avere una latenza di 5.6 μs per il trigger di livello 1. Questo obbliga i singoli rivelatori ad immagazzinare tramite opportuni *buffer* i dati relativi a 42 incroci dei fasci (a 132 ns di separazione) che avvengono durante il periodo di latenza; il percorso dell'informazione è fornito dalla Fig. 3.1 che illustra tramite diagrammi a blocchi il funzionamento del sistema di acquisizione dati.

Se un evento viene accettato dal livello 1, l'elettronica di *front end* trasferisce i dati relativi ad una delle quattro schede di *buffer* del livello 2. Questo permette di avere un'accettanza a livello 2 pari a 40 kHz, corrispondente ad un tempo medio a disposizione per l'elaborazione dell'informazione di 20 μs ad evento[3] . In ingresso al livello 3 sono permessi 300 eventi al secondo. I dati, che soddisfano le richieste di trigger di secondo livello, fluiscono verso il livello 3, dove opportuni algoritmi rendono possibile la ricostruizione dell'evento. Va notato che sia il primo che il secondo livello di trigger hanno a disposizione informazioni provenienti dal rivelatore non disponibili nel corso del Run I. In questo contesto vanno inquadrati il sistema dedicato alla ricostruzione delle tracce a livello 1[4] basato sulle informazione della camera centrale di tracciatura, ed il sistema SVT[5] di identificazione dei vertici secondari a livello 2.

Per ogni livello di trigger viene definito un insieme di *primitive*, *id est* oggetti fisici che sono direttamente misurati dal rivelatore (come ad esempio l'energia depositata nelle torri dei calorimetri) od ottenuti da essi tramite l'utilizzo di opportuni algoritmi (ad esempio nel caso dei jet). A seconda del segnale che si vuole raccogliere, specifiche richieste sono applicate ad un sottoinsieme delle primitive disponibili ad un dato livello. Queste selezioni vanno a definire il livello di trigger in considerazione.

La frequenza massima di eventi permessa per un dato livello, molto spesso riferita come *banda passante* o *band width*, ne riflette le prestazioni (velocità delle

[3]Va a questo punto sottolineato come il processo di elaborazione delle informazioni a livello 2 sia *asincrono* a differenza di quanto avviene a livello 1 dove gli eventi vengono analizzati nell'ordine in cui vengono raccolti.

[4]Questo rende possibile, ad esempio, l'associazione di una traccia con una torre del calorimetro per ottenere una migliore identificazione degli elettroni.

[5]SVT è in grado inoltre di migliorare la risoluzione nella misura del momento trasverso, e di ottimizzare l'associazione delle tracce con le torri calorimetriche o con le matrici del sistema di rivelazione dei muoni.

$\int \mathcal{L}dt$ regime	Medio	Alto
$\sqrt{s}$	$2.0TeV$	$2.0TeV$
$\mathcal{L}$ $[cm^{-2}\ s^{-1}]$	1×10^{32}	2×10^{32}
Numero di pacchetti	36	108
Tempo tra incroci [ns]	396	132
$\bar{Num}$ interazione per incrocio	2.3	1.5
Level 1: banda passante	$40kHz$ ($400\mu b$)	$40kHz$ ($200\mu b$)
Level 2: banda passante	$300Hz$ ($3.0\mu b$)	$300Hz$ ($1.5\mu b$)
Level 3: banda passante	$75Hz$ ($750nb$)	$75Hz$ ($375nb$)

Tabella 3.1: *Condizioni limite per il Run II [26].*

operazioni)[6] . In tabella 3.1 sono riassunte le condizioni limite per i diversi contesti di luminosità previsti per il Run II.

Una volta che il trigger è stato definito per ogni singolo livello, vengono definiti dei collagamenti, *link*, attraverso i vari livelli creando così dei percorsi di trigger, *trigger path*, ovvero una cascata di richieste, ai vari livelli, che gli eventi devono soddisfare per essere accettati. Ogni singolo trigger identifica un'unica combinazione di selezioni a livello 1, 2, e 3. In altre parole ogni *path* definisce una logica AND attraverso le differenti selezioni possibili ai vari livelli.

I *dataset*, collezioni di dati, sono formati mettendo assieme diversi campioni di dati raccolti attraverso differenti cammini di trigger. Questa definizione dei dataset rende possibile mantenere sotto controllo la sezione d'urto di ogni singolo livello all'interno di un path definito, al variare delle condizioni delle condizioni sperimentali, come luminosità o rumore del rivelatore. In poche parole quindi i dataset vengono definiti tramite una logica OR tra diversi trigger.

3.3 Primitive di livello 1

Le primitive di trigger del livello 1 sono state concepite sulla base di semplici meccanismi di riconoscimento e conteggio degli oggetti fisici di maggiore interesse. Il tempo di latenza per tale livello è stimato attorno ai 5.6 μs. Le primitive di questo livello possono essere suddivise in quattro categorie corrispondenti, ai rivelatori dai quali provengono, e sono basate su ricostruzioni puramente hardware.

3.3.1 Oggetti calorimetrici

Le primitive calorimetriche a disposizione a livello 1 si possono suddividere in due classi distinte secondo il seguente schema:

- **oggetti locali:** costituiti da depositi energetici rilevati nei calorimetri centrali e plug. Al livello di trigger considerato, le torri non sono concepite singolarmente ma vengono associate a coppie lungo η. Le primitive che da esse si

[6] A livello 3, la banda passante viene inoltre influenzata dalla velocità di scrittura su disco delle informazioni.

possono ricavare sono chiamate *trigger towers* e coprono ciascuna una regione $\Delta\eta \sim 0.2 \times \Delta\phi = 15°$. Il risultato di questa suddivisione del piano (η, ϕ) confluisce nella formazione di una mappa 24×24 della regione calorimetrica estesa fino a $|\eta| < 3.6$. I contributi elettromagnetici ed adronici vengono trattati separatamente;

- **Oggetti globali:** vengono determinati tramite la somma dei depositi di energia trasversa sia elettromagnetica che adronica sopra una certa soglia secondo due diverse procedure:
  - somma su tutte le torri nel piano (η, ϕ) per la definizione della variabile ΣE;
  - somma su tutti i 24 moduli corrispondenti ad un settore in ϕ per la definizione delle variabili $\Sigma E_{T_x} = \Sigma E_T(\phi) \cos\phi$ e $\Sigma E_{T_y} = \Sigma E_T(\phi) \sin\phi$. A partire da queste viene infine calcolata la $\not{E}_T$.

Corrispondentemente a queste primitive, possono essere definiti trigger sugli oggetti calorimetrici locali o sulle variabili calorimetriche globali. In entrambi i casi è previsto l'inserimento di una soglia in energia che deve essere superata da tali oggetti per l'accettazione degli eventi. Nel caso di trigger basati sugli oggetti calorimetrici locali viene contato il numero di torri sopra soglia tramite una variabile ad 1-bit, ovvero la distinzione sarà effettuata tramite la discriminazione tra 0 o ≥ 1 torri; per i trigger invece che richiedono la presenza di due torri, tale somma sarà registrata in una variabile a 2-bit: $(0, 1, 2, \geq 3)$.

3.3.2 XFT: tracciatore veloce di livello 1

XFT è l'acronimo per *eXtreme Fast Tracker*, e sta ad indicare un apparato hardware in grado di effettuare una ricostruzione estremamente veloce delle tracce nella COT a livello 1 [17]. Un apparato simile era già utilizzato, ma a livello 2, nel corso del Run I per l'identificazione delle tracce con alto momento trasverso nella CTC. L'idea base su cui l'algoritmo si basa rimane tuttavia inalterata rispetto al Run I. Essa consiste nell'attuazione di una ricostruzione veloce delle tracce nel piano r-ϕ atta a fornire il P_T e la coordinata ϕ della traccia nel punto di massimo avvicinamento rispetto all'asse dei fasci. Gli standard che l'algoritmo XFT deve soddifare ripercorrono gli stessi caratteristici tratti dell'analogo apparato in CDF-I con l'intento volto a superarne le prestazioni. Tali richieste possono essere riassunte nei seguenti punti:

- efficienza di tracciatura sopra il 96% per le tracce con $P_T \geq 1.5\ GeV$;
- significanza di $\delta P_T / P_T^2 \leq 2\%$;
- reiezione della tracce false di un fattore due rispetto al corrispondente apparato nel Run I.

Un'ulteriore richiesta deve essere fatta sulla risoluzione angolare, $\delta\phi \leq 8\ mrad$, nel caso in cui si voglia utilizzare l'informazione di XFT come seme per la ricostruzione delle tracce nel silicio attuata da SVT di cui parleremo per esteso nel Par. 3.4.2.

XFT lavora sulla base di una procedura suddivisa in due passi successivi: per prima cosa vengono indentificati quegli hit di ogni superlayer della camera di tracciatura compatibili con l'essere allineati in un stesso segmento. La ricerca di questi hit viene effettuata attraverso tutti i possibili percorsi, *pattern*, accessibili ad una traccia con $P_T \geq 1.5\ GeV$. I segmenti così ottenuti, detti anche *pixel*, vengono definiti dalla loro cooordinata ϕ nel superlayer 3 della COT e dalla loro pendenza, calcolata tramite l'utilizzo dei soli due superlayer più esterni. I pixel vengono in seguito agganciati assieme a formare le tracce. Il punto di partenza per la procedura di *linking* dei segmenti è la presenza di un segmento nel superlayer 3, corrispondente ad un intervallo angolare di 1.25° della COT. Partendo da tale *pixel* tutte le possibili combinazioni di altri segmenti compatibili con l'ipotesi di una traccia con $P_T \geq 1.5\ GeV$ vengono analizzate. Tra tutte le combinazioni, *road*, l'algoritmo sceglie quella con più segmenti associati e più alto impulso trasverso, fornendo il segno della carica della particella associata alla traccia, il suo impulso e la sua coordinata ϕ nel terzo superlayer assiale della camera centrale di tracciatura.

Una volta che le tracce sono state identificate da XFT le informazioni ad esse relative vengono fornite ad un'unità, XTRP, che calcola l'estrapolazione verso le camere centrali dei calorimetri e le camere a muoni, al fine di associarle rispettivamente con un deposito energetico in una determinata torre, od ad un segnale nelle camere per la rivelazione dei muoni. Allo stesso tempo le informazioni riguardanti le tracce ricostruite vengono messe a disposizione dei processori appartenenti all'apparato di trigger di secondo livello.

XFT può esso stesso essere utilizzato al fine di formulare delle richieste di trigger a livello 1, queste possono essere basate sul numero, sulla soglia in impulso trasverso e sulla topologia delle tracce di un determinato evento.

3.3.3 I muoni

Una primitiva di livello 1 riguardo ai muoni può essere ottenuta tramite l'associazione delle primitive fornite da XFT con quelle dei rivelatori di muoni. La definizione di una primitiva muonica dipende strettamente da quali rivelatori vengono utilizzati. Per quelli a materiale scintillatore, ad esempio una primitiva può essere ottenuta richiedendo un singolo segnale oppure più hit in coincidenza; per le camere a fili, diversamente, viene ricercato una sequenza di segnali prodotti dal passaggio di una particella in tubi a deriva adiacenti (*stub*). Un'ulteriore primitiva per la definizione dei muoni può essere altresì fornita dai depositi energetici nei calorimetri adronici in grado di rilevare il passaggio di una particella al minimo di ionizzazione in una torre.

Rispetto al Run I va ricordato che il sistema di trigger per i muoni gode, da un lato, dell'aumentata copertura dei rivelatori che va ad aumentare la purezza dei campioni raccolti, dall'altro, delle infomazioni sulle tracce ricostruite dai processori di livello 1 in grado di diminuire la percentuale di false identificazioni.

L'associazione di uno *stub* muonico con una traccia di XFT può essere effettuata sulla base delle variabili r-ϕ[7] e P_T; per queste ultime esiste la possibilità di impostare soglie in impulso trasverso differenti per le tracce e per gli stub[8] .

3.3.4 Gli elettroni

Il trigger per gli elettroni è strutturato seguendo le medesime caratteristiche di quello per i muoni appena illustrato. In questo caso le primitive riguardo gli elettroni vengono essenzialmente fornite dalle informazioni sui depositi energetici nelle torri elettromagnetiche. Primitive possono essere ricavate tramite l'associazione di una torre calorimetrica sopra una certa soglia con un traccia soddisfacente le richieste in P_T.

3.4 Primitive di livello 2

La procedura di selezione degli eventi diventa più elaborata a livello 2 potendo sfruttare i risultati in termini di diminuzione della loro frequenza, perseguita dal primo livello di trigger. Le limitazioni sul tempo utilizzabile per l'analisi degli eventi sono meno stringenti a livello 2, ed il tempo medio a disposizione è di circa 20 μs per evento. Il cuore del livello 2 è ancora costituito da apparati hardware i quali possono però essere programmati agevolmente secondo specifiche richieste. Ci concentreremo anche qui nella descrizione delle varie primitive seguendo la loro connessione con gli apparati che le forniscono.

3.4.1 Oggetti calorimetrici

Oggetti estremamente comuni nella fisica delle alte energie degli ultimi anni sono i jet: essi prendono vita dal processo di adronizzazione di partoni molto energetici quando, a causa di un forte *boost*, le particelle prodotte tendono ad essere confinate in regioni limitate dello spazio delle fasi. In generale, un deposito di energia proveniente da un jet interessa più di una singola torre dei calorimetri. Come già illustrato, il livello 1 permette di porre delle soglie in energia per le singole torri, quello che invece si può fare a livello 2 è definire delle soglie riguardanti insiemi di torri contigue dette *cluster*. Il sistema di identificazione e ricostruzione dei *cluster* è basato su un algoritmo, *cluster-finder*, il cui funzionamento percorre i seguenti passi (Fig. 3.3).

1. L'algoritmo di riconoscimento dei cluster richiede il superamento di due tipi di soglie di energia per la definizione delle torri centrali, *seed tower*, e di quelle laterali, *shoulder tower*, per la definizione di un cluster. Le torri centrali

[7] La risoluzione in ϕ è pari a 2.5° per il livello 1, mentre la risoluzione ottenibile a livello 2 è di 1.25°.

[8] Bisogna ricordare ad ogni modo che la risoluzione nella variabile P_T è fortemente limitata nel caso degli stub. Questo è dovuto alla lentezza nella risposta dei rivelatori di muoni.

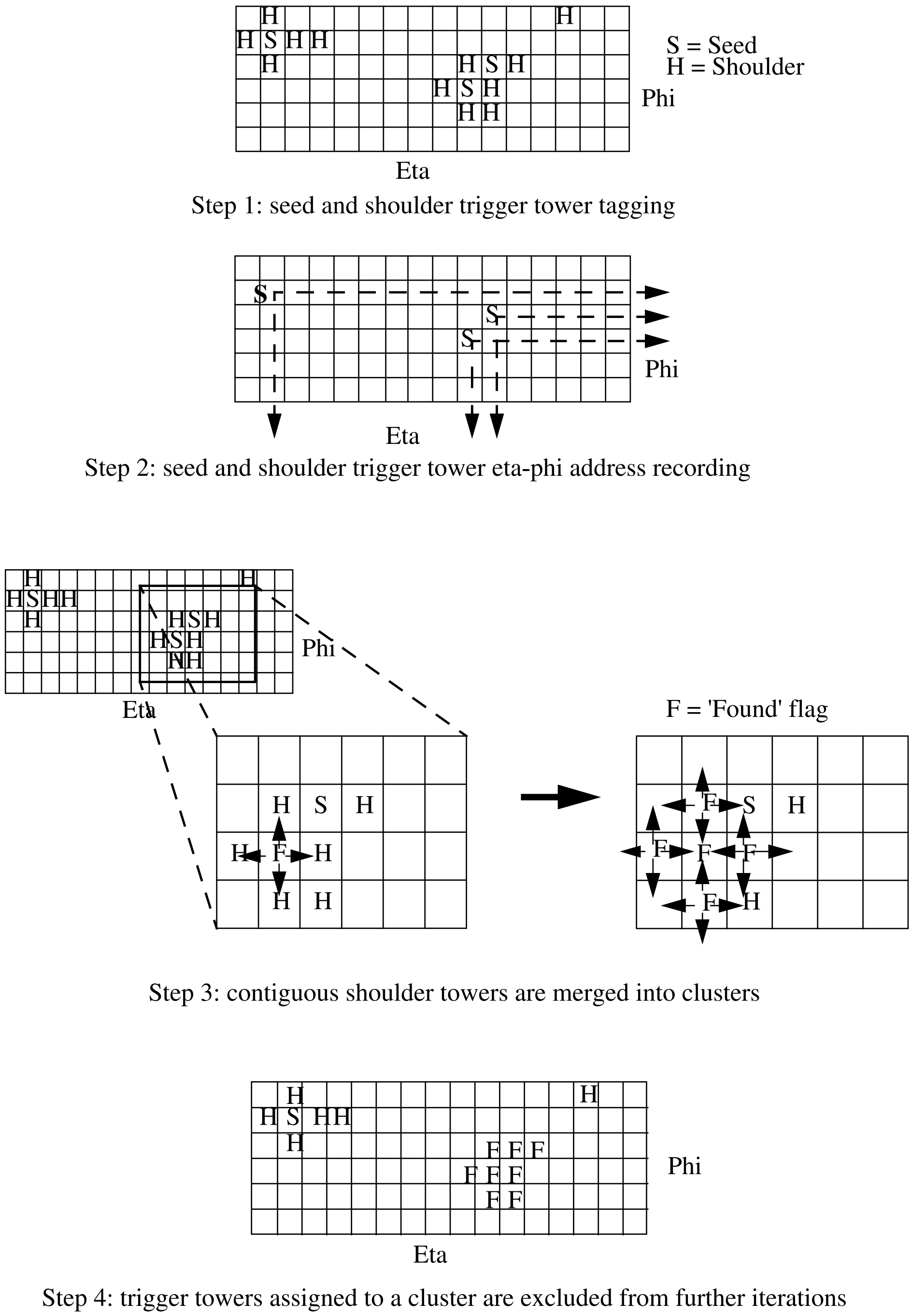


Figura 3.3: *Procedura di identificazione ed assegnazione dei cluster.*

saranno utilizzate come punto di partenza dell'algoritmo mentre il numero di torri laterali determina la durata, in termini di iterazioni successive, del procedimento.

2. Tutte le torri sopra la soglia definita per le *seed tower* vengono identificate come tali. Una volta che sono state identificate tutte le torri centrali per un

determinato evento, una seconda iterazione viene eseguita tra tutte le torri per l'identificazione delle torri laterali.

3. A questo punto ha inizio la procedura iterativa dell'algoritmo: si seleziona la torre centrale corrispondente al minimo indirizzo in $\eta = \eta_s$ e $\phi = \phi_s$. Un segnale viene inviato alle torri adiacenti[9] corripondenti agli indirizzi $\eta = \eta_s \pm 1$ e $\phi = \phi_s \pm 1$. Se una di queste torri è una torre di spalla, essa viene contraddistinta come trovata, $F = found$, e vengono a questo punto investigate le sue torri adiacenti. La procedura viene ripetuta fino a quando non vengono più trovate torri di spalla contigue.

4. Il passo precedente viene ripetuto per tutte le rimanenti torri centrali non ancora riconosciute in iterazioni precedenti.

Alla fine della procedura appena descritta, i *cluster* sono identificati come una serie di torri adiacenti ad una torre centrale. Ad ognuno di essi viene assegnata un'energia pari alla somma delle energie, elettromagnetiche ed adroniche separatamente, di tutte le torri che concorrono allo stesso gruppo. Come posizione η -ϕ del *cluster* viene mantenuta quella della torre centrale da cui ha avuto origine il procedimento di riconoscimento.

All'interno dello stesso evento, la procedura di riconoscimento dei cluster può essere eseguita per diversi tipi di soglie determinati sulla base degli oggetti fisici che i cluster vogliono rappresentare. In particolare per la definizione dei cluster si può scegliere tra i seguenti insiemi di prerequisiti:

- il **primo** insieme di soglie è scelto per l'identificazione di elettroni o fotoni a basso impulso. Esso consiste nel richiedere: $E_T^{em}(seed) = 3.0\ GeV$, $E_T^{em}(shoulder) = 1.0\ GeV$. Le torri adroniche dei calorimetri non devono aver dato risposta;

- il **secondo** insieme è studiato per il riconoscimento di fotoni ed elettroni ad alto impulso trasverso e consiste in: $E_T^{em}(seed) = 8.0\ GeV$, $E_T^{em}(shoulder) = 7.5\ GeV$, anche qui le torri adroniche non devono aver risposto;

- il **terzo** insieme: $E_T(seed) = 3.0\ GeV$, $E_T(shoulder) = 1.0\ GeV$ (sia per la parte adronica che elettromagnetica), è studiato per il clustering dei jet;

- il **quarto** insieme:$E_T^{em}(seed) = 2.0\ GeV$, non considera le torri laterali elettromagnetiche e tutte le torri adroniche; è specifico per per elettroni di basso P_T.

Analogamente al caso del primo livello di trigger le primitive calorimetriche del livello 2 possono essere raggruppate in due diverse categorie a seconda che si riferiscano a variabili locali o globali.

[9] Le torri centrali soddisferanno chiaramente ai requisiti di soglia posti per le torri laterali.

• **Primitive locali:** corrispondono a depositi[10] di energia adronica od elettromagnetica associati ai cluster. Oltre all'ammontare dell'energia e del tipo di soglie che il deposito soddisfa, viene registrata anche la posizione η-ϕ del *cluster*, corrispondente all'indirizzo della torre centrale, per essere eventualmente utilizzata per l'associazione ad una traccia di XTRP.
• **Primitive globali:** quali il numero di *cluster*, a seconda del tipo e del contenuto di energia. Somme totali di energia trasversa vengono effettuate sulla base delle informazioni dei *cluster* per tipo. Somme totali di energia trasversa basate solo sulle torri sono invece a disposizione dal livello 1.

3.4.2 SVT

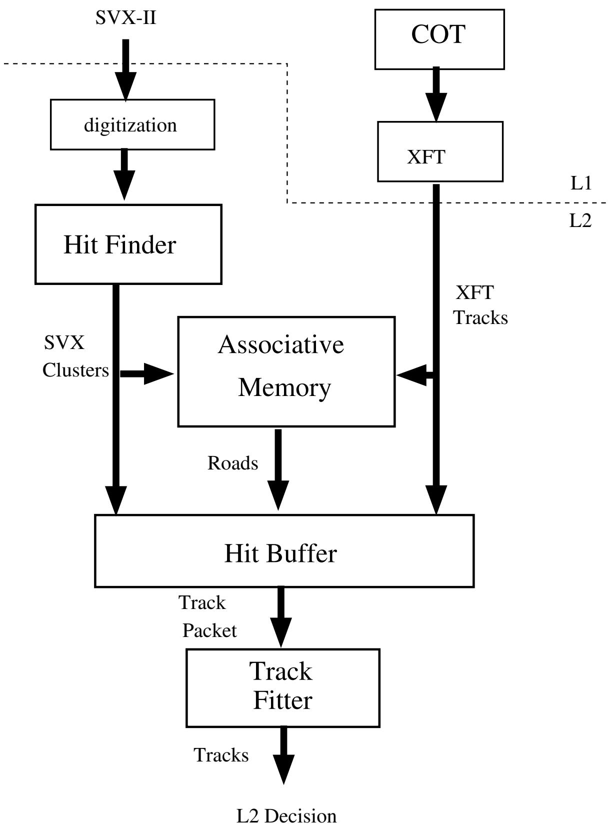


Figura 3.4: *Architettuta d'insieme di* SVT.

Il *Silicon Vertex Tracker* [27], SVT, costituisce l'innovazione più importante per il sistema di trigger di livello 2, rispetto al Run I. Per la prima volta in un esperimento di fisica delle alte energie è possibile identificare a livello di trigger tracce con parametro d'impatto significativo (Fig. 2.10). Quest'apparato è infatti in grado di rendere accessibili informazioni rilevanti per studi di fisica del "beauty" già a livello di trigger. Per esempio SVT renderà possibile studi sulla violazione di CP nei decadimenti di mesoni B che non erano alla portata dell'apparato sperimentale del Run I (*i.e.* $B^0 \to \pi^+\pi^-$). La possibilità di selezionare eventi caratterizzati dalla presenza di tracce con alto parametro d'impatto porta a numerosi progressi anche per la fisica ad alto P_T dominata dalla presenza di jet. Il segnale della $Z \to b\bar{b}$ ad esempio può essere isolato con maggior facilita e la posizione del picco di massa invariate della coppia di jet frutto del decadimento dei b quark può rendere possibile una misura della risoluzione e delle sistematiche di scala per la determinazione della massa del quark top. Infine l'uso di SVT può risultare molto efficiente nella collezione di un campione di $HV \to b\bar{b}q\bar{q}'$. Quest'ultimo aspetto sarà trattato in maggior dettaglio nel capitolo 5.

L'architettura d'insieme di SVT è illustrata in Fig. 3.4. Per prima cosa le informazioni fornite dal rivelatore SVX-II vengono digitalizzate e lette secondo i suoi

[10]Parti elettromagnetica e totale vengono considerate separatamente

72 settori (12 settori in ϕ $\times$ 6 barili) dall'*Hit Finder* che ricerca dei cluster di carica depositata in ogni strato di silicio componente il settore di SVX-II. Per ogni cluster trovato viene calcolato il centroide che rappresenta la posizione più probabile di intersezione tra la traiettoria della particella carica ed lo strato di silicio colpito. L'informazione in uscita dall'*Hit Finder* per ognuno dei 72 settori viene convogliata assieme in una memoria associativa, *Associative Memory*, e in un *Hit Buffer* assieme alle informazioni sulle tracce di di XFT provenienti dal livello 1. Il compito della memoria associativa è quello di eseguire una prima ricognizione dei possibili cammini di una possibile traccia (*pattern recognition*): i centroidi dei cluster di carica rilasciata, vengono calcolati a partire dagli hit di più strip vicine (2.3.1), *superstrip*, ed a questo punto tutte le possibili combinazioni di segnali nelle *superstrip* e tracce XFT vengono scandagliate e confrontate con combinazioni predefinite (*road*) sulla base di studi Monte Carlo. Ognuna delle road corrisponde ad un precisato insieme di quattro superstrip di SVX-II e di una traccia XFT. La dimensione delle superstrip viene scelta pari a 300 μm sulla base di un compromesso tra la risoluzione ottenibile tramite l'utilizzo di susperstrip ridotte e l'inevitabile insorgere di tracce false derivanti da dimensioni troppo elevate di tali insiemi di strip. È d'obbligo ricordare che dimensioni ridotte si traducono, oltre che in una migliore risoluzione nel riconoscimento dei possibili cammini, anche in un aumento della memoria allocata al fine di contenere tutte le informazioni. Parallelamente all'analisi effettuata dalla memoria associativa, l'*Hit Buffer* registra i cluster di carica (gli hit) e le tracce XFT in base al numero della superstrip associata. Successivamente l'*Hit Buffer* riceve dalla memoria associativa il numero della road corrispondente ad un'associazione riuscita delle superstrip ed una traccia XFT. Il modulo preposto per l'interpolazione delle tracce, il *Track Fitter*, riceve dalla memoria associativa il numero di road, e ricerca nel *Hit Buffer* gli hit contenuti all'interno della road considerata. La determinazione dell'elica di una traccia necessita di sei parametri soddisfacenti a particolari condizioni geometriche. Quattro sono forniti dalle posizioni degli hit nel silicio dei layer di SVX-II, altri due sono l'angolo azimutale ed il P_T della traccia XFT associata. In uscita da SVT per ogni traccia verranno forniti P_T, ϕ_0 e d_0. Saranno quindi tre le rimanenti condizioni indipendenti da essere utilizzate per la procedura di interpolazione. Se in generale esprimiamo le rimanenti condizioni secondo la forma:

$$f(x_j) = 0,$$

possiamo linearizzare l'equazione tramite uno sviluppo al primo ordine attorno al centro della *road*, x_j^c:

$$\Sigma_{j=1}^{6}\ a_j \Delta x_j = b$$

dove

$$\Delta x_j = x_j - x_j^c \ ; \quad a_j = \left(\frac{\partial f}{\partial x_j}\right)_c \ ; \quad b = -f(x_j^c)$$

La soluzione al problema della ricerca delle possibili configurazioni all'interno di una road è quindi risolvibile per mezzo di semplici prodotti scalari eseguibili da parte di un processore digitale di segnale.

Una volta che è stata identificata una combinazione di hit tale da soddisfare le condizioni geometriche imposte, assumendo che essa corrisponda ad una traccia reale, vengono calcolati i parametri P_T, ϕ e parametro d'impatto. La migliore stima di un parametro, p_k, di una data traccia, è funzione delle coordinate misurate, ed espandendo p_k al primo ordine attorno al centro della *road* otteniamo:

$$p_k(x_j) \sim p_k(x_j^c) + \Sigma_{j=1}^{6} \left(\frac{\partial p_k}{\partial x_j}\right)_c \Delta x_j \ .$$

Anche questa volta il calcolo dei parametri può avvenire tramite un semplice prodotto scalare. L'accuratezza stimata[11] ottenibile mediante l'algoritmo di interpolazione è pari a:

- $\sigma_d \sim 35\ \mu m$ per ($P_T = 2.0\ GeV/c$);
- $\sigma_\phi \sim 1\ mrad$;
- $\sigma_{P_T} \sim 0.3\% P_T^2$.

Principalmente due problemi possono degradare la risoluzione di SVT.

1. Il primo rigurda l'allineamento meccanico degli strati di silicio di SVX-II. Quest'ultimo deve essere infatti collineare con l'asse dei fasci entro i 100 μm per tener conto della mancanza di informazione nella coordinata z di SVT.

2. L'altro problema è invece legato al tempo di elaborazione che determinati eventi con alta molteplicità di tracce richiedono all'apparato. Eventi di questo tipo possono infatti richiedere un tempo di elaborazione sopra i 20 μs, che costituisce la separazione temporale tra eventi successivi, introducendo così una frazione di tempo morto con influenze negative sulle capacità di trigger di questo apparato.

Allo studio delle prestazioni di SVT per eventi di produzione associata di Higgs in stati finali completamente adronici viene dedicato il capitolo 5, dove particolare attenzione verrà posta sulla stima del tempo di elaborazione medio richiesto per questo tipo di eventi.

3.4.3 Muoni ed elettroni

Le primitive di livello 2 per elettroni (muoni) possono contare della maggior precisione con le quale viene determinata la coordinata ϕ tramite la quale viene eseguita l'associazione tra tracce XFT e torri calorimetriche[12] (segnali nei rivelatori di muoni). Per la selezione degli elettroni a questo stadio di trigger sono inoltre disponibili le informazioni fornite dalla procedura di *clustering*.

[11] Tramite simulazioni di SVT.

[12] Nel caso degli elettroni un'associazione più precisa può essere ottenuta grazie alle informazioni derivanti dai rivelatori di posizione presenti nei calorimetri centrali e di plug (CES).

3.5 Il Livello 3

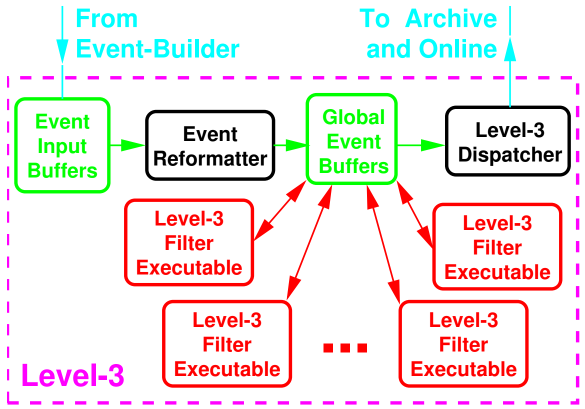


Figura 3.5: *Diagramma a blocchi del terzo livello di trigger.*

Il livello 3 di trigger, oltre a fornire lo stadio finale per una limitazione delle informazioni da registrare su supporti permanenti, costituisce il primo passo verso una completa ricostruzione degli eventi. Esso può difatti contare su tutte le informazioni digitalizzate fornite dall'intero rivelatore. Il livello 3 provvede inoltre alla formazione dei canali di dati da essere forniti alla ricostruzione *offline*, al sistema di *monitoring online* dell'esperimento, ed ai sistemi di analisi per eventi di alto interesse fisico. Ricordando inoltre, che a questo stadio possono essere utilizzati codici destinati all'elaborazione simili a quelli *offline*, opportunamente ottimizzati, esso costituisce un ulteriore risorsa di calcolo per la ricostruzione degli eventi [29].

Un diagramma funzionale del livello 3 è fornito dalla Fig. 3.5: i pacchetti di dati provenienti dal processo di ricostruzione a livello 3[13] vengono fatti confluire nella memoria centrale del livello 3 (*Event Input Buffer*). L'*Event Reformatter* combina i pacchetti di informazione in blocchi contigui di memoria da essere contenuti nel buffer globale del sistema (*Global Event Buffer*). A partire dal buffer globale le informazioni vengono filtrate attraverso moduli software. Gli eventi soddisfacenti le richieste di filtri di livello 3 vengono conseguentemente forniti al sistema di controllo *online* della presa dati e registrati in supporti permanenti.

Le specifiche del livello 3 vengono fornite dal *Technical Design Report* [17] e sono determinate dalla frequenza di eventi in uscita dal livello 2 di triggger. Queste possono essere riassunte come segue:

Frequenza in uscita dal L2	$\geq 300\ Hz$
Num. medio di kB per evento	$150 \div 250$
Banda passante in ingresso a L3	$\geq 60\ MB/s$
Frequenza di uscita dal L3	$\leq 75\ Hz$

Gli eventi in ingresso al livello 3 del sistema di trigger sono elaborati da una batteria di bi-processori Pentium II a 400 MHz in parallelo (una *farm* di PC). Le dimensioni di questa farm verranno definite in funzione del tempo di elaborazione richiesto per evento e della frequenza di scrittura su disco richiesta.

[13] L'*Event Building* costituisce la prima fase di ricostruzione degli eventi. È in grado di elaborare informazioni con una frequenza di 300 eventi al secondo. Ogni evento è caratterizzato da una mole di informazioni pari a $\sim 250\ kB$ che viene ricomposta a partire da blocchi di $12 \div 16\ kB$ forniti da varie stazioni di lettura delle informazioni del rivelatore.

A questo livello di trigger gli eventi vengono ricostruiti quasi completamente da parte di algoritmi analoghi a quelli utilizzati per l'analisi *offline*. In particolare jet, tracce, e leptoni sono completamente individuati. Alcune variabili cinematiche complessive non possono tuttavia essere calcolate a causa dell'elevato tempo di elaborazione che richiedono. Una ricostruzione completa può in linea di principio essere effettuata solo per quei dati selezionati da cammini di trigger caratterizzati da basse frequenze in ingresso al livello 3. Se un evento soddisfa le selezioni per il terzo ed ultimo livello di trigger esso viene memorizzato permanentemente su nastro ed andrà in contro ad un processo di definitiva ricostruzione al fine di renderlo utilizzabile per analisi di fisica offline.

Capitolo 4

Selezioni calorimetriche per eventi $W^{\pm}/Z + H \rightarrow adroni$

In questo capitolo e nel successivo, verranno studiati gli aspetti rilevanti della progettazione di un trigger volto alla raccolta di eventi $W^{\pm}/Z + H \rightarrow adroni$. Le selezioni che illustreremo in questo capitolo saranno basate sulle primitive calorimetriche disponibili ai vari livelli di trigger. Anticipiamo come la frequenza di acquisizione ottenibile tramite queste sia troppo alta, risultando pari ad un quinto della banda passante totale del livello 3. Ulteriori richieste dovranno pertanto essere studiate. La discussione delle strategie aggiuntive, per l'ottimizzazione del trigger oggetto di questo lavoro, verranno esposte nel capitolo successivo.

4.1 Introduzione

Come si è già accennato precedentemente, uno degli obiettivi primari del Run II al TEVATRON è la ricerca del bosone di Higgs. Alcuni studi basati su simulazioni parametriche mostrano che per una luminosità integrata dell'ordine dei 10 fb^{-1}, utilizzando i dati di entrambi gli esperimenti CDF II e D0[1] combinati, è possibile pervenire ad un'evidenza sperimentale dell'esistenza dell'Higgs con una significanza dell'ordine dei 3σ se $M_{\mathrm{H}} \lesssim 130\ GeV/c^2$ (Fig. 7.10). D'altro canto, lo stesso ammontare di luminosità integrata raccolta, per $M_{\mathrm{H}} \lesssim 190\ GeV/c^2$, permetterà di escludere la presenza di tale particella al 95% di livello di confidenza (C.L.).

Sebbene, come precedentemente illustrato (Capitolo 1), il meccanismo di produzione dominante per l'Higgs sia quello della fusione di due gluoni (con sezione d'urto $\sigma \sim 0.6\ pb$ per $M_{\mathrm{H}} = 120 GeV/c^2$), la sua produzione associata a bosoni vettori, quali Z e $W^{\pm}$, costituisce il canale più promettente nonostante la sezione d'urto più bassa ($\sigma \sim 0.3\ pb$ per $M_{\mathrm{H}} = 120 GeV/c^2$). Quest'ultimo meccanismo infatti rende possibile una maggiore reiezione dei processi di fondo tramite la ricostruzione dei bosoni vettori.

Sperimentalmente, gli stati finali più incoraggianti corrispondono a quelli in cui

[1] Ricordiamo che CDF II e D0 sono i due esperimenti i cui rivelatori sono situati nei due punti di incrocio dei fasci lungo l'anello del TEVATRON.

i bosoni vettori decadono in leptoni $e^{\pm}$, $\mu^{\pm}$ e neutrini, la cui identificazione nel rivelatore è relativamente agevole. Tali decadimenti, infatti, oltre a costituire delle topologie estremamente chiare, producendo leptoni ad alto impulso trasverso, danno forti appigli per la reiezione del fondo a livello di trigger. Tuttavia gli stati finali leptonici soffrono di un basso branching ratio ($\sim$ 21% per il W in $e^{\pm}\nu$ più $\mu^{\pm}\nu$; $\sim$ 7% per la Z sommando i contributi in $e^{\pm}$ e $\mu^{\pm}$ e $\sim$ 20% per la Z in neutrini). D'altra parte, gli stati finali completamente adronici, sebbene siano favoriti dall'alto branching ratio ($\sim$ 69%), soffrono dell'alto grado di contaminazione da eventi multijet prodotti tramite interazioni forti. Per semplicità denoteremo nel seguito questo tipo di eventi come eventi di QCD. A livello ad albero questi eventi sono caratterizzati da due partoni uscenti, che portano nella maggior parte dei casi ad una topologia a due jet. Il numero di jet prodotti da questo tipo di processi può tuttavia aumentare per la presenza di gluoni irradiati dai partoni nello stato iniziale o finale.

Ad ogni modo, va ricordato che, sia nel caso di decadimenti leptonici od adronici dei bosoni vettori associati, per $M_{\mathrm{H}} \lesssim 130\ GeV$, il canale di decadimento più favorevole per l'Higgs è quello caratterizzato dalla produzione di una coppia di $b\bar{b}$ ($B.R. \sim 70\%$). Appare, quindi, subito chiara la necessità di poter disporre di metodi per l'identificazione di jet provenienti da quark b. Sono due le metodologie che possono essere esplorate in tale contesto:

a.) la prima, oggetto principale di questo studio (Capitolo 5), consiste nella caratterizzazione degli eventi con getti (*jet*) prodotti da b quark, sfruttandone la vita media caratteristica ($c\tau \sim 1.5\ ps$). Tale peculiarità dà la possibilità di ricostruire vertici secondari di decadimento (Par. 2.4.5);

b.) la seconda, di cui parleremo brevemente, data la sua complementarietà con il metodo qui studiato, consiste nel riconoscimento dei leptoni a basso impulso (*Soft Lepton Tagging*: SLT), prodotti nei decadimenti semileptonici di adroni contenenti b quark.

4.1.1 Il trigger multijet nel Run I

All'inizio del Run I è stato sviluppato un trigger per la raccolta di eventi caratterizzati da stati finali a molti jet, principalmente volto alla ricerca del top quark in stati finali adronici [30]. Il trigger, durante il Run Ib, consisteva nei seguenti requisiti:

- ◇ a **livello 1**: una singola torre calorimetrica di trigger sopra un soglia determinata in base alla pseudorapidità e compresa tra 8 e 51 GeV;
- ◇ a **livello 2**: richieste sull'energia globale depositata calcolata dopo la procedura di clustering (energia clusterizzata) ($\Sigma E_T^{cl} \geqslant 125 GeV$), ed infine sul numero dei cluster adronici ($N_{cl} \geqslant 4$ con $E_T^{cl} \geqslant 15 GeV$);
- ◇ a **livello 3**: si chiedeva una conferma delle richieste di livello 2 sulle variabili dei jet: almeno quattro jet con $E_T^{jet} \geqslant 15 GeV$ e $\Sigma E_T^{jet} \geq 125\ GeV$.

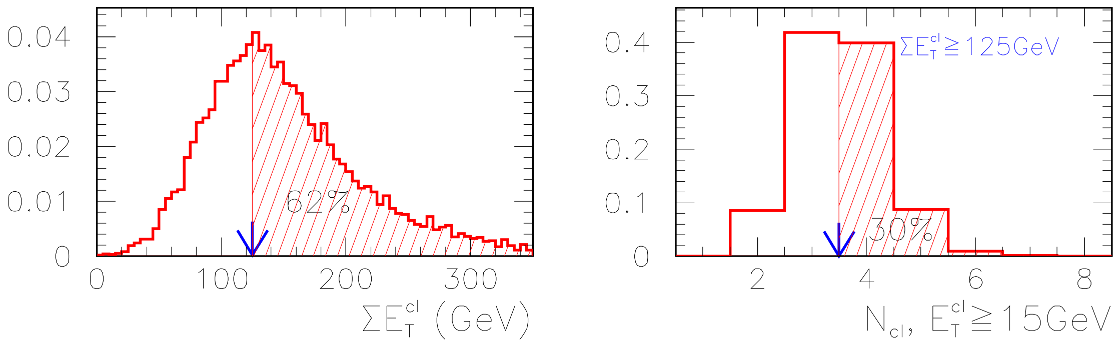


Figura 4.1: *Efficienza delle richieste calorimetriche di livello 2 per il trigger multijet del Run I sul campione* $\mathrm{HV} \rightarrow \mathrm{b\bar{b}q\bar{q}}^{(\prime)}$ *(*$M_{\mathrm{H}} = 120 GeV/c^2$*).*

Questa selezione si è rivelata molto efficiente su eventi di produzione di coppie $t\bar{t}$ caratterizzati da un alta molteplicità di jet nel caso di decadimenti in adroni di entrambi i quark t della coppia ($\epsilon \sim 90\%$).

La sezione d'urto limitata di questo trigger ($\sim 3nb$) garantiva inoltre un basso numero di eventi su disco al secondo (basso *rate*).

Il campione di dati raccolto con il trigger multijet per il top è stato utilizzato per una successiva ricerca del bosone di Higgs previsto dal Modello Standard ([31]). Purtroppo dato che le selezioni sopra descritte sono state studiate appositamente in relazione alla topologia cinematica del $t\bar{t}$, la loro efficienza su eventi di tipo $W^{\pm}/Z + H \rightarrow adroni$ fu trovata essere $< 30\%$, comunque poco adeguata all'analisi del campione raccolto al fine di questa ricerca (vedere Fig. 4.1).

Per aumentare le prestazioni del trigger su eventi a quattro jet nello stato finale, quali quelli oggetto del nostro studio, si è optato per richiedere selezioni calorimetriche meno stringenti da un lato, e dall'altro, per l'implementazione di richieste supplementari al fine di mantenere sotto controllo la frequenza di acquisizione (la richiesta di un leptone a basso impulso o di tracce con parametro d'impatto significativo, come vedremo nel prossimo capitolo).

4.2 Calorimetria

In questo paragrafo verranno descritte le selezioni calorimetriche studiate per la raccolta di eventi di produzione associata di Higgs e la riduzione dell'accettanza del trigger verso i più comuni processi concorrenti. Vedremo quali sono state le scelte per la definizione delle primitive (Par.3.2) calorimetriche adeguate.

4.2.1 Simulazioni Monte Carlo

La frequenza di acquisizione di trigger è generalmente dominata da eventi di fondo, e necessita di essere stimata su dati reali. Per questa ragione, campioni di dati sperimentali raccolti nel corso del Run I, con trigger meno selettivi, sono stati utilizzati al fine di studiarne il comportamento sotto l'azione di tagli più restrittivi. L'estrapolazione alla situazione del Run II è stata quindi attuata con una parametrizzazione dell'aumento dell'accettanza [27], riscalando per la luminosità e per l'energia del centro di massa, entrambe aumentate. Tutte le stime seguenti, riguardo la frequenza di acquisizione dei trigger, sono da intendersi riferite alla luminosità istantanea di $\mathcal{L} = 10^{32}\ cm^{-2}s^{-1}$.

Per il calcolo delle efficienze è stato utilizzato un campione di $\sim 10,000$ eventi ottenuto generando tramite PYTHIA[32] il processo $W^{\pm}/Z\ H \rightarrow adroni$ con $M_H = 120\ GeV/c^2$ e simulando in modo dettagliato il comportamento del rivelatore.

Per quanto riguarda la descrizione dei processi di fondo, è stato invece utilizzato un campione di $\sim 6,000$ eventi raccolti nel corso del Run Ib [33] tramite il trigger denominato JET20 (Par.3.2). La richiesta di quest'ultimo è la presenza di un cluster (Par.2.4.3) a livello 2 con $E_T \geq 20\ GeV$. A livello 1 e 3 di trigger viene invece attuato una riduzione del numero di eventi tramite quello che viene definito un *prescaling*. Tale procedura consiste nel ridurre artificialmente, senza selezioni di carattere fisico, il numero degli eventi in uscita da un determinato livello di trigger: un *prescale* pari a 50 consiste nel registrare o inviare ai livelli successivi, un evento ogni 50 soddisfacenti le richieste del trigger. La scelta di questo campione di fondo non ha nessuna influenza sulle stime di frequenza di acquisizione che si vogliono ottenere, in quanto su di esso verranno applicate selezioni più stringenti (Par. 4.2.2 e Par. 4.2.3) rispetto alla richiesta di un cluster di livello 2 sopra i 20 GeV.

4.2.2 Livello 1

Al primo livello di trigger viene richiesta una singola torre calorimetrica che superi la soglia di energia, elettromagnetica più adronica, di 10 GeV. Inizialmente lo studio è stato condotto parallelamente per due possibili scelte della soglia in energia, precisamente 5 e 10 GeV. Tuttavia solo il taglio più stringente si è rivelato adeguato in termini di numero di eventi acquisiti al secondo[2] . Nel primo caso, il primo livello sarebbe stato necessariamente prescalato, pesando negativamente sugli eventi di segnale che si vogliono raccogliere. Concludendo, la richiesta di una singola torre con $E_T \geqslant 10\ GeV$ conduce ad un frequenza di acquisizione per il primo livello pari a 2.7 kHz [26], mantenendo l'efficienza sul segnale di tipo $W^{\pm}/Z\ H \rightarrow adroni$ superiore al 98%.

4.2.3 Livello 2

A livello 2 occorrono nuove strategie, viste le efficienze poco soddisfacenti dell'insieme di soglie utilizzate nel Run I riguardo agli eventi di nostro interesse. Come si può facilmente osservare dalla Fig. 4.1, l'efficienza di queste ultime su eventi di segnale $W^{\pm}/Z\ H$ in adroni non supera il 30% (Par.4.1.1).

Le modifiche iniziali, volte all'ottimizzazione di un trigger per l'Higgs in multi-jet, sono state guidate principalmente da considerazioni di carattere topologico: gli

[2] La soglia di 5 GeV conduce ad una frequenza di acquisizione troppo alto e vicino alla banda passante (Par.3.2) del sistema di trigger di livello 1.

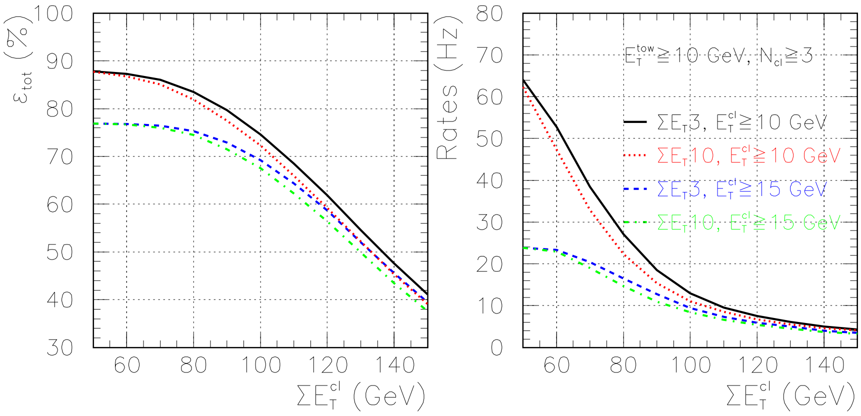


Figura 4.2: *Efficienze a Livello 2 (a sinistra) e rate (a destra) per diverse richieste calorimetriche in funzione delle corrispondenti primitive* ΣE_T^{cl}, *calcolate su eventi* $\mathrm{HV} \to \mathrm{b\bar{b}q\bar{q}^{(\prime)}}$ ($M_{\mathrm{H}} = 120 GeV/c^2$) *e* JET20 *rispettivamente.*

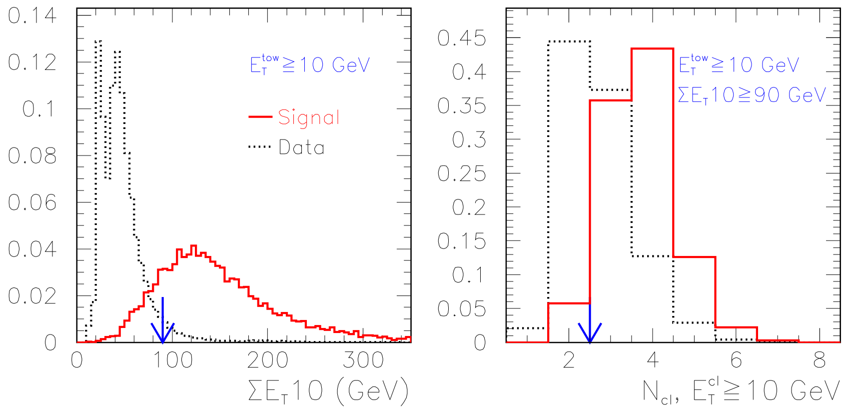


Figura 4.3: *Distribuzioni di* ΣE_{T10} *(a sinistra) e numero di cluster con* $E_T^{cl} \geqslant 10 GeV$ *(a destra) in funzione della* ΣE_{T10} *per eventi* $\mathrm{HV} \to \mathrm{b\bar{b}q\bar{q}^{(\prime)}}$ ($M_{\mathrm{H}} = 120 GeV/c^2$) *e fondo proveniente dal campione di dati* JET20.

eventi $W^{\pm}/Z\ H \to$ *adroni* sono tali da dare, trascurando i jet provenienti da radiazione di gluoni negli stati finale o iniziale, una topologia a quattro jet. Considerando l'eventualità che uno di questi ultimi possa cadere in regioni non strumentate del rivelatore (i cosiddetti *crack*) ad esempio in regioni ad alta pseudorapidità ($|\eta| > 3.6$), che qualcuno dei jet sia tale da non produrre una torre calorimetrica sopra soglia, od infine che due jet possano essere fusi assieme dalla procedura di ricostruzione (Par.2.4.3), le nostre richieste si limitano a tre cluster (nel caso del trigger multijet del Run I erano quattro). Tale scelta come illustrato dal grafico a destra di Fig. 4.1 garantisce un incremento considerevole dell'efficienza su eventi di segnale rispetto alle soglie Run I.

A questo punto ancora due variabili necessitano di essere determinate: la soglia in energia trasversa, E_T^{cl}, e quella riguardante la somma scalare delle energie trasverse, ΣE_T^{cl}, entrambe riferite ai cluster. Per i singoli cluster è stata investigata la possibilità di richiedere soglie diverse, ma tale strategia non porta a nessun incremento del rapporto segnale su rumore ottenibile.

Il passo successivo del lavoro richiede la definizione di una metodologia per il calcolo della variabile ΣE_T^{cl}. Quest'ultima infatti può essere stimata ad esempio sommando assieme i contributi di tutti i cluster sopra una determinata soglia in energia. Sono state considerate le seguenti possibilità:

◇ $\Sigma E_{T3} \equiv \Sigma E_T^{cl}$ dove $E_T^{cl} \geqslant 3\ GeV$;

◇ $\Sigma E_{T10} \equiv \Sigma E_T^{cl}$ dove $E_T^{cl} \geqslant 10\ GeV$.

Considerando la naturale correlazione esistente tra ΣE_T^{cl} e numero dei cluster, è stato studiato il comportamento di differenti combinazioni di primitive di ΣE_T e soglie in E_T per i cluster. I risultati di questi studi sono rappresentati in Fig. 4.2.

La scelta delle primitive a livello 2 segue i prerequisiti di massimizzazione dell'efficienza su eventi di segnale. Pertanto le richieste:

$$\Sigma E_{T10} \geqslant 90\ GeV,\ N_{cl}(E_T^{cl} \geqslant 10\ GeV) \geqslant 3,$$

corrispondenti ad un'efficienza sul segnale di $(77.6 \pm 0.5)\%$ ed ad una frequenza di acquisizione di $15.4 \pm 0.8\ Hz$[3] , possono essere applicate. La frequenza degli eventi in ingresso al terzo stadio di trigger sarà, come vedremo in seguito, ridotto tramite l'applicazione di richieste sul parametro d'impatto delle tracce ricostruite da SVT.

Una rappresentazione grafica delle selezioni calorimetriche attuate a livello 2 del nostro trigger è fornita dalla Fig. 4.3, dove le distribuzioni delle primitive utilizzate sono confrontabili per eventi di segnale e fondo.

4.2.4 Livello 3

Le richieste calorimetriche che si vogliono attuare a livello 3 sono essenzialmente una conferma, sulle variabili dei jet, dei requisiti imposti a livello 2.

Il terzo livello calorimetrico è costituito dalle seguenti selezioni:

- $N_{jet}^{10} \geq 3$ dove vengono considerati solamente i jet con energia trasversa sopra i 10 GeV;
- $\Sigma E_T \geq 100\ GeV$ dove ΣE_T viene calcolata sui jet sopra soglia.

Come illustrato dalla Fig. 4.4 l'insieme di queste ulteriori richieste sono completamente efficienti per gli eventi di segnale e lievemente discriminanti per il fondo di QCD. Tuttavia tali soglie non permettono una riduzione sostanziale della frequenza di acquisizione, che in uscita dal livello 3 rimane $\sim 15\ Hz$, senza pesare fortemente sull'efficienza rispetto agli eventi di segnale.

[3] Si ricorda che la banda passante massima permessa in ingresso al livello 3 di trigger è di 300 Hz.

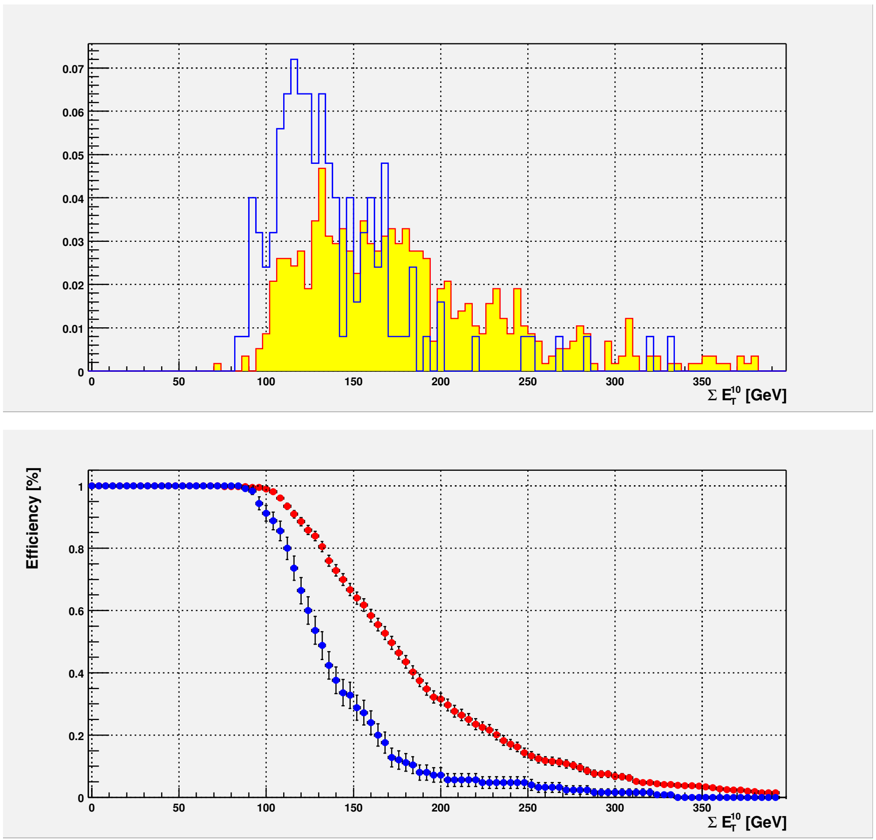


Figura 4.4: *In alto: distribuzione della variabile ΣE_T per eventi di segnale (istogramma pieno) e per eventi di* QCD *(linea) dopo i tagli calorimetrici di livello 2. In basso: Efficienze del taglio $\Sigma E_T \geq 100$ GeV e $N_{jet}^{10} \geq 3$ per eventi di segnale (pallini chiari) e fondo (pallini scuri).*

4.3 Considerazioni

Le selezioni fin qui studiate, pur mantenendo alta l'efficienza sugli eventi di segnale ai quali siamo interessati, non permettono di giungere ad una frequenza di acquisizione ragionevole rispetto alla banda passante totale permessa per il livello 3.

Tuttavia altre strategie possono essere esplorate, ed altre selezioni possono essere affiancate a quelle qui esposte, sfruttando a pieno le possibilità offerte dal rinnovato apparato sperimentale del Run II. In particolare, un sistema di trigger denominato *Multijet*+SLT è stato studiato precedentemente per la raccolta di eventi $W^{\pm}/Z + H \rightarrow adroni$. Esso affiancava alle selezioni calorimetriche esposte in questo capitolo la richiesta riguardante il riconoscimento di un leptone a basso impulso trasverso[4] all'interno dei jet. Lo esporremo brevemente nel paragrafo che segue.

[4]Prodotto da decadimenti semileptonici di quark pesanti: $b \rightarrow l\nu_l X$ oppure $c \rightarrow l\nu_l X$.

4.3.1 Soft Lepton Tagging

La richiesta di un leptone (e o μ) a basso impulso all'interno dei jet, al fine di discriminare il segnale $W^{\pm}/Z\ H$ rispetto al fondo generico di QCD, è stata studiata precedentemente [33].

Lo spettro in P_T dei leptoni prodotti nei decadimenti semi leptonici di adroni B e D prodotti a partire da H^0 e $W^{\pm}/Z^0$ ($b \rightarrow l\nu_l X$ e $c \rightarrow l\nu_l X$) viene illustrato in Fig. 4.5 e Fig. 4.6.

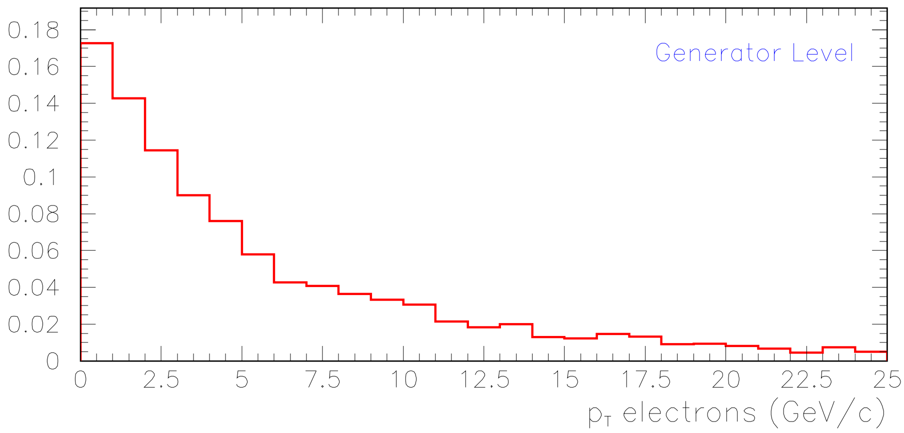


Figura 4.5: *Spettro in P_T degli elettroni prodotti nei decadimenti semi leptonici $b \rightarrow l\nu_l X$ e $c \rightarrow l\nu_l X$ in eventi $W^{\pm}/Z + H \rightarrow adroni$ (con $M_H = 120$ GeV/c^2).*

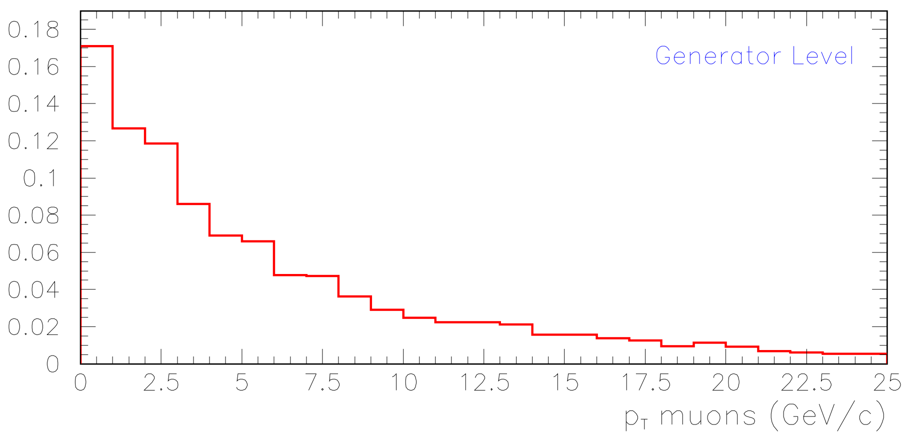


Figura 4.6: *Spettro in P_T dei muoni prodotti nei decadimenti semi leptonici $b \rightarrow l\nu_l X$ e $c \rightarrow l\nu_l X$ in eventi $W^{\pm}/Z + H \rightarrow adroni$ (con $M_H = 120$ GeV/c^2).*

La Fig. 4.7 mostra i risultati in termini di frequenza di acquisizione ed efficienze di questo tipo di trigger in funzione della ΣE_T^{jet}. Quest'ultimo combina al fianco delle richieste calorimetriche (Par. 4.2) la richiesta di uno o due elettroni o muoni a basso impulso provenienti dai decadimenti di quark pesanti all'interno dei jet ricostruiti a

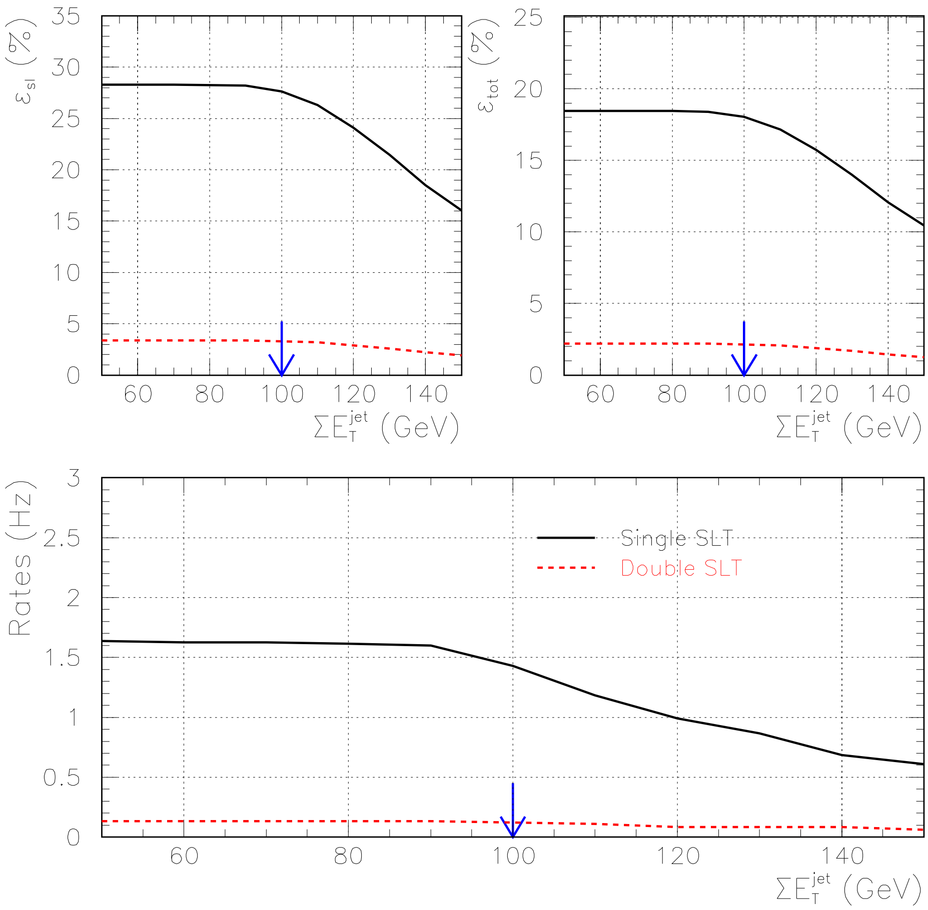


Figura 4.7: *In alto a sinistra: Efficienza delle richieste di un leptone (linea continua), due leptoni (linea tratteggiata) soffici in eventi con* $b \to l\nu_l X$ *o* $c \to l\nu_l X$. *In alto a destra: Efficienza su tutti gli eventi* $H^0 + Z/W^{\pm} \to had$. *In basso: rate calcolato su eventi di tipo* JET20 *raccolti durante il Run I.* ΣE_T *sui jet sopra i* 100 GeV.

livello 3. Come nel caso del trigger oggetto di questo lavoro di tesi, anche in questo caso la soglia in ΣE_T^{jet} è stata posta a 100 GeV.

La frequenza di acquisizione e le efficienze per eventi sopra tale soglia sono riassunti in tabella 4.1 dove le efficienze sono calcolate per tutti gli eventi di segnale che presentavano la produzione di un leptone nel decadimento di quark b o c. Tra parentesi l'efficienza inclusiva calcolata su eventi $H^0+Z/W^{\pm} \to adroni$. La frequenza di acquisizione, *rate*, è invece stata calcolata a partire da eventi di tipo JET20 (Par. 4.2.1).

La tabella 4.2 riporta l'andamento dell'efficienza su eventi inclusivi $H^0+Z/W^{\pm} \to b\bar{b}q\bar{q}'$ in funzione della massa del bosone di Higgs per ottenere una frequenza di acquisizione di 1.43 Hz all'ultimo stadio di trigger.

Gli studi esposti in questo paragrafo sono stati eseguiti con il software del Run I, le frequenze di acquisizione sono state calcolate a partire da campioni di dati raccolti

Selezione	**Efficienza**	**Rate** (JET20)
1 SLT tag	27.6%(18.0%)	1.43 Hz
2 SLT tag	3.30%(2.15%)	0.122 Hz

Tabella 4.1: *Efficienza e Rate per il trigger multijet+*SLT *(eventi* JET20*) raccolti durante il Run I.*

Massa $[GeV/c^2]$	**Efficienza** [%]
110	14.3
120	16.2
130	17.3

Tabella 4.2: *Efficienza e Rate per il trigger multijet+*SLT *su eventi* $W^{\pm}/Z\ H \rightarrow had$ *in funzione della massa del bosone di Higgs.*

con il trigger JET20 del Run I (Par. 4.2.1) ed analizzati con l'algoritmo di identificazione dei leptoni a basso impulso ottimizzato per il rivelatore del Run I, SLT. Allo stato attuale delle cose, l'algoritmo SLT non è ancora stato implementato nel software del Run II. Nel futuro, il nostro lavoro vorrà essere volto all'esplorazione delle potenzialità offerte dai trigger SLT ed SVT al fine di aumentare l'efficienza su eventi di produzione associata di Higgs.

Capitolo 5

Selezioni SVT per eventi $W^{\pm}/Z + H \to adroni$

Nel corso del capitolo precedente sono state delineate le selezioni calorimetriche proposte per la raccolta di eventi $W^{\pm}/Z + H \to adroni$. Sebbene esse permettano di mantenere alta l'efficienza sul segnale, la frequenza di acquisizione che si ottiene risulta troppo alta considerato l'ammontare della banda passante per tutto il livello 3. La richiesta di un leptone a basso P_T può cambiare considerevolmente le cose. In questo capitolo, di converso, verranno studiate le possibilità di limitazione della banda passante tramite una richiesta di identificazione di jet provenienti da quark b negli eventi considerati. L'interesse sarà volto all'analisi delle possibilità offerte, in questo senso, dal nuovo Tracciatore di Vertici sul Silicio (SVT) in grado di operare selezioni a livello 2 sui parametri d'impatto delle tracce.

5.1 Silicon Vertex Tracker

Il Silicon Vertex Tracker (SVT) è uno strumento hardware progettato [1] , per essere in grado di produrre una veloce identificazione delle tracce con parametro d'impatto non nullo in modo significativo rispetto alla linea dei fasci, in tempo per una selezione al secondo livello di trigger. Le sue prestazioni nella ricostruzione online delle tracce sono state verificate nel corso del 2001 durante i primi periodi di presa dati del Run II [34]. Ad ogni modo occorre tenere presente che questo apparato è stato progettato al fine di soddisfare le aspettative per alcuni processi nel settore della fisica del "b" [27]; le sue prestazioni nella tracciatura sono state studiate soprattutto su eventi caratterizzati dalla produzione di particelle *beauty* a basso impulso trasverso ed in condizioni di molteplicità e densità di particelle relativamente basse.

La prima cosa da chiedersi è quindi quale sia la risposta di SVT ad eventi caratterizzati da grande molteplicità di tracce, quali quelli multijet ad alto P_T.

In questo capitolo, l'attenzione sarà volta allo studio delle prestazioni di tale apparato su eventi $W^{\pm}/Z\ H$ in stati finali completamente adronici, sulle possibilità di reiezione del fondo che offre, oltre alla stima del tempo di elaborazione che questi

[1]Per maggiori informazioni si veda Cap. 3 Par. 3.4.2.

eventi possono richiedere. Discuteremo, inoltre, della variazione delle prestazioni di SVT in funzione della presenza di strip rumorose nei layer di silicio.

5.1.1 Campioni Monte Carlo

L'analisi seguente è basata su un campione di eventi di segnale analogo a quello descritto nel Par. 4.2.1. Per quanto riguarda il fondo, invece, è stato generato tramite PYTHIA un campione di $\sim 10,000$ eventi di QCD. Successivamente, a questi campioni è stata applicata un simulazione completa del rivelatore nella quale è stato possibile impostare, a seconda dei casi, la percentuale di strip rumorose nel silicio di SVX-II a 0.0%, 0,5%, 1.0% e 2.0%[2] .

5.1.2 SVT Quick Simulator

L'azione di SVT è stata simulata mediante l'utilizzo di *SVTQuickSim*, un modulo non integrato nel pacchetto di simulazione generale di CDF-II.

È tuttora in fase di sviluppo un'ulteriore simulazione dell'apparato, *SVTSim*, integrata nella simulazione dell'intero di rivelatore. Questo modulo descrive in dettaglio il comportamento dell'hardware del sistema, tuttavia durante il periodo in cui il lavoro oggetto di questa tesi, è stato sviluppato, non era ancora disponibile una sua versione sufficientemente stabile. Per tale motivo la nostra scelta si è portata sulla simulazione non integrata.

SVTQuickSim utilizza come informazioni una lista contenente le posizioni degli hit prodotti dal passaggio di particelle cariche nel rivelatore al silicio SVX-II, assieme all'angolo azimutale e alla curvatura delle tracce identificate da XFT. Le informazioni fornite dal rivelatore al silicio vengono ottenute dalla simulazione generale del rivelatore. Grazie a queste, il codice simula la ricerca dei possibili percorsi delle tracce, la procedura di interpolazione delle posizioni degli hit, ed è in grado di fornire in uscita una lista di parametri relativi alle tracce identificate.

La simulazione di SVT viene utilizzata richiedendo, per ogni settore di SVX-II, almeno un hit su ognuno dei quattro layer di silicio letti dal sistema, per la ricostruzione delle tracce[3].

I layer di silicio utilizzati possono essere scelti tra i cinque strati che compongono il rivelatore di vertice. Per il nostro studio è stata scelta la configurazione che corrisponde all'utilizzazione dei layer più interni di SVX-II (layer 0, 1, 2, e 3, secondo la comune notazione). Non è stata investigata, in questo lavoro, la possibilità di migliorare le risoluzioni sul parametro d'impatto delle tracce offerta dall'utilizzo del Layer 00[4] (Par. 2.3.2), o la possibilità di eliminare le tracce mal ricostruite sostituendo il layer 4 al 3, qualora nel layer 3 siano presenti particolari anomalie.

[2]L'impostazione del livello di rumore avviene aggiungendo, secondo una modalità casuale, la percentuale scelta di strip che danno segnale sopra la soglia posta per i contatori ADC che leggono i rivelatori al silicio.

[3]Nella configurazione di base SVT infatti lavora con quattro layer di silicio come ingresso.

[4]Studi riguardo questo aspetto sono stati condotti su un campione di $B_s \rightarrow D_s\pi$ [35].

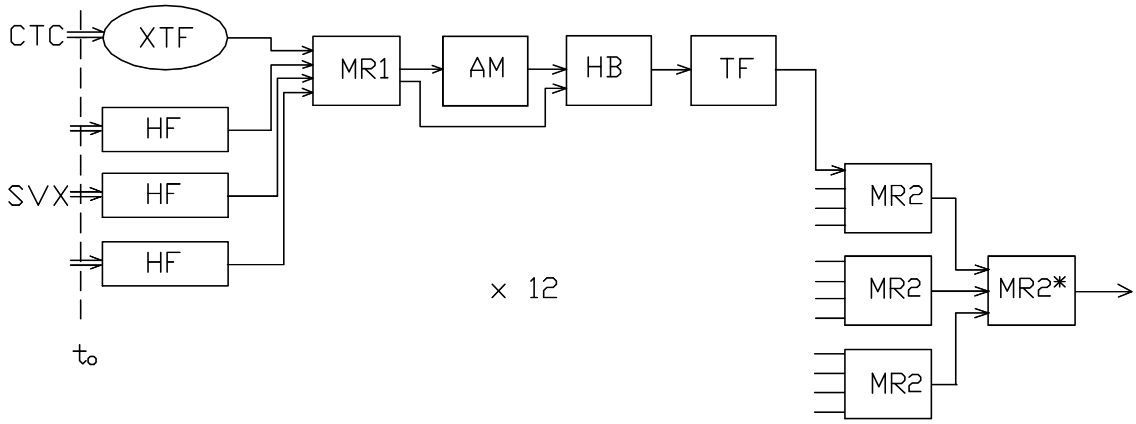


Figura 5.1: *Diagramma a blocchi funzionali di uno dei canali di* SVT. *La schematizzazione proposta viene utilizzata per il calcolo del tempo di elaborazione richiesto dagli eventi. (Ref. [37]).*

La larghezza delle superstrip (Par. 3.4.2 e [27]) è stata posta a 300 μm ed il numero dei cammini possibili in memoria a 32, 768. Il taglio di default sul χ^2 delle tracce è stato posto a 12.6[5] , ma è stato successivamente variato al fine di studiare il suo impatto sui risultati del nostro lavoro.

5.2 Timing di SVT

Qualora si vogliano studiare delle strategie applicabili alla selezione degli eventi in sede di trigger, la prima variabile ad avere potere decisionale, sulla bontà o meno delle selezioni proposte, è rappresentata dal tempo di elaborazione del segnale da parte delle strutture hardware o software di cui si vuole disporre. Per questa ragione, prima di addentrarci nello studio di quelle che saranno le selezioni sulle tracce per il nostro trigger, esporremo brevemente gli studi effettuati sul tempo necessario per la risposta ad eventi $W^{\pm}/Z\ H \rightarrow adroni$ da parte di SVT.

5.2.1 Un modello per il tempo di processo di SVT

In media entro 20 μs dall'accettazione di livello 1 i dati grezzi, provenienti dalle singole parti del rivelatore, devono essere analizzati dai processori di secondo livello, in modo tale da rendere possibile una selezione di quelli da inviare all'ultimo stadio di trigger. SVT è stato dimostrato essere in grado di adempire allo scopo entro il tempo prestabilito per i tipici eventi interessanti per la fisica del "beauty"[37]. Tale studio è stato eseguito mediante l'applicazione di un modello di timing per questo apparato. Quello che ci proponiamo di fare, qui di seguito, è di applicare le stesse

[5]Questo valore corrisponde ad una efficienza del 99% su tracce cariche provenienti da decadimenti simulati di adroni B.

metodologie per lo studio del tempo di elaborazione di SVT, agli eventi $W^{\pm}/Z\ H$ in adroni ed al possibile fondo di QCD.

Il complesso hardware di SVT può essere pensato come un insieme di dodici canali in parallelo, corrispondenti ai dodici settori azimutali del rivelatore SVX-II. Ognuno di questi è in grado di analizzare gli eventi attraverso una struttura di elementi con diverse funzioni posti in sequenza, come illustrato in Fig. 5.1. Come visto nel Capitolo 3 (Par. 3.4.2), i blocchi sono divisi ed identificati secondo le loro funzionalità. Vi sono l'*hit-finder* (HF) che si occupa della ricerca dei depositi di carica nelle strip del rivelatore a silicio, il primo blocco raccolta di delle informazioni, il *first-merger* (MR1), la scheda della memoria associativa (AM), il buffer degli hit (HB), il modulo di ricostruzione delle tracce, il *track-fitter* (TF) ed infine, il secondo blocco di unione delle informazioni, *second-merger* (MR2).

Ogni canale riceve in ingresso le informazioni relative ad un settore di 30° di SVX-II, le elabora e fornisce in uscita i parametri relativi all'insieme delle tracce ricostruite. La visione completa delle tracce ricostruite all'interno di SVX-II si ottiene dall'organizzazione delle informazione di ogni canale, tramite il *final-merger* (MR2*).

Al fine di ottenere delle stime sul tempo totale di elaborazione degli eventi, il flusso dei dati attraverso i diversi canali è stato descritto tramite una serie di costanti di tempo, calcolate per ciascuno dei blocchi funzionali di Fig. 5.1. Le costanti adeguate vengono ricavate a partire da misure eseguite sulle schede reali o da risultati provenienti da loro simulazioni [37]. Tale approccio è in grado di descrivere anche il ritardo introdotto dal fluire delle informazioni attraverso i cavi di collegamento, ed il tempo necessario per l'ingresso e l'uscita di ogni singola parola, di 8 bit, attraverso ogni blocco. Indicheremo nel seguito con t_1^{in}, t_1^{out}, t_2^{in}, e t_2^{out} i tempi relativi a quando la prima parola (1) o l'ultima (2) appaiono in ingresso o in uscita da ogni blocco funzionale. Una volta conosciute queste costanti per ciascuno dei blocchi, il tempo totale di elaborazione impiegato da SVT può essere stimato tramite la conoscenza del numero di parole che ogni canale di SVT deve considerare in un evento.

A queste stime occorre aggiungere un termine dovuto al ritardo rispetto all'accettazione di livello 1 pari a $1.5 \div 2.0 \mu s$ a seconda della complessità dell'evento, dovuto al tempo necessario alla conversione analogico-digitale dei dati nel rivelatore di vertice SVX-II.

5.2.2 Tempo di elaborazione per eventi multijet

Utilizzeremo nel seguito la convenzione secondo la quale il livello di rumore ed il taglio in χ^2 standard corrisponderanno rispettivamente a 0.5% e 12.6. Il primo di questi valori è stato scelto in base alla sua vicinanza alle stime della percentuale di strip rumorose, rilevate nel silicio di SVX-II. Il secondo corrisponde invece al

[6] Il livello di rumore nel silicio è stato generato in modo diverso per eventi multijet e di produzione di B nello studio di Ref. [37]; conseguentemente, i valori strettamente connessi al numero di hit nel silicio (MR1 in particolare) non possono essere paragonati direttamente. Ad ogni modo si rimanda al Par. 5.2.3 per la trattazione dell'influenza del rumore sulle stime del tempo di elaborazione.

Data sample	HF (μs)	MR1 (μs)	AM (μs)	HB (μs)	TF (μs)	MR2 (μs)	MR2* (μs)	SVT (μs)
$W^{\pm}/Z\ H\ (M_H = 120\ GeV)$	3.64	1.50	2.18	3.93	7.68	0.36	0.29	18.87
B-20 (Ref. [37]) [6]	3.52	2.56	1.45	1.51	1.74	0.30	0.30	11.39
B-10 (Ref. [37]) [6]	3.31	2.44	1.15	0.67	0.92	0.30	0.30	9.06

Tabella 5.1: *Tempo medio di elaborazione per ogni blocco funzionale di* SVT *per diversi campioni di dati: eventi di WH e ZH in stati finali completamente adronici (M_H = 120 GeV)e produzione di B con soglie di P_T rispettivamente pari a 10 e 20 GeV/c ([37]). Il livello standard di rumore e soglia in χ^2 sono applicati.*

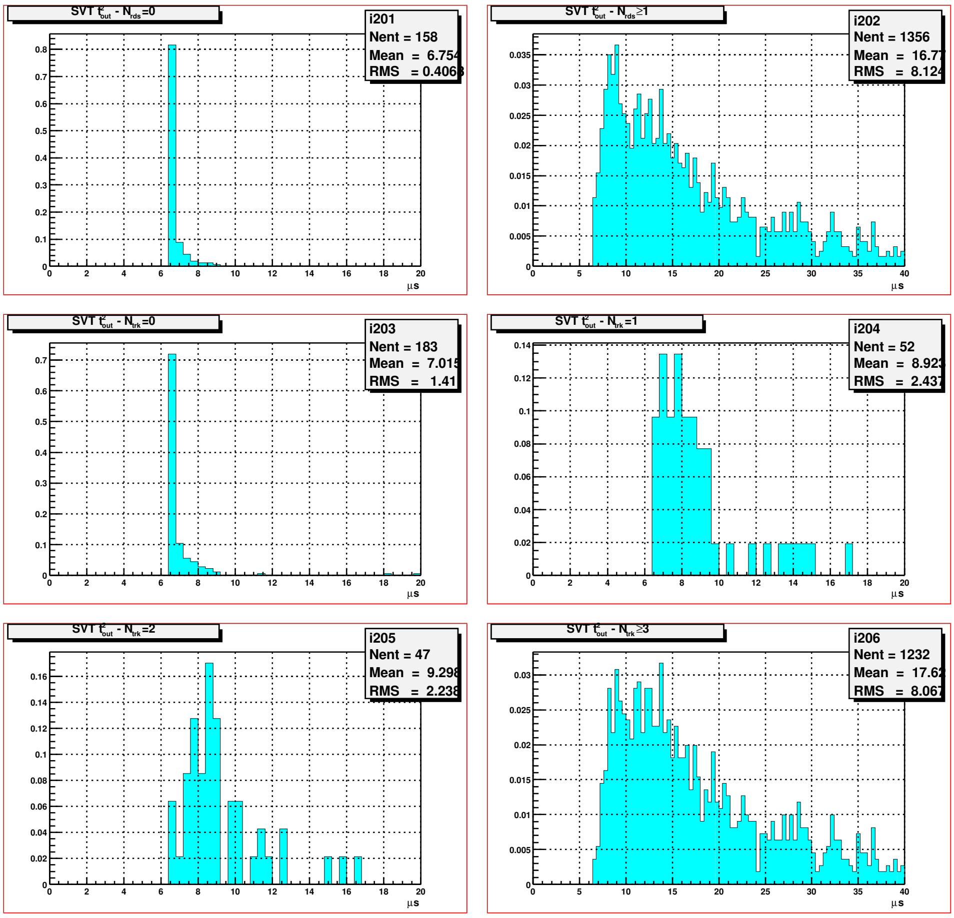


Figura 5.2: *Tempo totale di elaborazione per diverse categorie di eventi in uscita da* SVT*. La prima coppie di figure in alto, illustra la situazione per gli eventi in cui nessuna road è stata trovata (a sinistra), con almeno una road riconosciuta (a destra). La coppia centrale contiene i risultati per le classi di eventi con nessuna traccia ricostruita (a sinistra) e con una traccia ricostruita (a destra). Infine, nella riga in basso: eventi con due tracce ricostruite (a sinistra) ed eventi con tre o più tracce ricostruite. Il livello standard di rumore è stato applicato.*

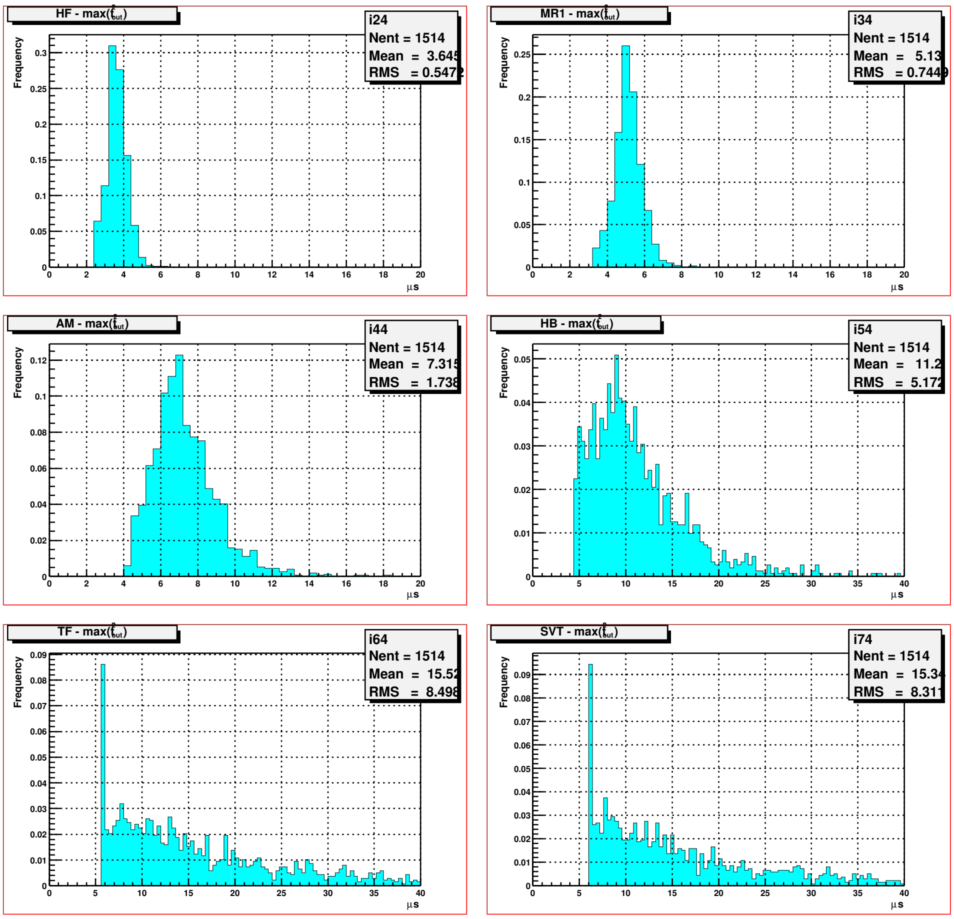


Figura 5.3: *Tempo di elaborazione cumulativo per ogni blocco funzionale di cui si compone* SVT *per eventi $W^{\pm}/Z\ H \to q\bar{q}^{(\prime)}b\bar{b}$. Il livello standard di rumore è stato applicato.*

valore necessario ad avere un'accettanza del 99% da parte di SVT per le tracce con $P_T > 2\ GeV/c$ che soddisfano i tagli in accettanza.

La distribuzione del tempo di elaborazione totale per eventi $W^{\pm}/Z\ H$ in adroni, selezionati tramite le richieste calorimetriche di livello 1, è illustrata in Fig. 5.2 per diverse categorie di eventi. I tempi parziali dovuti ad ogni singolo blocco funzionale sono proposti in Fig. 5.3 ed in Tab. 5.1.

A causa dell'architettura parallela del sistema dei dodici canali di elaborazione delle informazioni, i ritardi introdotti da ogni blocco non possono essere addizionati semplicemente per dare il tempo totale di elaborazione[7] . Si può definire, invece, il tempo di attesa introdotto da ogni blocco come:

$$\Delta t_i = max_{j=1}^{12}(t_2^{out})_{i,j} - max_{j=1}^{12}(t_2^{out})_{i-1,j} \tag{5.1}$$

[7] SVT è tale infatti da funzionare in modo sincrono rispetto a ciascun blocco dei diversi canali.

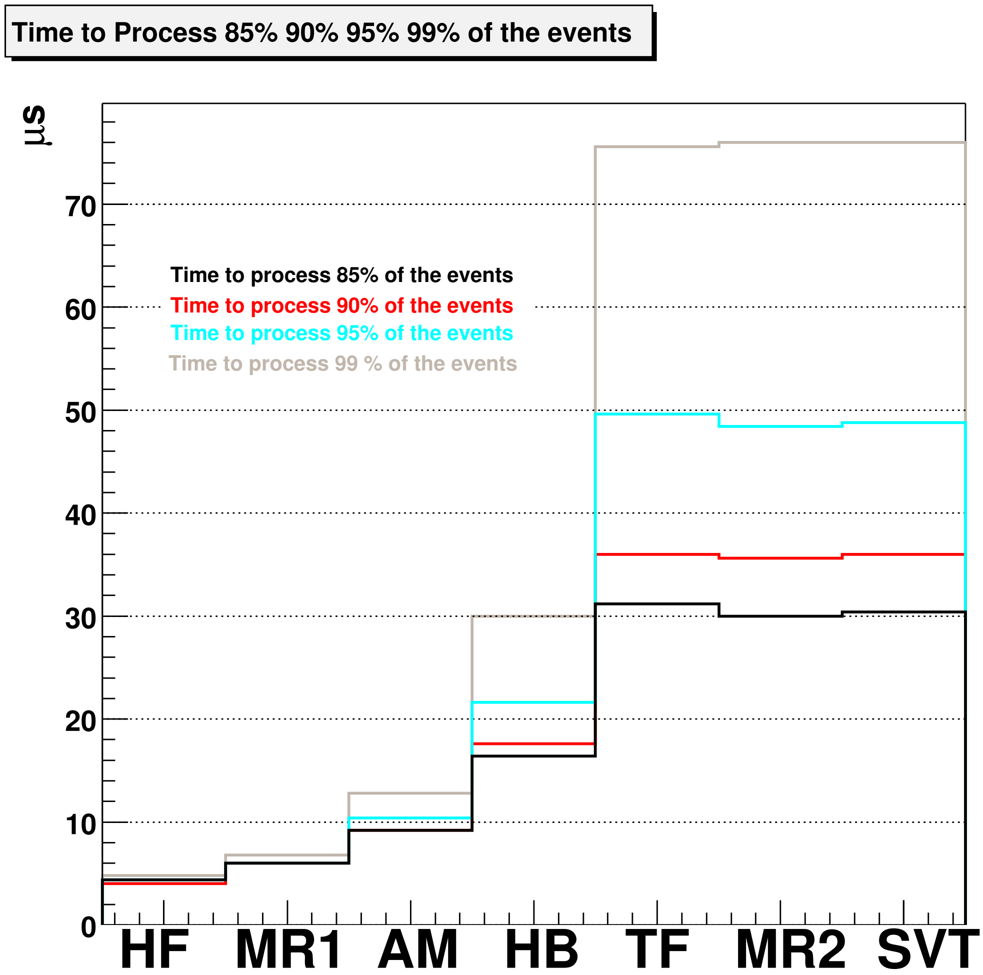


Figura 5.4: *Tempo cumulativo necessario per l'elaborazione di una prestabilita frazione di eventi di segnale $W^{\pm}/Z\ H$ attraverso i vari blocchi funzionali di* SVT. *Il livello standard di rumore sul silicio è stato applicato.*

dove l'indice i denota il blocco considerato mentre j corre su tutti i dodici settori azimutali cui è suddiviso il rivelatore al silicio.

A questo punto, il tempo totale di elaborazione dell'informazione può essere ottenuto sommando i Δt_i di ciascun blocco.

Da una prima analisi dei plot, ci si rende subito conto come la maggior parte degli eventi sia analizzato in tempo inferiore a 20 μs. Tuttavia una frazione non trascurabile di questi eccede il tempo limite. I blocchi che più degli altri danno luogo a questo eccesso sono i *track-fitter* (TF) e l'*hit buffer* (HB)[8].

Date le lunghe code con cui gli eventi $W^{\pm}/Z\ H$ caratterizzano gli spettri di tempo di elaborazione, si stagliano come risultati di interesse i tempi necessari all'elabora-

[8]Quest'ultimo essendo più sensibile al numero di hit ricostruiti.

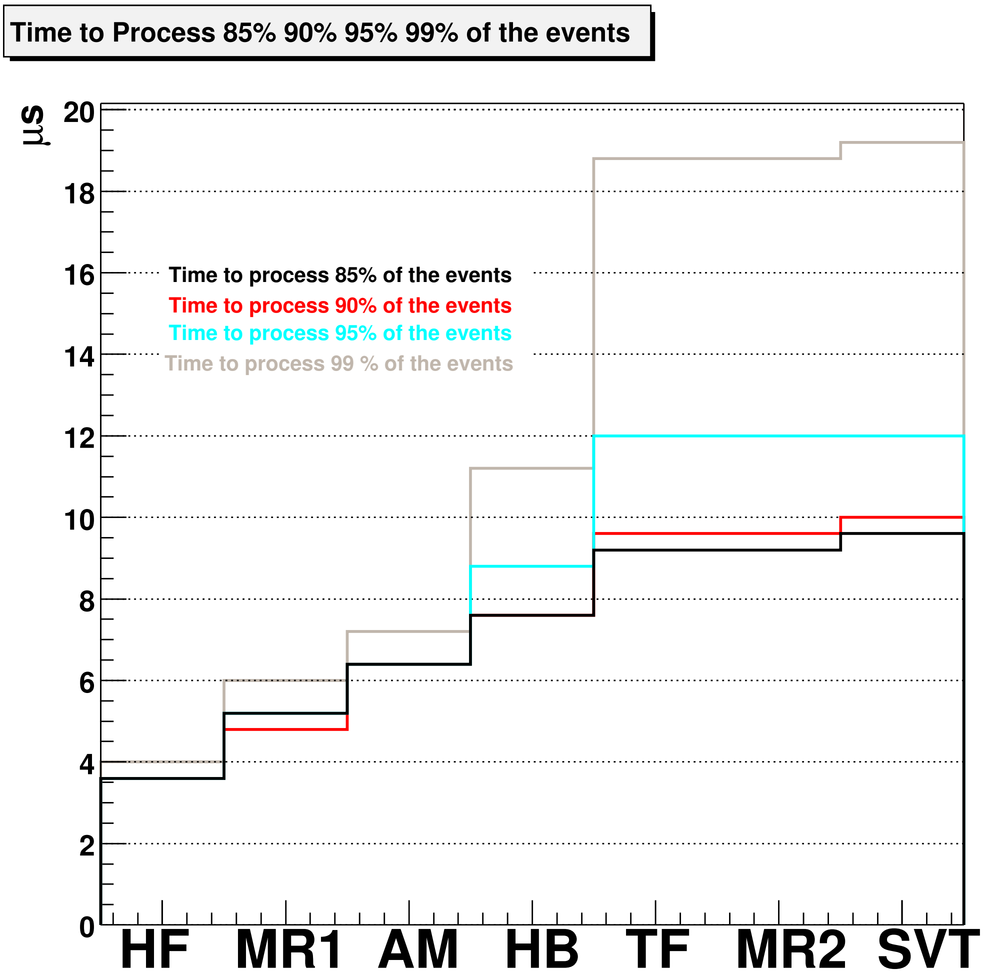


Figura 5.5: *Tempo cumulativo necessario per l'elaborazione di una prestabilita frazione di eventi di fondo attraverso i vari blocchi funzionali di* SVT. *Il livello standard di rumore sul silicio è stato applicato.*

zione di una data frazione di essi. Per quanto segue, è stato scelto di considerare il tempo necessario all'elaborazione dell'85%, 90%, 95% e 99% del segnale. I risultati di tale approccio vengono riassunti in Fig. 5.4 e Fig. 5.5 e nelle Tab. 5.2 e Tab. 5.3.

Appare immediatamente chiaro che un'eventuale soppressione degli eventi che richiedono più di 20 μs di tempo di elaborazione andrebbe ad influire negativamente sul campione che vogliamo raccogliere.

La Fig. 5.5 illustra come il 99% degli eventi di fondo possa essere elaborata entro i 19 μs. D'altra parte, data la bassa sezione d'urto con cui gli eventi $W^{\pm}/Z\ H \rightarrow$ *adroni* e concorrenti (quali produzione di coppie $t\bar{t}$, di doppi bosoni vettori ed infine produzione di quark top singolo) sono attesi presentarsi, il tempo morto introdotto da un eventuale prolungamento dell'utilizzo dei processori da parte di questo tipo di eventi appare molto basso [9] .

Ad ogni modo, data la frequenza di acquisizione del trigger di livello 1 (2.7 kHz rispetto ai 50 kHz di banda passante totale[10]) ed il fatto che con lo 0.5% di rumore nel silicio il tempo medio di elaborazione per gli eventi di QCD è meno di $8\mu s$, possiamo affermare che SVT sarà impegnato a processare questo tipo di eventi per il 2% del tempo a sua disposizione.

5.2.3 Dipendenza dal livello di rumore

Alcuni dei blocchi funzionali costituenti i vari canali di SVT risultano essere molto sensibili, riguardo il tempo di elaborazione, al numero di hit forniti dal rivelatore SVX-II destinato a crescere come conseguenza di un'incremento della percentuale di strip rumorose (Par. 5.4.1). Per altri la dipendenza è solamente indiretta, attraverso il maggior numero di tracce che si riescono a ricostruire. Il migliore esempio in questo senso è fornito dal tempo impiegato dai merger MR1 ed MR2. Il tempo di elaborazione del primo dipende linearmente dal numero di hit ed aumenta di un ordine di grandezza all'aumentare della frazione di rumore presente da 0.0% a 2.0% (Fig. 5.6). Relativamente al MR2 invece il tempo di elaborazione rimane essenzialmente costante essendo dominato dal suo ritardo interno. La Fig. 5.6 presenta il tempo medio di elaborazione per ogni blocco nel caso di eventi $W^{\pm}/Z\ H$ in adroni. I numeri individuali per segnale e fondo vengono raccolti dalle Tab. 5.2 e Tab. 5.3 rispettivamente.

Occorre evidenziare come il crescente livello di rumore nelle strip di silicio innalzi molto vicino al limite di $20\mu s$[11] il tempo necessario per la ricostruzione degli eventi di fondo. Sarà importante mantenere sotto controllo questa variabile durante la raccolta dei dati. Occorre tuttavia notare che 20 μs di tempo di elaborazione costituiscono una quantità di riferimento per la media degli eventi, e nessuna reiezione è prevista per gli eventi oltre tale soglia.

In Tab. 5.4 vengono presentati i tempi totali necessari all'elaborazione di una data frazione di eventi di segnale e rumore al variare della percentuale di rumore presente nelle strip del silicio di SVX-II.

Le Fig. 5.6 e Fig. 5.7 riassumono quanto finora esposto. In particolare Fig. 5.6 mostra l'andamento del tempo di elaborazione medio necessario ai vari blocchi funzionali di SVT in funzione della percentuale di rumore sul silicio. La Fig. 5.7 illustra invece l'incremento del tempo necessario ad elaborare l'85%, 90%, 95%, 99% del segnale, in funzione del livello di rumore, per eventi $W^{\pm}/Z\ H$ (in alto) e di QCD (in basso).

[9] Come ordine di grandezza la sezione d'urto per i processi di QCD può essere stimata attorno a qualche μb. Diversamente, gli eventi di segnale $W^{\pm}/Z\ H \rightarrow adroni$ o concorrenti, hanno sezioni d'urto attorno a qualche frazione di pb o del pb rispettivamente.

[10] Questi numeri si riferiscono ad una luminosità di progetto di $10^{32} cm^{-2} s^{-1}$.

[11] 20 μs è il tempo medio disponibile per l'elaborazione di un evento a livello 2 essendo la frequenza di acquisizione del livello 1 pari a 50 kHz.

$W^{\pm}/Z\ H \to q\bar{q}^{(\prime)}b\bar{b}$	HF (μs)	MR1 (μs)	AM (μs)	HB (μs)	TF (μs)	MR2 (μs)	SVT (μs)
0.0%	2.89	0.47	1.98	2.87	4.85	0.12	13.25
0.5%	3.64	1.50	2.18	3.93	7.68	0.36	18.87
1.0%	4.33	2.65	2.36	5.11	8.57	0.34	23.00
2.0%	5.66	4.90	2.75	7.42	10.45	0.50	31.00

Tabella 5.2: *Tempo medio di elaborazione per ogni blocco funzionale di* SVT *nel caso di eventi provenienti dai decadimenti adronici di eventi* WH *e* ZH *(*$M_H = 120\ GeV/c^2$*) per diverse percentuali di strip rumorose nel silicio. Vedere anche la Fig. 5.6.*

QCD	HF (μs)	MR1 (μs)	AM (μs)	HB (μs)	TF (μs)	MR2 (μs)	SVT (μs)
0.0%	2.55	0.33	1.18	0.60	1.18	0.21	6.37
0.5%	2.11	1.26	1.15	0.76	1.08	0.17	7.85
1.0%	3.79	2.42	1.16	1.34	1.18	0.20	10.41
2.0%	5.16	4.68	1.25	2.85	1.53	0.10	15.88

Tabella 5.3: *Tempo medio di elaborazione per ogni blocco funzionale di* SVT *per eventi di fondo di* QCD *per diverse percentuali di strip rumorose.*

	t(85%) (μs)	t(90%) (μs)	t(95%) (μs)	t(99%) (μs)
SEGNALE				
0.0%	20.8	24.8	32.0	56.0
0.5%	30.4	36.0	48.8	76.0
1.0%	37.6	43.6	56.4	78.0
2.0%	48.0	54.0	66.0	88.4
QCD				
0.0%	7.2	7.6	8.0	12.8
0.5%	9.6	10.0	12.0	19.2
1.0%	12.0	12.8	14.8	24.4
2.0%	18.8	20.0	22.4	34.8

Tabella 5.4: *Tempo totale necessario per l'elaborazione di una data frazione di eventi* $W^{\pm}/Z\ H$ *con* $M_H = 120\ GeV/c^2$ *o di eventi di fondo soddisfacenti le richieste calorimetriche di livello 1 in funzione del livello del rumore. Vedere anche Fig. 5.7.*

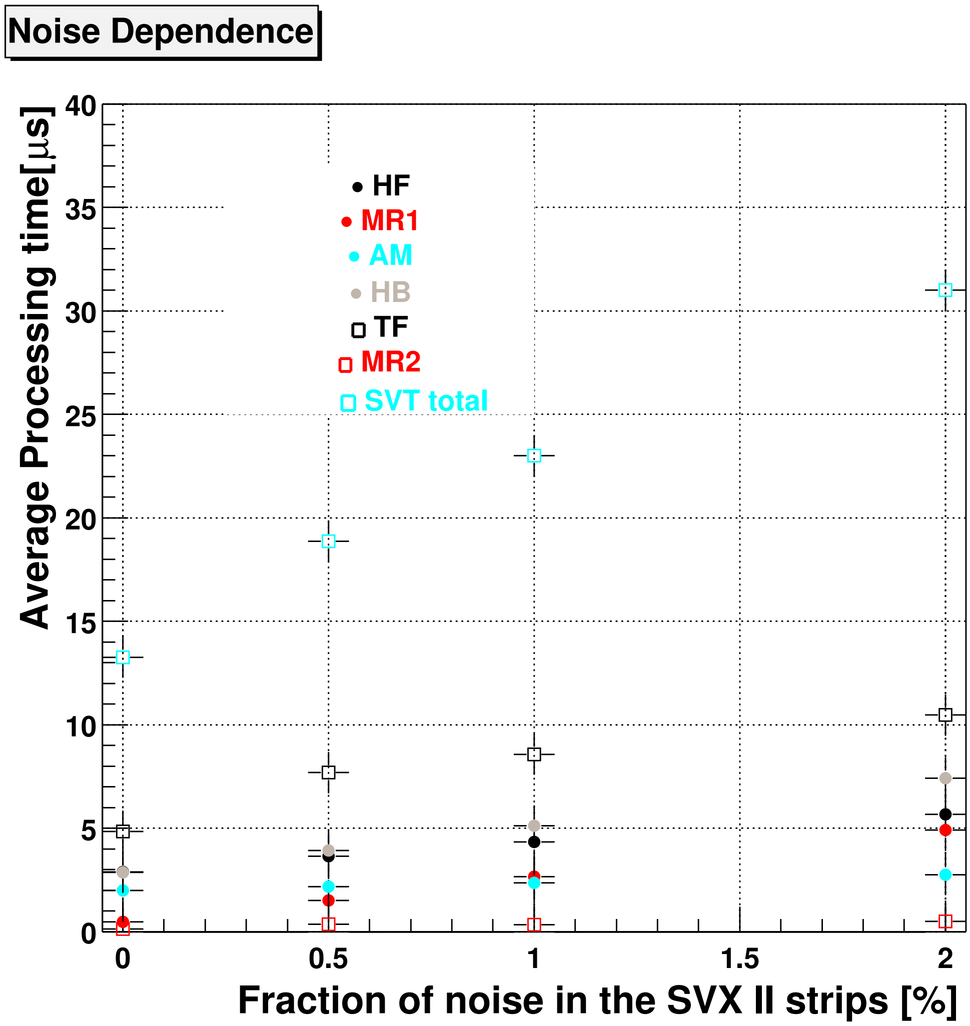


Figura 5.6: *Dipendenza del tempo medio di elaborazione di* SVT *dall'ammontare della percentuale di strip rumorose nel silicio per eventi* $W^{\pm}/Z\ H$.

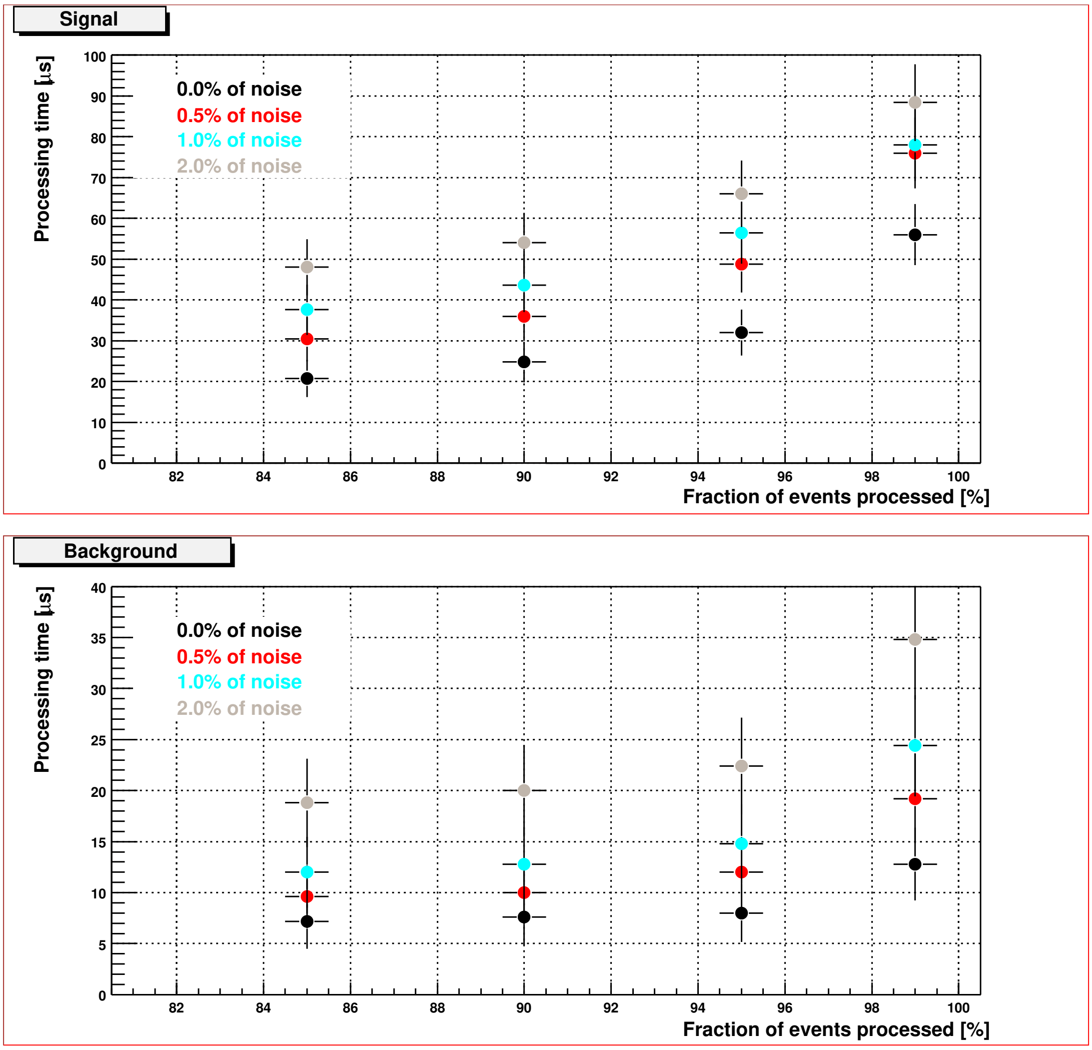


Figura 5.7: *Questi plot mostrano il tempo totale necessario per l'elaborazione di un data frazione di eventi di segnale (in alto) e di fondo (in basso) al variare della percentuale di strip rumorose presenti nel silicio di* SVX-II.

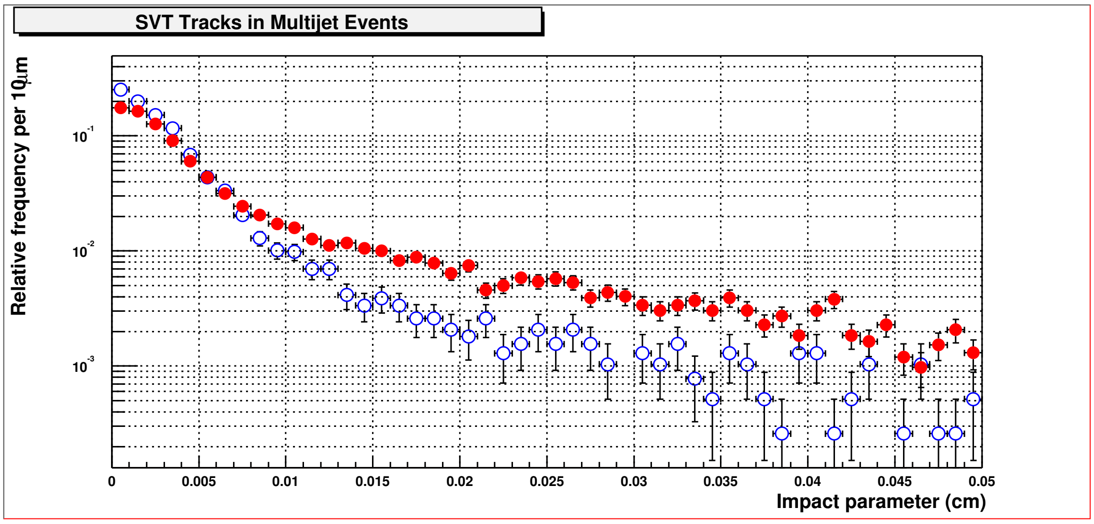


Figura 5.8: *Distribuzione del parametro d'impatto, in valore assoluto, per le tracce* SVT *fiduciali in eventi di segnale (pallini scuri) ed in eventi di fondo (pallini vuoti) nel caso di 0.5% di strip nel silicio rumorose e* $\chi^2 \leq 12.6$.

5.3 Selezione delle tracce fiduciali

Una volta verificata la possibilità, in termini di tempo di elaborazione, di ricostruire eventi multijet ($W^{\pm}/Z\ H$ o QCD) con SVT, prima di addentrarci nel dettaglio dello studio delle efficienze e delle frequenze di acquisizione ottenibili dalla combinazione di primitive calorimetriche e selezioni SVT, occorre una ricetta per la definizione delle tracce *fiduciali* con le quali condurre l'analisi.

I parametri delle tracce ricostruite, che soddisfano le condizioni in χ^2 ed il taglio imposto $P_T \geq 2\ GeV$, costituiscono l'insieme di informazioni in uscita da SVT. Per ogni traccia, le variabili parametro d'impatto (d_0), curvatura (c) ed angolo azimutale calcolato nel punto di massimo avvicinamento della traccia all'asse dei fasci (ϕ_0) sono a disposizione dei processori del trigger di livello 2. Tuttavia, la conoscenza delle informazioni di XFT può aumentare la purezza dell'insieme di informazioni fornite dal tracciatore sul silicio.

Il processore veloce, XFT, che ricostruisce le tracce a livello 1 nelle camere centrali di tracciatura, fornisce ad SVT due numeri per traccia e precisamente la curvatura e l'angolo azimutale relativamente al terzo superlayer assiale della COT. Quest'ultimo viene misurato con una precisione pari a 0.156° attraverso i 288 settori di 1.25° in cui viene diviso XFT [36]. Queste informazioni possono essere utilizzate efficacemente soprattutto nel caso di eventi ad alta densità di particelle al fine di ridurre possibili ricostruzioni errate da parte di SVT. Quest'ultimo è in grado, infatti, di utilizzare una traccia XFT come informazione di partenza (seme) per la procedura di ricostruzione. In assenza di informazioni longitudinali, SVT riconosce tutte le tracce compatibili con il seme di XFT all'interno dello stesso settore di 30° in ϕ. L'unica costrizione, per le tracce che vengono riconosciute in questo modo, è che gli hit sul silicio appartengano tutti allo stesso semi barrel di SVX-II (Par. 2.3.1). Nel caso in

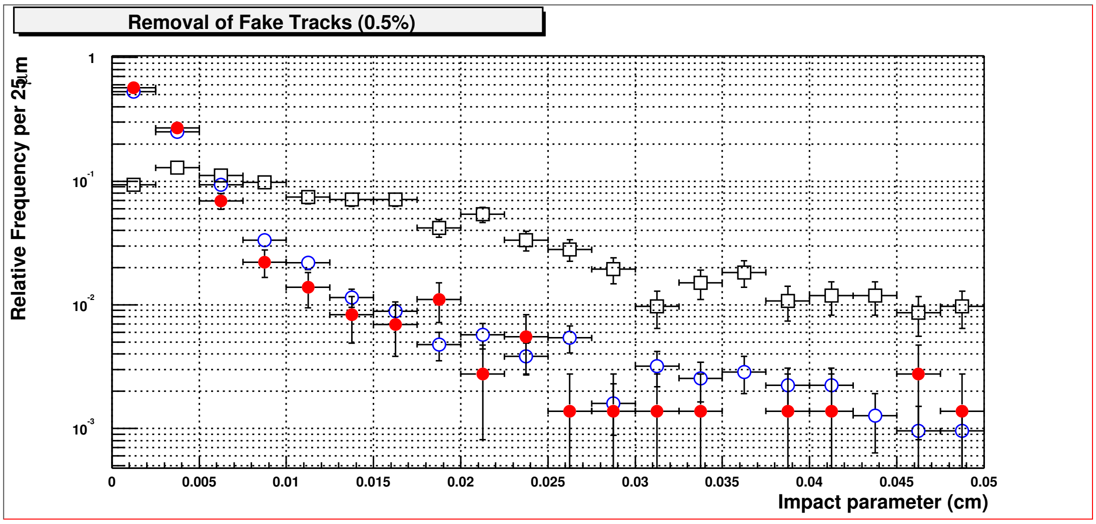


Figura 5.9: *Distribuzioni dei parametri d'impatto, in valore assoluto, per le tracce* SVT *appartenenti a tre diverse categorie: tracce univocamente associate ad un solo seme* XFT *(pallini vuoti), tracce appartenenti ad un multipletto scelte tramite la procedura di rimozione delle tracce multiple descritta nel testo (pallini scuri), ed infine tracce scartate (quadratini vuoti). Per questo plot sono stati utilizzati eventi di* QCD *ed un livello di rumore nelle strip di silicio pari al 2%, taglio in* χ^2 *pari a 12.6. La simulazione delle dimensioni della zona di interazione, beam spot, è stata applicata come spiegato in Par. 5.3.1.*

cui il numero degli hit sul silicio sia molto numeroso, sia per la rilevanza di hit di rumore o per le particolari caratteristiche degli eventi che si stanno processando, è facilmente ipotizzabile una situazione nella quale molte delle tracce con lo stesso seme di XFT siano mal ricostruite. In tal caso, eliminare tali tracce può rivelarsi di grande utilità al fine degli studi che vogliamo condurre.

La procedura di eliminazione delle tracce multiple[12] avviene estrapolando le coordinate di SVT al terzo layer assiale della COT. Se consideriamo come ϕ_0 e c le variabili di SVT di ogni traccia, possiamo richiedere che nessuna altra traccia possieda lo stesso valore di[13] :

$$\phi_{extr} \sim \phi_0 + 105.575 * c \; , \tag{5.2}$$

o più precisamente, esprimendo ϕ_{extr} in gradi, di:

$$int((\phi_{extr} - 0.625^{\circ})/1.25^{\circ}). \tag{5.3}$$

L'estrapolazione qui eseguita non è chiaramente richiesta per i processori di livello 2 che possono contare in uscita da SVT sulle informazioni delle tracce ricostruite

[12] Corrispondenti alla stessa traccia riconosciuta da XFT.

[13] 105.575 è il valore del raggio rispetto al centro del rivelatore del terzo superlayer assiale della COT in cm. La convenzione qui utilizzata è tale che la curvatura sia l'inverso del diametro dell'elica della traccia misurata in cm^{-1}.

e sul loro seme [36] associato. Quest'ultimo andrà immediatamente a definire le tracce multiple. Tuttavia, appare chiara l'equivalenza tra i due metodi al fine della rimozione delle tracce con la stessa primitiva XFT.

Una volta riconosciute le tracce multiple, occorre trovare una metodologia in grado di scegliere la traccia giusta tra di esse, senza doverle scartare tutte a priori.

La nostra scelta è di considerare tra tutte le tracce multiple quella con parametro d'impatto minore, essenzialmente per due motivi: per mantenere alto il potere discriminante del campione delle tracce con parametro d'impatto significativo provenienti realmente da un vertice secondario di decadimento; in secondo luogo, perché data la larga coda nella distribuzione dei parametri d'impatto delle tracce scartate in eventi di QCD, tale scelta risulta essere nella maggior parte dei casi quella corretta (Fig. 5.9). Ci si aspetta, infatti, che le tracce che per varie ragioni, sono mal ricostruite, presentino una distribuzione relativamente poco concentrata a bassi valori del parametro d'impatto: possiamo pensare a tale parametro come determinato essenzialmente da una combinazione casuale di hit.

Il raffronto tra i parametri d'impatto delle tracce scelte tra i possibili multipletti con la procedura sopra descritta, e quelli invece delle tracce scartate, per il campione di eventi di fondo con il 2% di strip rumorose sul silicio e taglio in $\chi^2 < 12.6$, è mostrato in Fig. 5.9. Nonostante le distribuzioni dei parametri d'impatto siano per queste due categorie, come sopra menzionato, apprezzabilmente diverse (presentando, le tracce scartate, code molto più ampie), va notato come le distribuzioni delle tracce singole e di quelle ricavate da un multipletto dopo l'estrapolazione seguano invece la stessa linea guida.

Le differenze essenziali al fine della nostra analisi tra l'utilizzo di un campione con sole tracce singole[14] e di un campione invece privo della rimozione delle multiple sono illustrate in Fig. 5.10.

[14] Ovvero, sia singole che singole estratte da un multipletto

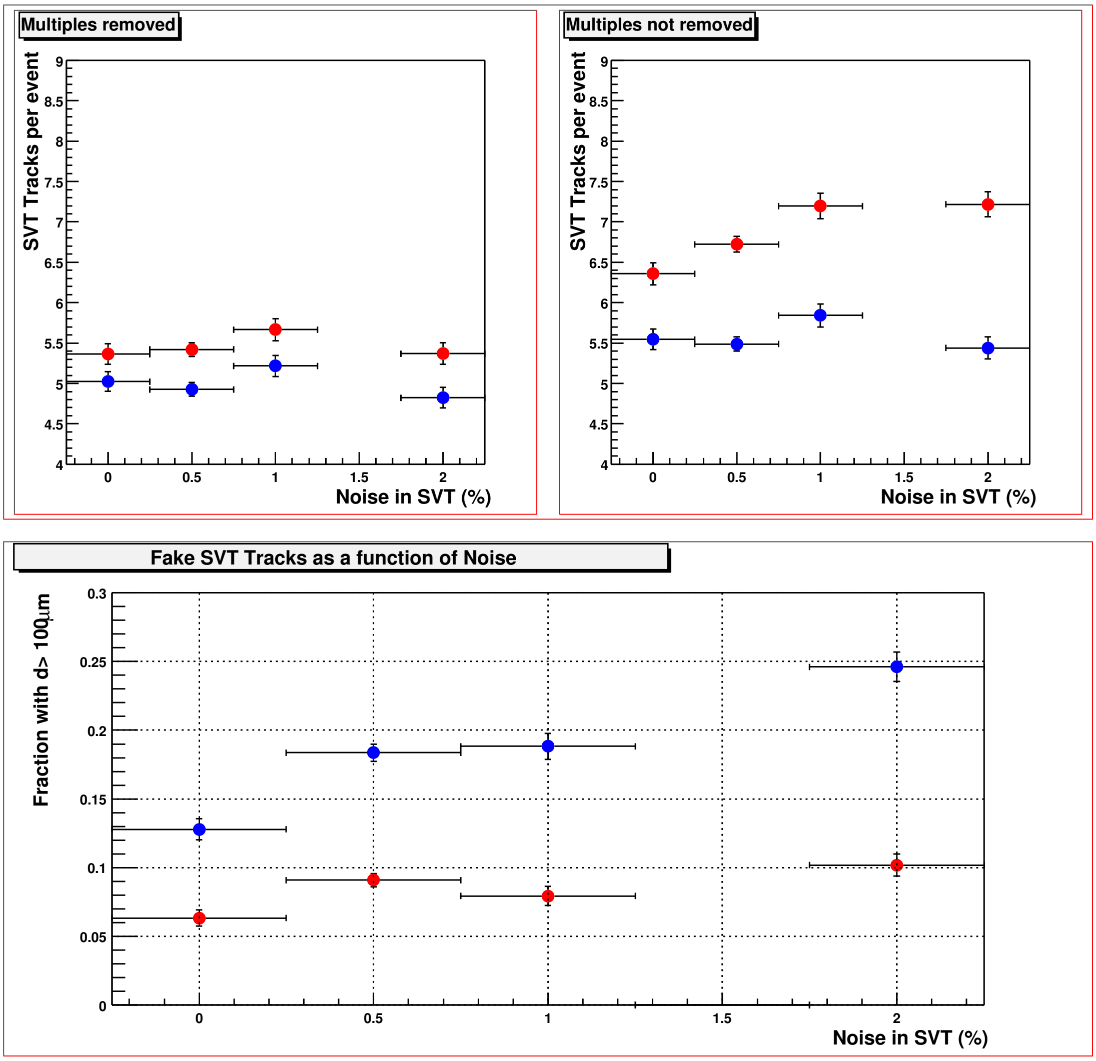


Figura 5.10: *Numero medio di tracce* SVT *in funzione del livello di rumore delle strip del silicio, con o senza la rimozione delle tracce multiple. In alto a sinistra: numero medio delle tracce (pallini più chiari) e delle tracce con* $|d_0| < 100\mu m$ *(pallini più scuri) nel caso in cui le multiple siano rimosse. In alto a destra: le stesse distribuzioni nel caso in cui non venga attuata la rimozione delle multiple. In basso: raffronto della frazione delle tracce con* $|d_0| > 100\mu m$ *in funzione della percentuale di rumore nel silicio, prima (pallini più scuri) e dopo la rimozione (pallini più chiari).*

5.3.1 Considerazioni sulle dimensioni finite dei fasci

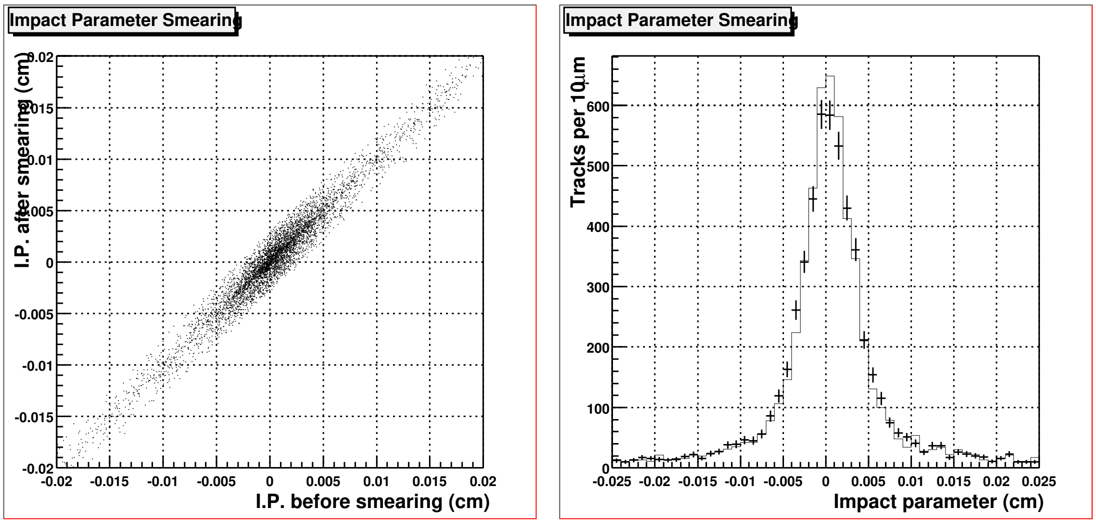


Figura 5.11: *Effetto della simulazione delle dimensioni fisiche del fascio sul parametro d'impatto delle tracce misurato da* SVT *con riferimento alla linea dei fasci. A sinistra: il parametro d'impatto delle tracce prima e dopo la simulazione in uno scatter plot. A destra le stesse quantità vengono sovrapposte nella stessa figura: l'istogramma pieno si riferisce alla situazione prima di tale simulazione. Per questi plot sono stati utilizzati eventi di* QCD *per i quali il livello di rumore nelle strip di silicio è stato posto a 0.5% ed il taglio in* χ^2 *pari a 12.6.*

Volendo studiare le risoluzioni sul parametro d'impatto, nessuna dimensione fisica è stata attribuita alla regione d'interazione nel piano trasverso, il *beam-spot*, in fase di simulazione dei nostri campioni. In questo modo, tutte le tracce con parametro d'impatto generato nullo dovrebbero provenire dall'origine del sistema di riferimento. Tuttavia, per lo studio di selezioni da attuare a livello di trigger sul parametro d'impatto delle tracce è necessario simulare le dimensioni fisiche dei fasci.

La Fig. 5.11 mostra le distribuzioni dei parametri d'impatto delle tracce, misurati di SVT prima e dopo l'applicazione della simulazione delle dimensioni fisiche del fascio. Non si notano particolari modificazioni, sulle code delle distribuzioni, zone d'interesse per i nostri studi.

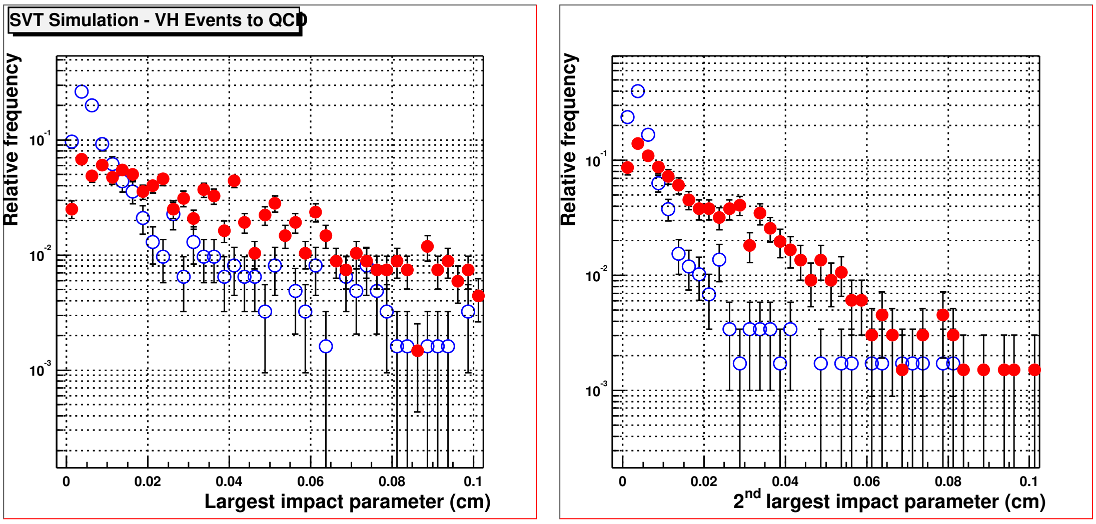


Figura 5.12: *Distribuzione del più alto (a sinistra) e del secondo più alto (a destra) parametro d'impatto, in modulo, per eventi $W^{\pm}/Z$ H (pallino scuro) e* QCD *(pallino vuoto). Valori standard di rumore e taglio in χ^2 sono stati applicati. I parametri d'impatto sono stati corretti tramite la procedura di simulazione delle dimensioni fisiche dei fasci descritta in Par.5.3.1.*

5.4 Ottimizzazione dei requisiti di livello 2

Una volta verificata la possibilità, in termini di tempo di elaborazione, di ricostruire eventi multijet ($W^{\pm}/Z$ H o QCD) con SVT, e delineata una strategia per la definizione delle tracce fiduciali con le quali condurre la nostra analisi, porremo ora la nostra attenzione sulle possibilità di reiezione del fondo e riduzione della banda passante che tale apparato può offrire.

In particolare, vogliamo determinare come le informazioni del tracking di livello 2 possono essere utilizzate per la discriminazione degli eventi $W^{\pm}/Z$ $H \to adroni$ dal fondo generico di eventi multijet provenienti da processi di QCD, questi ultimi essendo caratterizzati dalla produzione di quark leggeri e gluoni e dalla presenza di tracce provenienti dal vertice primario di interazione. Questo tipo di discriminazione è in linea di principio molto semplice, risulta infatti sufficiente la selezione degli eventi di segnale tramite la presenza di tracce non compatibili con l'ipotesi di provenire dal centro primario d'interazione. In altre parole, le tracce provenienti dal decadimento di quark pesanti, quali quelli presenti in eventi $W^{\pm}/Z$ H, avranno parametro d'impatto significativamente diverso da zero. Tuttavia, va ricordato come SVT non sia stato costruito per eventi caratterizzati da alta molteplicità di tracce ad alto P_T quali quelli multijet. La percorribilità di una strategia di reiezione basata su richieste sul parametro d'impatto deve pertanto essere provata, confrontando le distribuzioni di tali variabili per segnale e fondo (Fig. 5.8). Ci aspettiamo che le distribuzioni dei parametri d'impatto per gli eventi di fondo siano concentrate a piccoli valori, con una piccola coda dovuta a tracce risultanti da una combinazione casuale di hit di rumore o a tracce reali provenienti da decadimenti $K^0_s \to \pi^+\pi^-$

prima di raggiungere gli strati del rivelatore di silicio.

Chiaramente tutti questi effetti sono presenti anche per eventi di segnale, lo scopo di questo studio sarà quello di rilevare di quanto le distribuzioni di parametro d'impatto differiscano, quante effettivamente siano le tracce di segnale (una volta considerati effetti di accettanza, efficienza di XFT e dovuti a tagli in P_T).

Ciò a cui approderemo saranno delle primitive SVT utili a ridurre la frequenza di acquisizione dopo che le richieste calorimetriche di livello 1 sono state applicate, mantenendo il più alta possibile l'efficienza su eventi di segnale.

Per questo tipo di eventi, considerati il canale studiato e la banda passante a disposizione, è stato assegnata una banda, alla luminosità di progetto, di $1 - 1.5\ Hz$.

Come precedentemente accennato, le distribuzioni dei parametri d'impatto per eventi di segnale e fondo esibite in Fig. 5.8 differiscono ampiamente per le code, riflettendo le differenze nel contenuto di quark pesanti ad alta vita media nei due campioni[15] . Ordinando le tracce, evento per evento, tramite il loro parametro d'impatto si possono ottenere le distribuzioni di Fig. 5.12 che illustrano le distribuzioni del parametro d'impatto più alto (ed il secondo più alto) per evento.

Quello che si può studiare a questo punto è una sorta di insieme di tagli, ottimizzati su istogrammi di questo tipo, volti alla massimizzazione del rapporto segnale su rumore, pur mantenendo alta l'efficienza sul segnale. Se definiamo come efficienza $\epsilon_s(x)$ il numero di eventi di segnale sul totale, contenenti una traccia con parametro d'impatto $|d|_{max} > x$, ed in modo analogo un'efficienza $\epsilon_b(x)$ per gli eventi di fondo, possiamo definire il *fattore di merito* del taglio come segue:

$$Q(x) = \epsilon_s^2(x)/\epsilon_b(x) \quad ^{16}\ . \tag{5.4}$$

La selezione più semplice è quella di richiedere una singola traccia con parametro d'impatto sopra una certa soglia, ad esempio $|d|_{max} > 120\ \mu m$. La situazione è illustrata dalla Fig. 5.13. Tale selezione porta ad un incremento della figura di merito rispetto a quella che si ottiene senza nessun taglio dell'80%, riducendo la frazione di fondo di un fattore quattro. Ad ogni modo per ottenere una frequenza di acquisizione inferiore a 1.5 Hz occorre in questo caso tagliare a $350 \div 400\ \mu m$ sul più alto parametro d'impatto delle tracce nell'evento. Questa scelta implica un efficienza sul segnale di $38 \div 32\%$.

Una selezione basata sul secondo più alto parametro d'impatto delle tracce con un taglio tra i $100 \div 150\ \mu m$ porta, d'altro canto, al valore di frequenza di acquisizione voluto (massimizzando il fattore di merito definito dall'eq. 5.4), risultando in una efficienza sul segnale nell'intervallo $50 \div 38\%$ (Fig. 5.14) rispettivamente. Questa variabile sembra essere la più promettente per selezionare buoni eventi di segnale, non solo perché fornisce il miglior rapporto segnale su rumore, ma anche perché è in grado di selezionare eventi che plausibilmente renderanno possibile, grazie alla presenza di due buone tracce ad alto parametro d'impatto, la ricostruzione di uno o più vertici secondari di decadimento utili per l'analisi offline (Par.2.4.5 e Par. 5.5).

[15] Quark b provenienti soprattutto dal decadimento dell'Higgs (per $M_H < 130\ GeV$).

[16] Si può mostrare che la massimizzazione di questa funzione corrisponde, in assenza di errori sistematici, alla massimizzazione della significanza di un segnale del processo s sul fondo b.

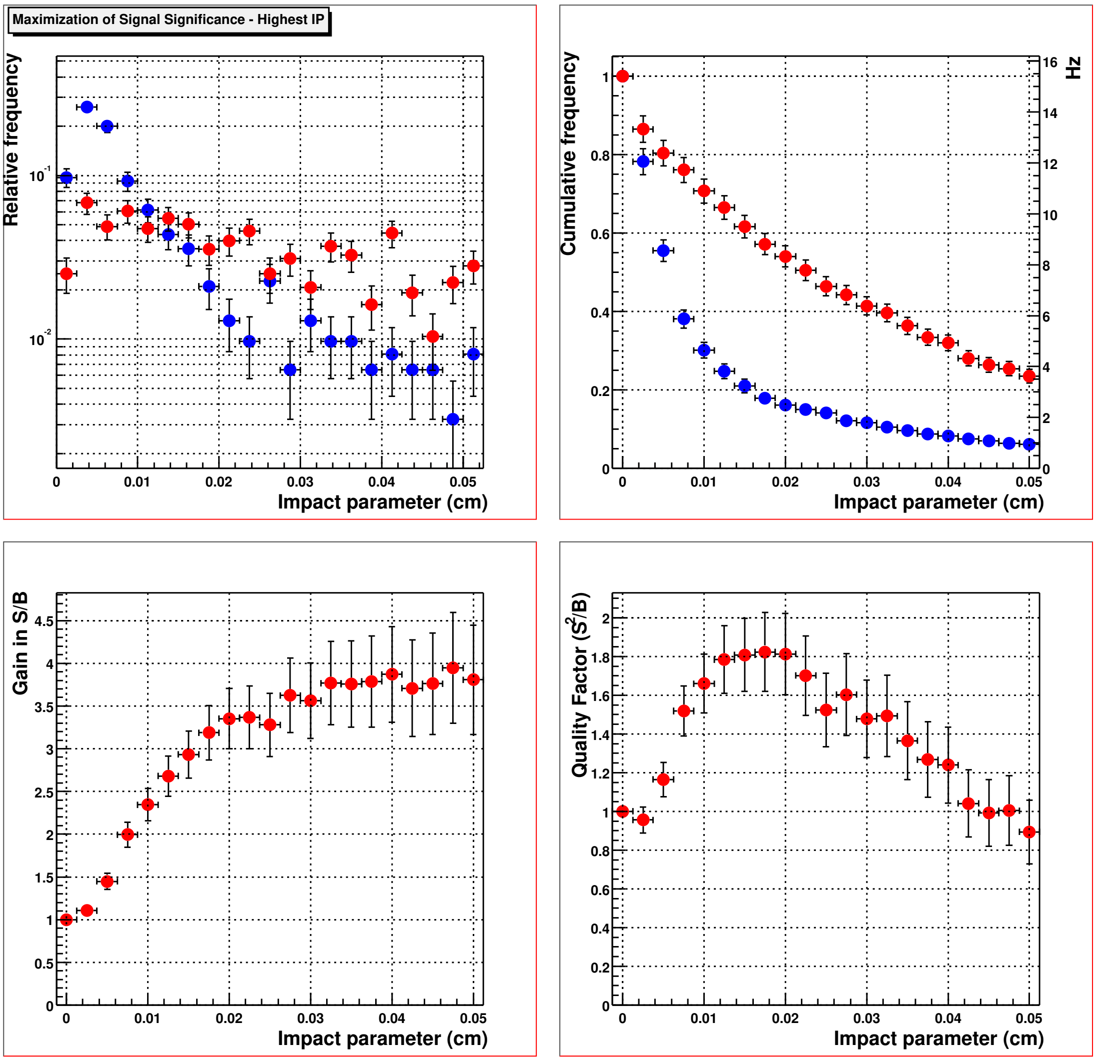


Figura 5.13: *Ottimizzazione della selezione basata sulla traccia con più alto parametro d'impatto, in modulo, nell'evento. In alto a sinistra: distribuzione del più alto parametro d'impatto per segnale (pallini più chiari) e fondo (pallini scuri). In alto a destra: efficienza in funzione del taglio in parametro d'impatto (la scala a sinistra indica la frequenza di acquisizione del livello 2 dopo le richieste calorimetriche ed* SVT*). In basso a sinistra: rapporto tra le efficienze sul segnale e sul fondo in funzione del taglio. In basso a destra: figura di merito $Q(x) = \epsilon_s^2(x)/\epsilon_b(x)$. I valori standard di rumore e taglio in χ^2 sono stati applicati.*

La Fig. 5.18 illustra l'importanza di applicare una rimozione delle tracce SVT con lo stesso seme XFT: senza tale accorgimento si ottiene un peggioramento dell'efficienza dell'ordine del $5 \div 10\%$ in rapporto allo stesso valore della frequenza di acquisizione.

In analogia a quanto fatto sulla seconda traccia, la grande molteplicità di tracce presenti in eventi multijet, suggerisce la possibilità di indagare le prestazioni offerte da un taglio sulla terza traccia con parametro d'impatto più alto (Fig. 5.15). Tut-

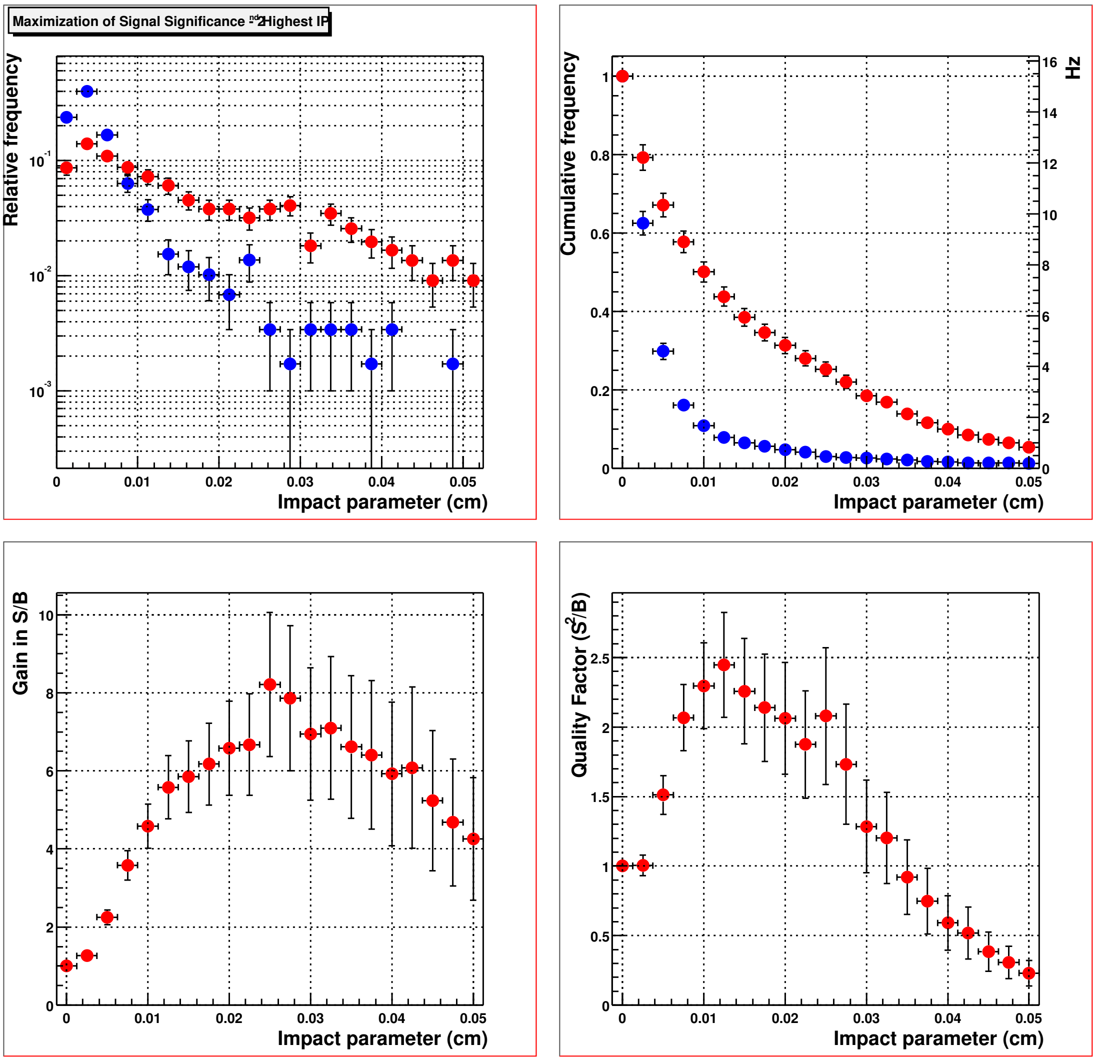


Figura 5.14: *Ottimizzazione della selezione basata sulla traccia con secondo più alto parametro d'impatto, in modulo, nell'evento. In alto a sinistra: distribuzione del secondo più alto parametro d'impatto per segnale (pallini più chiari) e fondo (pallini scuri). In alto a destra: efficienza in funzione del taglio in parametro d'impatto (la scala a sinistra indica la frequenza di acquisizione del livello 2 dopo le richieste calorimetriche ed* SVT*). In basso a sinistra: rapporto tra le efficienze sul segnale e sul fondo in funzione del taglio. In basso a destra: figura di merito* $Q(x) = \epsilon_s^2(x)/\epsilon_b(x)$*. I valori standard di rumore e taglio in* χ^2 *sono stati applicati.*

tavia questa soluzione, pur conducendo allo stesso valore del fattore di merito dei casi precedenti (per un taglio attorno ai 100 μm), porta ad un efficienza sul segnale più bassa.

Un ulteriore approccio valutato è stato quello di considerare come variabile discriminante la somma dei parametri d'impatto di tutte le tracce con $|d| > 50\ \mu m$, ovvero di tutte quelle che tracce che solo marginalmente risultano compatibili con l'ipotesi di provenire dal vertice primario di interazione. Ad ogni modo, come illustrato dalla

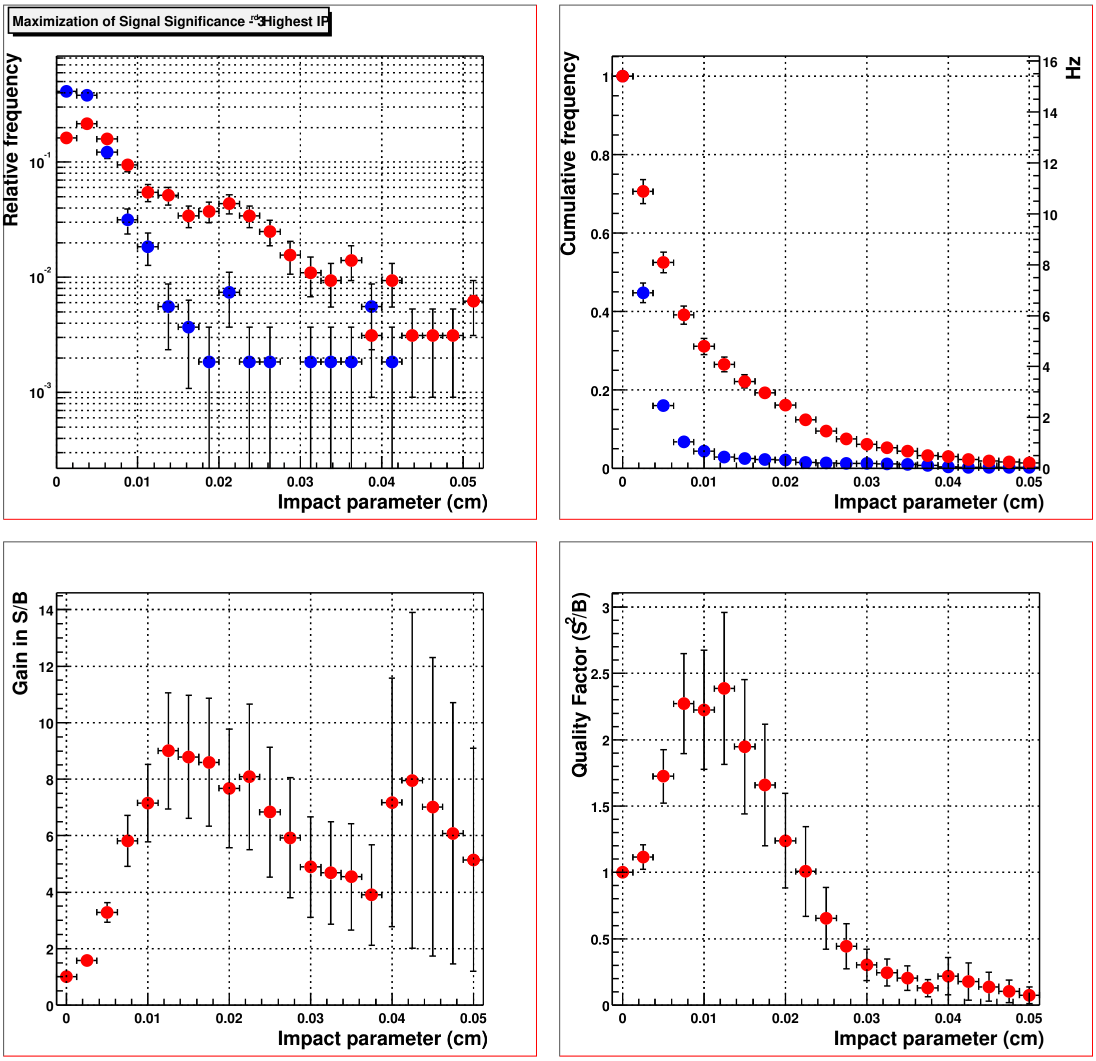


Figura 5.15: *Ottimizzazione della selezione basata sulla traccia con terzo più alto parametro d'impatto, in modulo, nell'evento. In alto a sinistra: distribuzione del terzo più alto parametro d'impatto per segnale (pallini più chiari) e fondo (pallini scuri). In alto a destra: efficienza in funzione del taglio in parametro d'impatto (la scala a sinistra indica il rate di uscita dal livello 2 dopo le richieste calorimetriche ed* SVT*). In basso a sinistra: rapporto tra le efficienze sul segnale e sul fondo in funzione del taglio. In basso a destra: figura di merito $Q(x) = \epsilon_s^2(x)/\epsilon_b(x)$. I valori standard di rumore e taglio in χ^2 sono stati applicati.*

Fig. 5.16 tale scelta appare meno promettente delle precedenti[17] .

Come ultima possibilità, si sono analizzati i risultati forniti dalla somma in quadratura delle significanze sui parametri d'impatto di tutte le tracce fiduciali nell'evento, $N = \sqrt{\sum_i {s_i}^2}$. Questo tipo di selezione non approda a risultati migliori che nel caso della selezione basata sulle due tracce. Se consideriamo $s = |d(\mu m)|/25$,

[17]Ciò anche in considerazione della complessità della sua implementazione in termini di tempo di elaborazione.

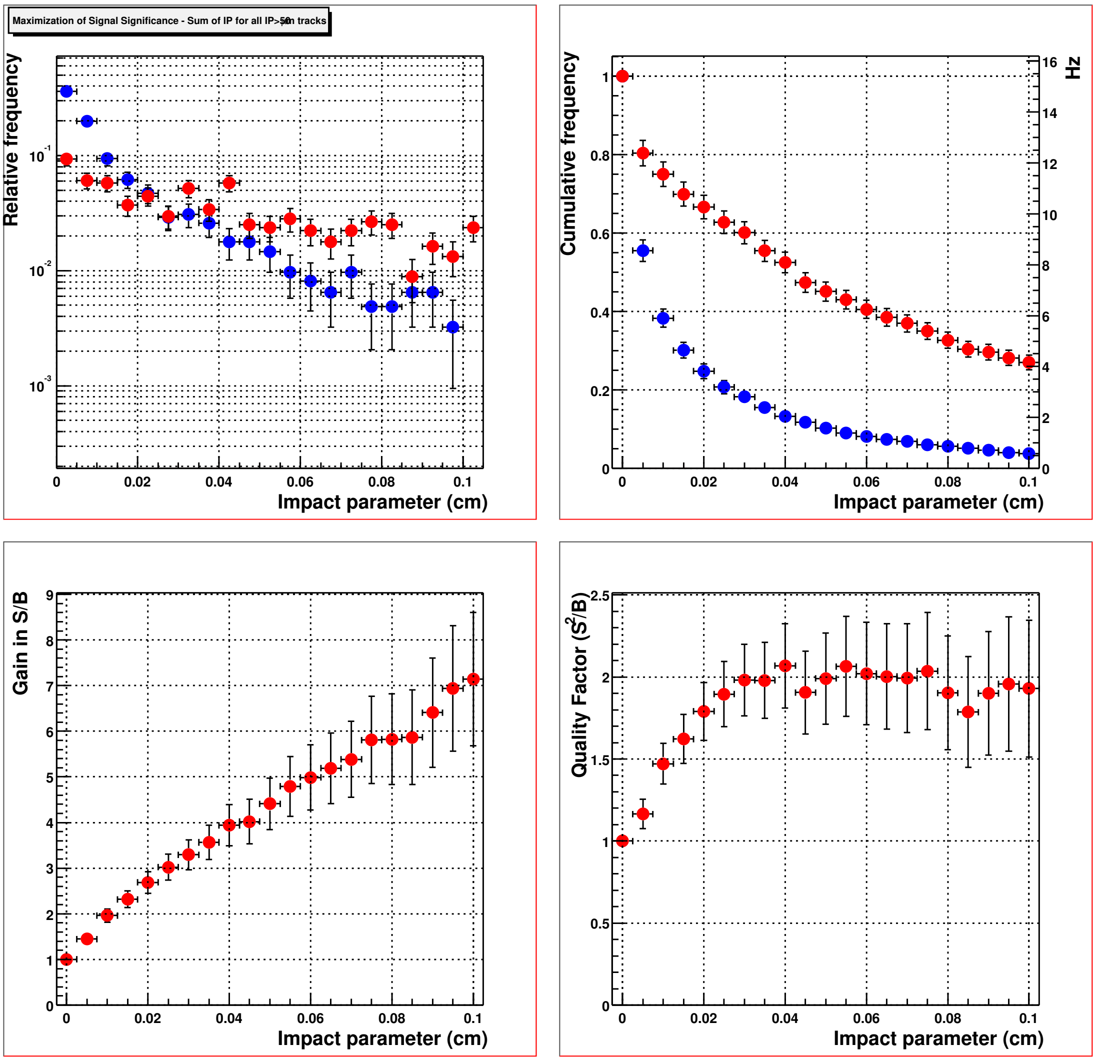


Figura 5.16: *Ottimizzazione della selezione basata sulla somma dei parametri d'impatto, in modulo, di tutte le tracce dell'evento con $d > 50\ \mu m$. In alto a sinistra: distribuzione della somma dei parametri d'impatto per segnale (pallini più chiari) e fondo (pallini scuri). In alto a destra: efficienza in funzione del taglio in parametro d'impatto (la scala a sinistra indica la frequenza di acquisizione del livello 2 dopo le richieste calorimetriche ed* SVT*). In basso a sinistra: rapporto tra le efficienze sul segnale e sul fondo in funzione del taglio. In basso a destra: figura di merito $Q(x) = \epsilon_s^2(x)/\epsilon_b(x)$. I valori standard di rumore e taglio in χ^2 sono stati applicati.*

un taglio a $N = 12$ conduce ad una frequenza di acquisizione di 1.0 Hz con un efficienza di $\sim 40\%$ sul segnale. Questo tipo di approccio tuttavia sarà in grado di sopperire ad un eventuale degradazione nella risoluzione nella misura del parametro d'impatto; potrà quindi essere rivalutato, in futuro, in tale caso o in presenza di altri cambiamenti sostanziali, quali l'introduzione del Layer00 (Par. 2.3.2) o del cambiamento dei layer letti da SVT.

Per concludere, la richiesta di due tracce SVT con parametro d'impatto sopra

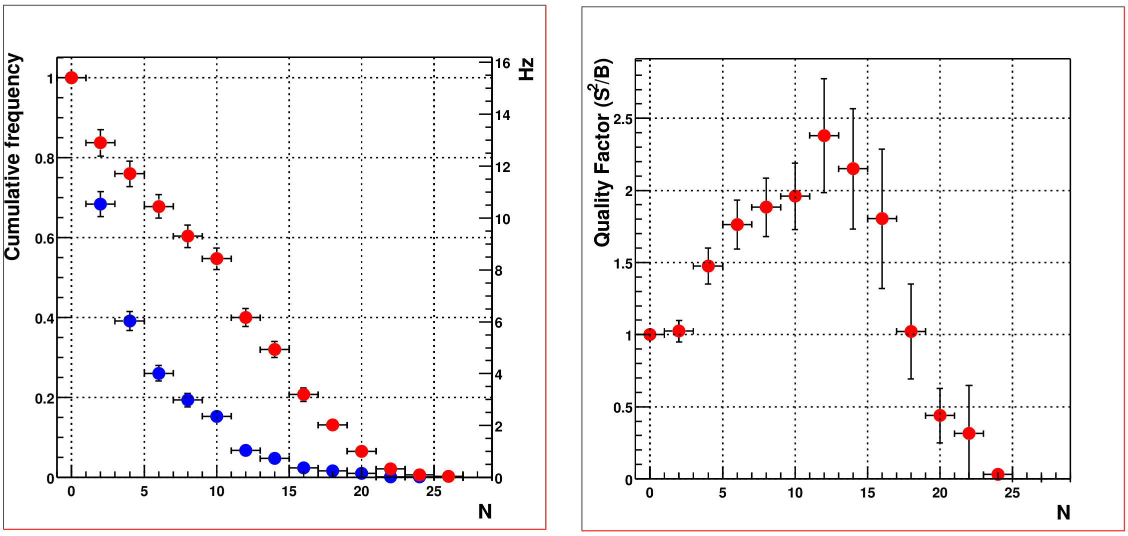


Figura 5.17: *Ottimizzazione dei criteri di selezione basati sulla somma in quadratura delle significanze dei parametri d'impatto delle tracce. A sinistra: efficienze su segnale e fondo, a destra: il fattore di merito che si ottiene per questa tipologia di selezione.*

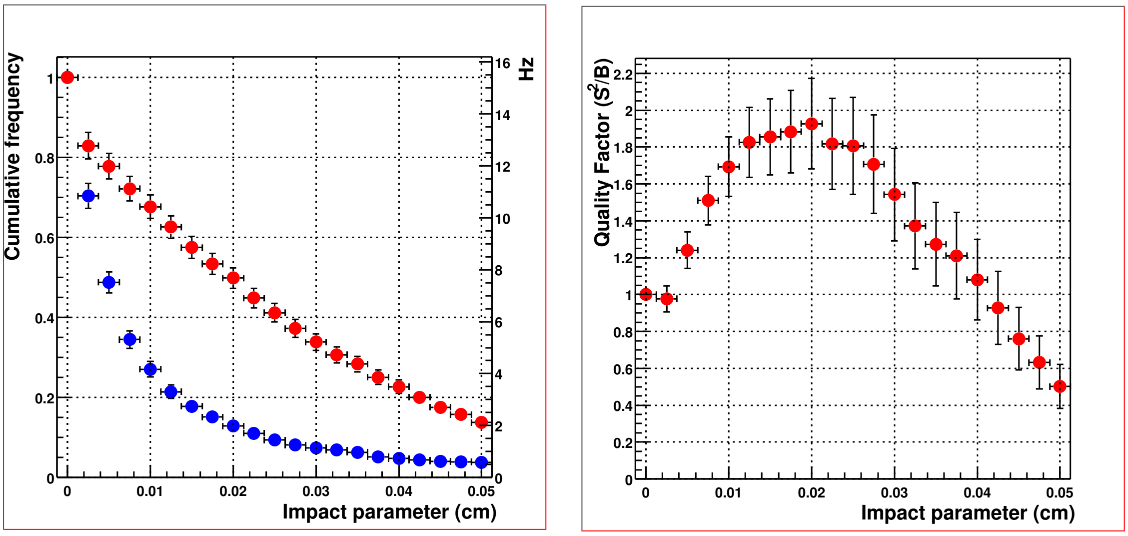
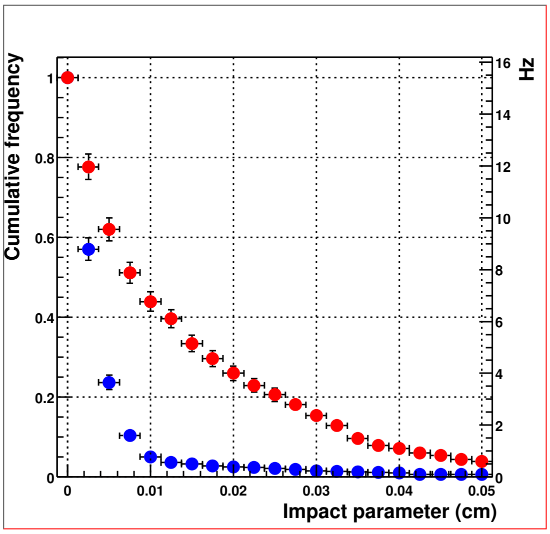


Figura 5.18: *Ottimizzazione della selezione basata sulla traccia con secondo più alto parametro d'impatto, in modulo, nell'evento senza rimozione delle tracce multiple. A sinistra: efficienza in funzione del taglio in parametro d'impatto (la scala a sinistra indica il rate di uscita dal livello 2 dopo le richieste calorimetriche ed* SVT*). A destra: figura di merito. I valori standard di rumore e taglio in χ^2 sono stati applicati.*

i $100 \mu m$ sembra essere la scelta migliore. Ciò che si ottiene è una frequenza di acquisizione pari a 1.7 ± 0.2 Hz accanto ad un efficienza sul segnale, dopo le richieste calorimetriche, di $(50 \pm 2)\%$.



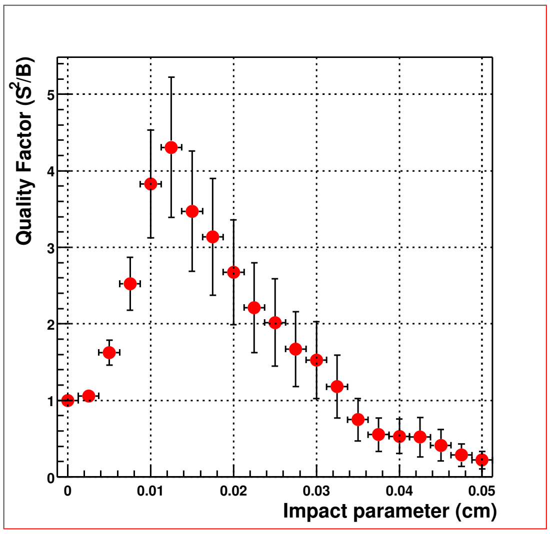


Figura 5.19: *Ottimizzazione della selezione basata sul secondo parametro d'impatto più alto nel caso di un taglio in χ^2 pari a 8. A sinistra: efficienze in funzione del taglio in parametro d'impatto (pallini più chiari) per segnale e fondo (pallini scuri). A destra: fattore di merito del taglio. È stato applicato il valore di rumore standard di 0.5%.*

5.4.1 Effetti dei tagli in χ^2 e del livello di rumore

I *track-fitter* (TF) di SVT sono in grado di selezionare tracce buone sulla base del χ^2 del fit. Quest'ultimo viene eseguito sulle posizioni degli hit nei quattro layer di silicio e sulla coordinata della traccia XFT associata. Il taglio standard è posto a 12.6: il valore che corrisponde ad un accettanza sopra il 99% per le tracce fisiche e che sembra essere il più adeguato per gli eventi di fisica del "beauty".

Chiaramente nel contesto molto più affollato costituito dagli eventi multijet di segnale $W^{\pm}/Z\ H$, tale taglio potrebbe rivelarsi meno proficuo. A tale proposito, abbiamo analizzato i risultati ottenuti con sette valori del χ^2 per le nostre simulazioni, e precisamente: 6, 8, 10, 12.6, 20 e 50. Per ognuno di questi valori abbiamo rielaborato i dati attraverso la simulazione di SVT.

La Fig. 5.20 illustra come il fattore di merito delle selezioni precedentemente illustrate vari a seconda di tagli in χ^2 ed in parametro d'impatto impostati. Ciò che appare è che un taglio più stringente sul χ^2 delle tracce interpolate può risultare in un rapporto segnale su rumore più favorevole soprattutto nel caso di richieste stringenti sul parametro d'impatto. Si veda a tale proposito la Fig. 5.19. L'effetto rimane comunque molto piccolo cosicché un taglio in χ^2 più stringente diventa auspicabile solamente nel caso in cui la frequenza di acquisizione relativa ad eventi di fondo diventi una questione di critica importanza.

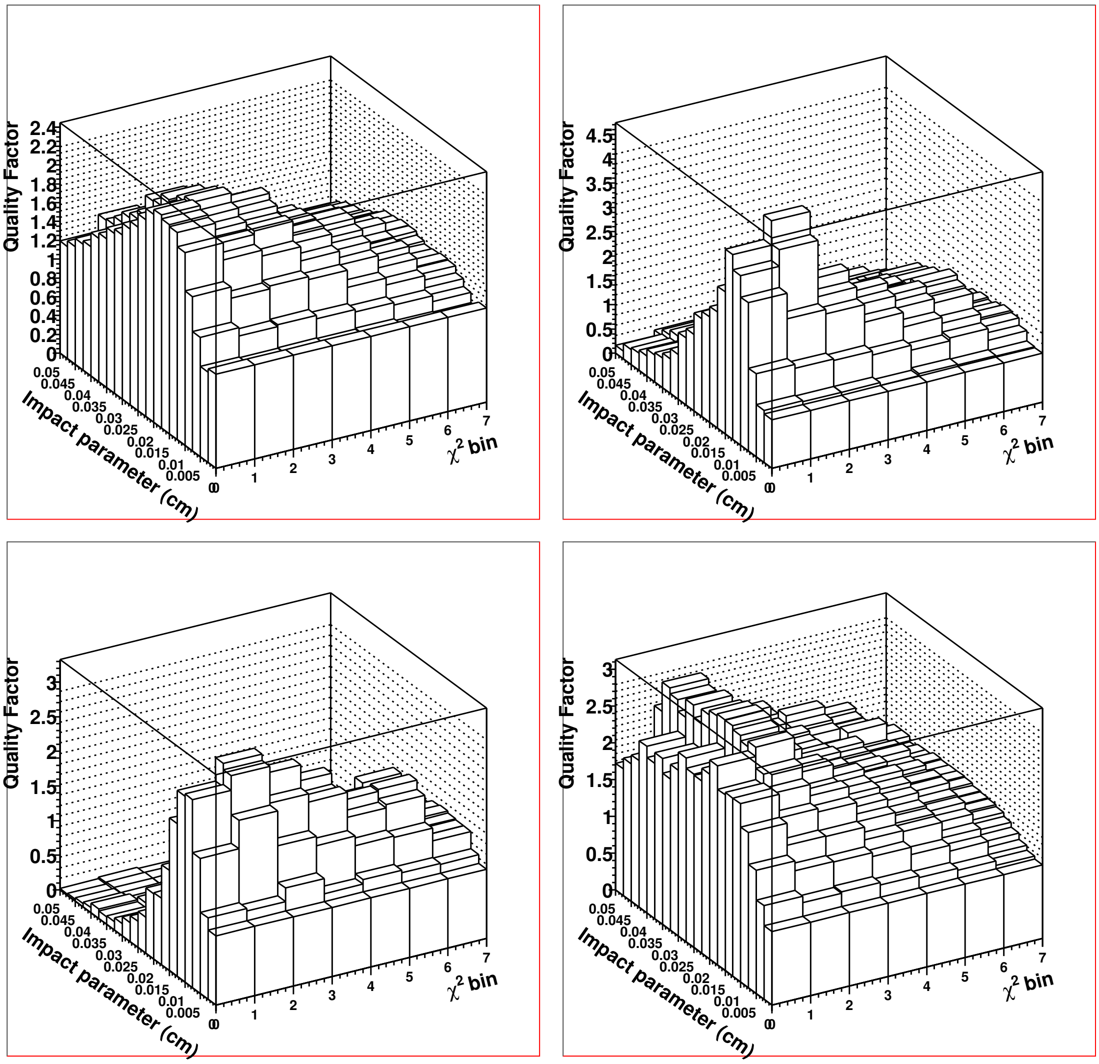


Figura 5.20: *Variazione del fattore di merito in funzione della scelta del taglio in χ^2 sulle tracce* SVT*. I bin da 1 a 7 in ascissa denotano tagli in χ^2 rispettivamente a 6, 8, 10, 12.6, 15, 20 e 50. In alto a sinistra: fattore di merito per la selezione basata sul parametro d'impatto più alto. In alto a destra: fattore di merito nel caso della selezione sul secondo parametro d'impatto più alto. In basso a sinistra: Q valore della selezione sul secondo parametro d'impatto per eventi con almeno una traccia con $|d| > 100\mu m$. In basso a destra: Q valore per la selezione basata sulla somma dei parametri d'impatto superiori a* 50 μm*. Il livello di rumore sul silicio è pari allo 0.5% (selezione standard).*

Variazioni con il livello di rumore

Per una data strip di silicio dello spessore di $\sim 300\ \mu m$, in media, il segnale rilasciato da una particella al minimo di ionizzazione si attesta attorno ai 20,000 elettroni (equivalentemente a 30 conteggi per gli ADC). L'ammontare del rumore elettronico raramente supera qualche conteggio degli ADC. Per la soppressione di questi hit

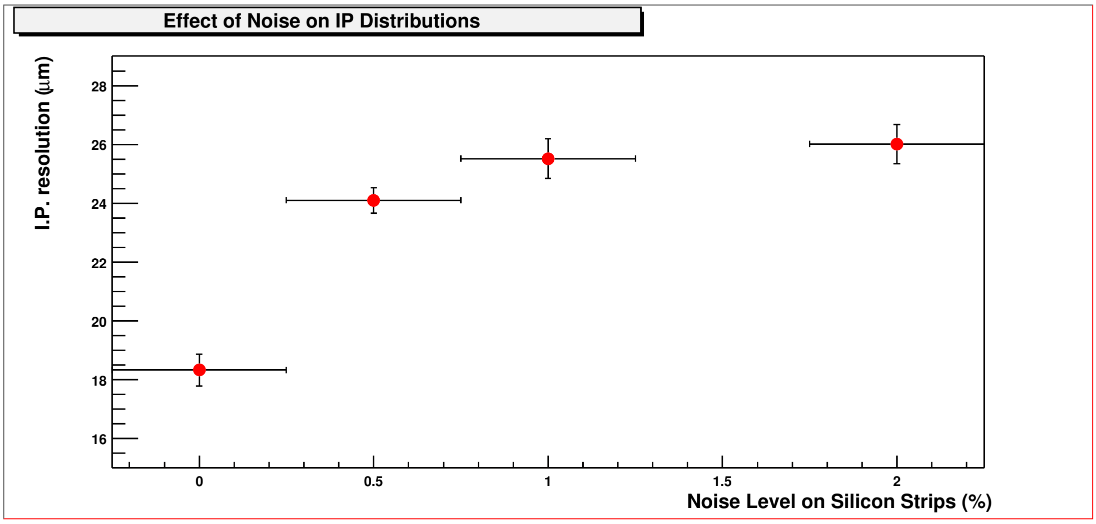


Figura 5.21: *Risoluzione in parametro d'impatto per le tracce ricostruite da* SVT *in funzione del rumore nelle strip di silicio. Abbiamo utilizzato eventi di* QCD. *(vedere anche Fig. 5.23).*

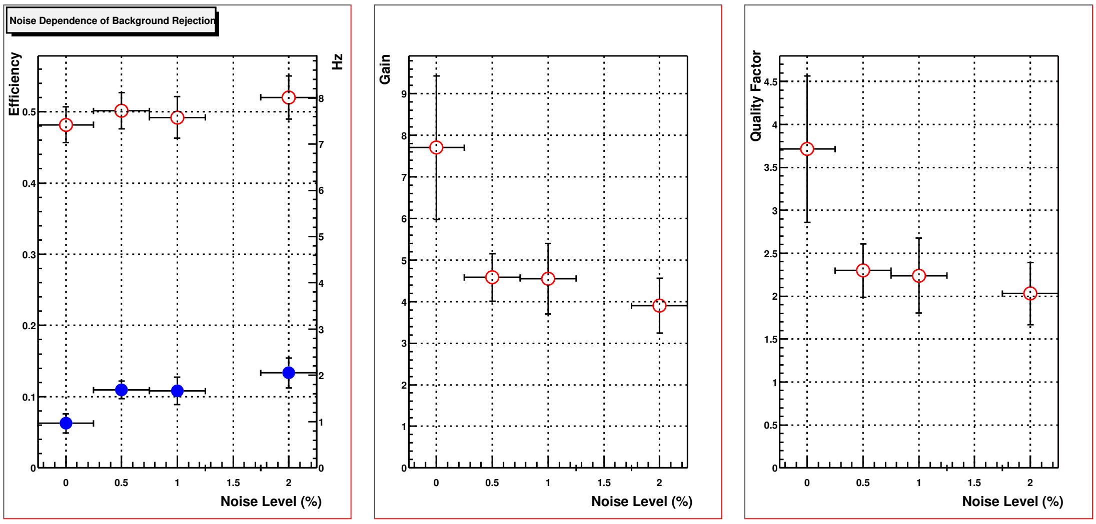


Figura 5.22: *Degradazione delle prestazioni di una selezione basata sul secondo parametro d'impatto più alto in eventi $W^{\pm}/Z$ H ($|d_{2nd}| > 100\mu m$) all'aumentare del rumore nelle strip di silicio. A sinistra: efficienza sul segnale (pallini chiari e vuoti) ed accettanza del fondo (pallini scuri). Al centro: andamento del rapporto tra le efficienze sul segnale e sul fondo. A destra: fattore di qualità del taglio.*

di disturbo, dovuti al rumore intrinseco dell'elettronica vengono impostate le soglie dei contatori a $2.5 \div 3.0$ deviazioni standard dal loro valore in assenza di segnale proveniente da particelle ionizzanti. Nonostante questa precauzione, strip rumorose risiedono in quasi tutte le *ladder* che costituiscono il rivelatore e possono influire negativamente sulle prestazioni di SVT (specialmente in un ambiente affollato come quello multijet). Con la scelta di raggruppare più strip da ~ 50 μm in superstrip

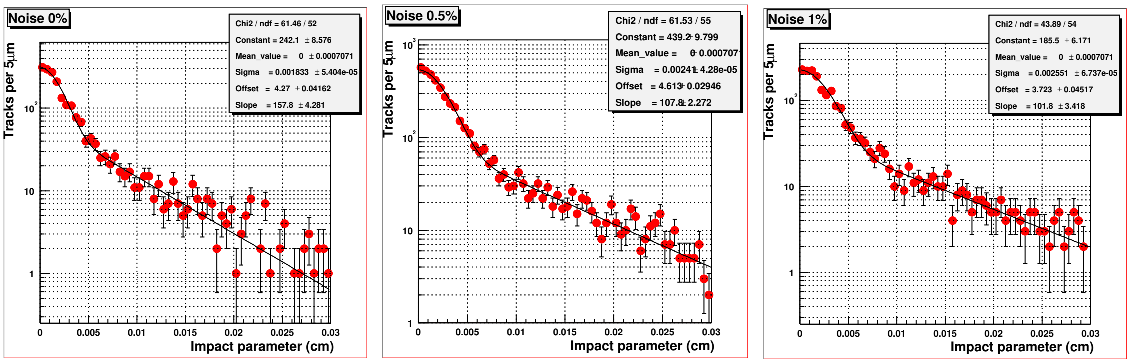


Figura 5.23: *Distribuzioni dei parametri d'impatto per eventi di* QCD *al variare della percentuale delle strip rumorose nel silicio (da sinistra, 0.0%, 0.5%, 1.0%). Rimozione delle tracce multiple e simulazione della dimensione finita dei fasci non sono applicate. Si noti il peggioramento della risoluzione al crescere delle strip rumorose. Un sommario della degradazione delle prestazioni nella misura del parametro d'impatto è presentato in Fig. 5.21.*

della larghezza di 300 μm (Par.3.4.2), si ottiene che una frazione pari al 2% di strip rumorose si traduce nel 9.6% di singole strip false in ingresso a SVT. Questo numero è in grado di determinare notevoli confusioni nella procedura di associazione degli hit, deteriorando le prestazioni dell'apparato (Fig. 5.21).

Oltre a ciò, è stato dimostrato in [38] come il rumore presente nei layer di silicio più interni sia particolarmente dannoso per la determinazione del parametro d'impatto. Infatti un hit sbagliato nel layer più interno determina un forte degrado della risoluzione σ_d nel parametro d'impatto. Ad ogni modo, anche quando il rumore elettronico non influisce nell'identificazione errata degli hit è in grado di avere conseguenze sulla risoluzione. Infatti il rumore non influisce soltanto nell'occupanza di SVX-II ma anche nella risoluzione della misura di posizione dei cluster, rilasciati da particelle reali. La presenza di hit falsi influisce sul calcolo del centroide della carica depositata.

Il rumore elettronico e la percentuale di canali malfunzionanti nelle strip del silicio è stato misurato ed è conosciuto in dettaglio per tutte le 360 half-ladder costituenti SVX-II. In linea di principio si potrebbero utilizzare le mappe dei canali morti, o rumorosi, per la messa a punto di una simulazione dettagliata di SVX-II da utilizzare come ingresso per SVT. Tuttavia tali informazioni non possono essere per il momento inglobate nella simulazione. Di conseguenza è stata utilizzata una simulazione uniforme del rumore nel rivelatore. Un termine additivo casuale viene aggiunto ai conteggi degli ADC sulle strip, in modo tale che una determinata frazione di esse passino le soglie imposte dall'elettronica di lettura. Questa frazione è stata posta pari a 0.0%, 0.5%, 1.0% e 2.0% per studiarne l'effetto in termini di numero di tracce ricostruite, di risoluzione nei parametri delle tracce, di efficienza sul segnale e reiezione del fondo, per le primitive del nostro trigger. Il contesto con lo 0.5% di rumore sembra essere quello più vicino alla situazione reale del nostro rivelatore.

Abbiamo calcolato l'effetto del livello di rumore utilizzato confrontando le efficienze ottenute secondo ciascuna delle strategie studiate, per ognuna delle percentuali considerate di strip rumorose. Indipendentemente dalla tipologia delle selezioni utilizzate, si nota una degradazione delle prestazioni all'aumentare della frazione di rumore: l'accettanza degli eventi di fondo aumenta più velocemente rispetto a quella sul segnale (Fig. 5.23).

Nel caso della selezione basata su due tracce SVT con parametro d'impatto sopra i 100 μm, l'efficienza sul segnale rimane pressoché costante al variare del rumore, mentre l'accettanza sugli eventi di fondo duplica (da 6% a 13%). Il fattore di merito decresce quindi considerevolmente (Fig. 5.22).

Un rumore elettronico pari al 2%, o superiore, potrebbe quindi ridurre considerevolmente il potere di discriminazione di una selezione basata su informazioni SVT. In tal caso, se applicabile, una minore dimensione delle superstrip utilizzate potrebbe ristabilire delle condizioni di lavoro adeguate.

5.4.2 Proposte SVT per il trigger multijet

Nelle pagine precedenti sono stati illustrati gli studi sulla possibilità di affiancare il Silicon Vertex Tracker, tramite richieste sul parametro d'impatto delle tracce, alle richieste calorimetriche di livello 2, nell'implementazione di un trigger per eventi a molti jet.

Il nostro studio ha mostrato come il tempo di elaborazione richiesto per eventi di fondo si attesti in media sugli 8 μs[18] . La distribuzione dei tempi totali di elaborazione ha lunghe code che fanno presagire grosse perdite di efficienza, se un taglio di 20 μs dovesse essere imposto ai processori di livello 2. Sul campione $W^{\pm}/Z\ H \to$ *adroni* infatti sono necessari ~ 76 μs per tracciare completamente il 99% degli eventi. Tuttavia, grazie alla bassa frequenza di eventi soddisfacenti i requisiti di livello 1, il tempo morto introdotto da un eventuale ritardo nella decisione di livello 2, causata dai nostri eventi di segnale, sembra essere piccolo.

Ciò che emerge da questo studio è che la richiesta di due tracce SVT con parametro d'impatto sopra i 100 μm appare un metodo stabile per la collezione di eventi caratterizzati da decadimenti di quark pesanti. L'efficienza su eventi di produzione associata di Higgs in stati finali completamente adronici è del $(50 \pm 2)\%$ (con riferimento alle richieste calorimetriche), mentre il fondo è ridotto a (1.7 ± 0.2) Hz.

Un livello di rumore più alto del previsto nel silicio sembra non avere una grossa influenza sull'efficacia di tale selezione anche se esso produce una non trascurabile crescita della frazione di eventi di fondo raccolti. In tali condizioni, se la frequenza di acquisizione del trigger dovesse costituire un problema, una scelta più stringente sul χ^2 delle tracce (10 od addirittura 8 anzichè 12.6) potrebbe costituire un'ottimo rimedio.

[18] Tale valore è destinato a crescere all'aumentare del rumore nelle strip di silicio.

5.5 Efficienze sui campioni con b-tag

La possibilità di riconoscimento di jet provenienti da quark b (Par. 2.4.5) costituirà uno dei punti principali su cui sarà basata l'intera analisi futura per la ricerca dell'Higgs nel canale considerato. Come già citato precedentemente il branching ratio di tale particella per la regione $m_H < 130\ GeV/c^2$, è dominato dai decadimenti $b\bar{b}$.

Una volta che disporremo di un campione di dati raccolti mediante il trigger qui proposto, sarà naturale definire come eventi analizzabili quelli che contengono almeno un *b-tag* offline, ovvero un jet riconosciuto come proveniente dall'adronizzazione di un quark pesante. Tale richiesta risulta indispensabile per l'abbattimento del fondo che comunque rientrerà nel nostro trigger (vedere Capitolo 7).

Alla luce di tali considerazioni, si è voluta studiare l'efficienza che si può ottenere con la richiesta di una singola traccia o di due tracce con parametro d'impatto sopra un determinato valore su eventi $W^{\pm}/Z\ H$ con nessuno, uno o due *b-tag* di SECVTX ([22], [23]).

L'algoritmo di identificazione dei quark b per i jet è basato sulle informazioni delle tracce offline, per tale motivo si è scelto di considerare l'efficienza dei tagli sui parametri d'impatto in funzione della frazione di tracce SVT su tracce offline. Definendo $R = N^{svt}/N^{off}$ come il rapporto tra il numero di tracce fiduciali di SVT e quelle offline, evento per evento, si possono calcolare le efficienze delle selezioni SVT a livello 2, distinguendo gli eventi con nessuno, uno o due tag. I risultati sono illustrati in Fig. 5.24. La colonna a sinistra mostra i risultati della richiesta di una singola traccia SVT, mentre quella di destra quelli relativi ad una selezione basata su due tracce. Le quattro righe a partire dall'alto si riferiscono alle efficienze degli eventi in cui $R < 25\%$, $25\% \leq R < 50\%$, $50\% \leq R < 75\%$ e $R \geq 75\%$ rispettivamente.

Possiamo concludere che la richiesta di due tracce SVT con parametro d'impatto sopra i 100 μm risulta avere un'efficienza attorno al $80 \div 85\%$ sul sottocampione di eventi con uno o due tag SECVTX non appena R sia maggiore del 50%.

5.6 B-trigger SVT su eventi multijet

Un'interessante studio può essere condotto sulla contaminazione da eventi di $W^{\pm}/Z + H \to adroni$ nei campioni di dati raccolti con trigger appositamente disegnati per la fisica del "beauty".

La segnatura di eventi con decadimento di adroni contenenti quark b risulta in una bassa molteplicità di tracce, queste ultime con uno spettro in P_T molto più soffice rispetto ad eventi multijet.

Un trigger basato su richieste su due tracce (*two-track-trigger*) è stato specificatamente designato alla raccolta di eventi $B_d \to \pi^+\pi^-$ e poi esteso ad eventi di decadimento del B_s in adroni[19] . Le richieste comuni ai due B-trigger considerati sono le seguenti:

[19] I decadimenti del mesone B_d interessano soprattutto studi volti alla misura di parametri di violazione di CP. D'altra parte i decadimenti del B_s sono in grado di fornire informazioni sul mixing del B_s. I principali decadimenti osservati per tali particelle saranno: $B_d \to \pi\pi$ e $B_s \to D_s^-\pi^+$ oppure $B_s \to D_s^-\pi^+\pi^-\pi^+$.

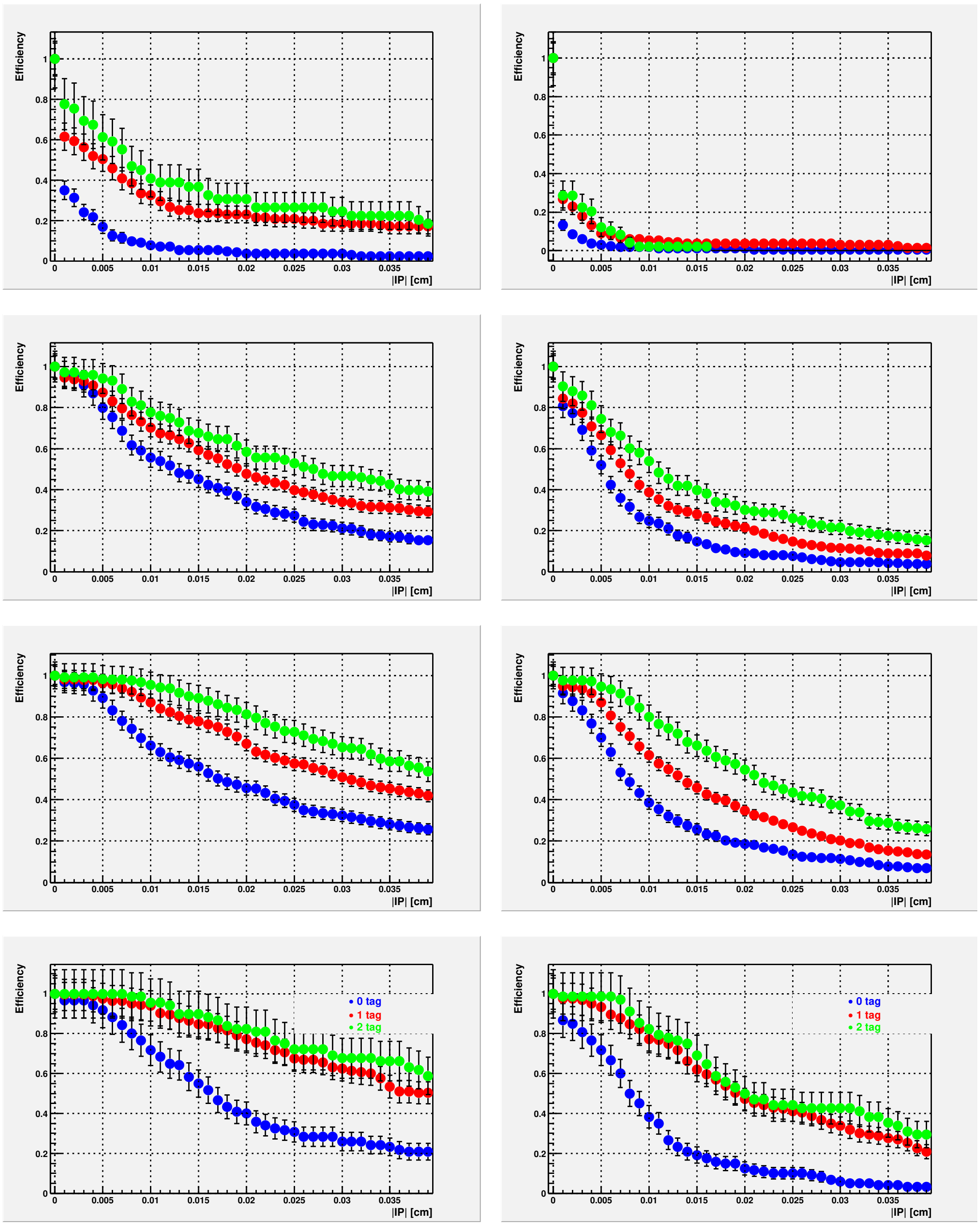
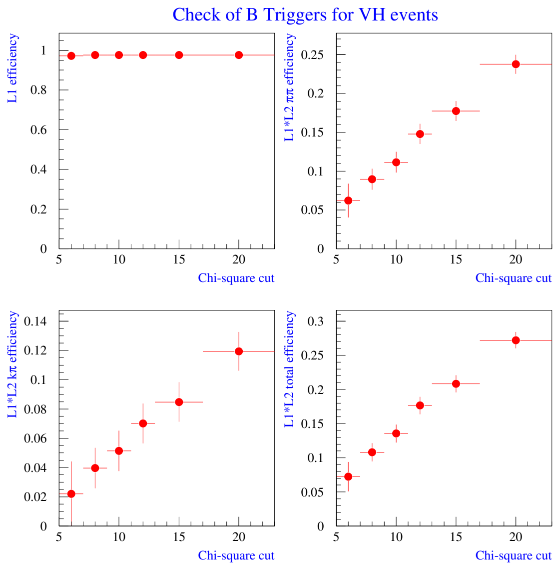


Figura 5.24: *Variazioni dell'efficienza del taglio su una (a sinistra) o su due (a destra) tracce* SVT *con parametro d'impatto sopra i* 100 μm *per eventi senza* SECVTX *tag (pallini scuri), con 1 (pallini chiari) o 2 (pallini più chiari) tag in funzione della frazione di tracce* SVT *fiduciali su quelle offline: prima riga* $R < 25\%$; *seconda riga* $25\% \leq R < 50\%$, *terza riga* $50\% \leq R < 75\%$ *ed infine ultima riga* $R \geq 75\%$.

- Livello 1: due tracce XFT con $P_T \geq 2\ GeV/c$ e carica opposta. $\Sigma P_T^{trk} > 5.5\ GeV/c$;



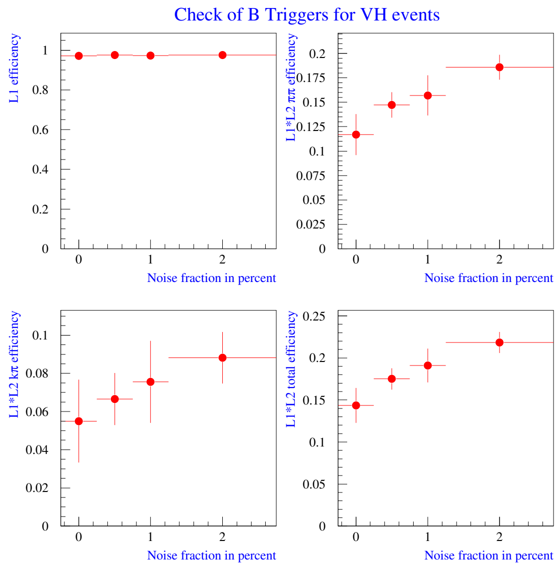


Figura 5.25: *Efficienze dei diversi livelli dei trigger $B_s \to d_s\pi$ e $B_d \to \pi\pi$ riguardo la raccolta di eventi $W^{\pm}/Z\ H \to adroni$ in funzione del taglio in χ^2 imposto per le tracce* SVT*. In alto a sinistra: efficienza del primo livello di trigger (ovviamente costante). In alto a destra: efficienza delle richieste di livello 1 e 2 per il trigger per il B_d. In basso a sinistra: efficienza delle richieste di livello 1 e 2 per il trigger per B_s. In basso a destra: efficienza totale.*

Figura 5.26: *Efficienze dei diversi livelli dei trigger $B_s \to d_s\pi$ e $B_d \to \pi\pi$ riguardo la raccolta di eventi $W^{\pm}/Z\ H \to adroni$ in funzione del livello di rumore nelle strip di silicio. In alto a sinistra: efficienza del primo livello di trigger. In alto a destra: efficienza delle richieste di livello 1 e 2 per il trigger per il B_d. In basso a sinistra: efficienza delle richieste di livello 1 e 2 per il trigger B_s. In basso a destra: efficienza totale.*

- Livello 2: conferma delle richieste di livello 1 tramite informazioni di SVT e $120\mu m < |d| < 1mm$. I pioni inoltre devono avere lunghezza di decadimento positiva, ovvero definito con X il vettore diretto dal punto nominale di interazione verso il vertice di decadimento del mesone B, e detto $P_T(B)$ il vettore relativo al suo momento trasverso ricostruito, deve essere $P_T(B) \cdot X > 0$.

Tuttavia, pur essendo questi i criteri di base per la selezione di eventi provenienti dai decadimenti di B_d e B_s, è necessaria una differenziazione dei requisiti al fine di massimizzare l'efficienza per entrambi i segnali. Ad esempio, il mesone B_d, prodotto nel vertice primario di interazione, potrà essere salvaguardato rispetto false identificazioni, dovute a processi di fondo, con la scelta di richiedere che il parametro d'impatto del B ricostruito sia minore in modulo di 140 μm ([39]). Analogamente, anche le aperture angolari delle tracce prodotte nei decadimenti sono diverse, e vengono quindi scelte differentemente: $20° < \Delta\phi < 135°$ e $2° < \Delta\phi < 90°$ per B_d e B_s rispettivamente.

Questi tipi di trigger, a livello 1 e 2, potrebbero raccogliere gli eventi $W^{\pm}/Z\ H$ ai quali siamo interessati. Se l'efficienza rispetto al nostro segnale dovesse essere alta, potrebbe essere interessante indagare la possibilità di trasferire gli eventi soddisfacenti il livello 2 dei $B-trigger$ al Livello 3 calorimetrico di un trigger multijet, senza dovere necessariamente costruire un trigger apposito, quale quello studiato in questo lavoro di tesi.

Nel seguito sono illustrati i risultati in merito alle efficienze risultanti dalla simulazione delle primitive dei $B-trigger$ sopra citati, su eventi $W^{\pm}/Z\ H$. Va notato come in questo caso non sia stata applicata la procedura di rimozione delle tracce multiple[20] . Le efficienze sono state studiate al variare del livello di rumore nel silicio e del taglio in χ^2 delle tracce SVT. La situazione viene riassunta dalle Fig. 5.25 e Fig. 5.26.

Le efficienze su eventi $W^{\pm}/Z\ H$ delle combinazioni delle richieste dei B trigger di primo e secondo livello, crescono fortemente man mano che il taglio sul χ^2 diviene più lasco (dal $\sim$ 15% al $\sim$ 25% per $12.6 \leq \chi^2 \leq 20$). Il trigger per il B_d ($\pi\pi$ in Fig. 5.25) risulta essere più efficiente sui nostri eventi che quello per il B_s ($k\pi$ in Fig. 5.25). Gli eventi che passano i prerequisiti dell'ultimo sono tali da soddisfare le richieste del primo, cosicchè le richieste del trigger per B_s in seguito a quelle per il B_d alterano di poco le efficienze sul segnale di tipo $W^{\pm}/Z\ H$.

La Fig. 5.26 illustra la variazione delle efficienze con il livello di rumore presente nelle strip del silicio. L'aumento in efficienza è dovuto al numero crescente di tracce false, in grado di soddisfare i prerequisiti del trigger, all'aumentare degli hit di rumore. Il trigger disegnato per il B_d raccoglie una frazione considerevole dei nostri eventi di segnale (dal $\sim$ 12% al $\sim$ 20%).

La situazione a Livello 3 risulta invece meno favorevole per il segnale di $W^{\pm}/Z\ H \to adroni$ a causa della possibile[21] introduzione di un taglio in massa invariante delle due tracce di trigger a $\sim 5\ GeV/c^2$ [22] .

Non essendo possibile salvare su disco le informazioni del Livello 2 senza saturare la banda passante permessa, e dato che l'efficienza dei B trigger si attesta attorno al 20% per il nostro segnale, specifiche selezioni a livello calorimetrico, quali quelle esposte nel capitolo precedente potrebbero limitare la frequenza di acquisizione. Tuttavia data la limitata efficienza delle selezioni rispetto al segnale al quale siamo interessati, questo studio ribadisce la necessità della messa in opera di un trigger appositamente disegnato per il processo di produzione associata dell'Higgs in stati finali completamente adronici, quale quello descritto in questo lavoro.

5.7 Tracce a livello 3

I risultati, in termini di frequenza di acquisizione ottenuti affiancando alle richieste calorimetriche selezioni sulle tracce ricostruite da SVT, hanno dimostrato l'utilizzabilità di quest'apparato al fine di discriminare eventi di segnale da quelli di fondo, e

[20] Tale strategia non sarà infatti applicata per quei cammini di trigger nei quali la molteplicità delle tracce sia bassa.

[21] Questa selezione non è ancora stata perfezionata, una sua ottimizzazione sarà possibile tramite lo studio del comportamento dei dati raccolti con le selezioni di livello 1 e 2.

[22] Attorno alla massa dei mesoni B.

portano alla frequenza di acquisizione decisa per il canale considerato (Par. 5.4.2). In quest'ottica, i nostri intenti all'ultimo stadio di trigger, devono essere volti alla riduzione, per quanto possibile, delle fonti di inefficienza, dovute a malfunzionamenti, in seguito alle particolari condizioni di carico di lavoro che un ambiente multijet implica, degli apparati utilizzati per la formulazione delle nostre primitive. Se da un lato quindi, la parte calorimetrica ha raggiunto una situazione stabile, resta ancora da chiarire la strategia da seguire al fine di confermare le selezioni di SVT a livello 3.

Inizialmente si è valutata l'applicabilità di una ricostruzione globale o regionale delle tracce a Livello 3. Purtroppo, la variabile decisionale chiave per stabilire l'attuazione o meno di una tale procedura, ovvero il tempo di elaborazione e ricostruzione delle tracce si è rivelato oltre le possibilità di questo stadio di trigger. Per quanto riguarda il tracking globale, il tempo di elaborazione degli algoritmi di ricostruzione è stimato attorno ai 3 secondi ad evento. Dall'altra parte, invece, l'opzione offerta dal tracking regionale è stata al momento accantonata a causa della scarsa ottimizzazione del software preposto.

Associazione delle tracce SVT con quelle relative alla ricostruzione Offline

Il tracking globale, pur non potendo essere utilizzato come algoritmo di ricostruzione a livello di trigger[23], offre tuttavia la possibilità di misurare l'efficienza di SVT rispetto alle tracce ricostruite offline.

L'efficienza di SVT rispetto alle tracce offline viene ricavata utilizzando come variabili d'associazione il momento trasverso e l'angolo azimutale delle tracce. Le tracce ricostruite dall'offline sono da considerarsi ottenute tramite l'utilizzo sia delle informazioni di SVX-II che quelle fornite dalla camera centrale di tracciatura. Le variabili considerate permettono la definizione di un parametro di associazione a partire dalle differenze in ϕ e in $1/P_T$ tra le due classi di tracce (SVT ed offline). R_{ass} viene definito tramite la seguente:

$$R_{ass} = \sqrt{\frac{(\phi^{SVT} - \phi^{off})^2}{\sigma^2_{\Delta\phi}} + \frac{(1/P_T^{SVT} - 1/P_T^{off})^2}{\sigma^2_{\Delta(1/P_T)}}}.$$

Dove $\sigma_{\Delta\phi}$ e $\sigma_{\Delta(1/P_T)}$ rappresentano le larghezze delle distribuzioni delle differenze in ϕ e $1/P_T$ rispettivamente. Successivamente il taglio su questo parametro verrà posto a 2 per decidere se l'associazione è buona o meno. La distribuzione dei parametri di associazione è costruita scegliendo tra tutte le combinazioni di tracce quelle che all'interno dello stesso evento minimizzano tale parametro. La procedura di associazione inoltre è tale da scartare dall'analisi quelle tracce che sono già state associate[24] . Le distribuzioni che si ottengono sono illustrate in Fig. 5.27.

Si può osservare come la distribuzione in $\Delta\phi$ risenta della topologia degli eventi di segnale. Per tali processi infatti è caratteristica la presenza coppie di jet back-

[23]Al momento nessun algoritmo di ricostruzione delle tracce, mediante l'uso combinato delle informazioni del rivelatore di vertici e della camera centrale di tracciatura è utilizzabile a livello di trigger date le prestazioni ancora non ottimizzate in termini di tempo di elaborazione

[24]Nel caso in cui più di una traccia risulti associabile con un traccia offline, la scelta si pone su quella con minor parametro di associazione.

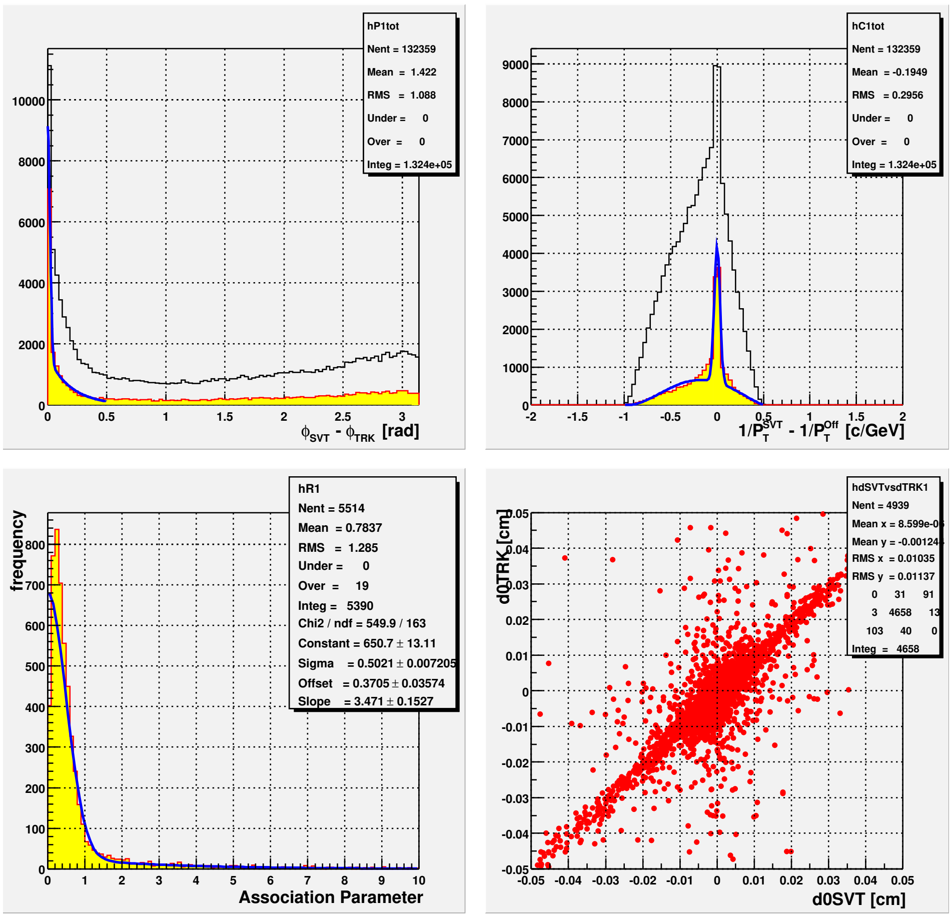


Figura 5.27: *In alto a sinistra: distribuzione delle differenze in ϕ tra le possibili combinazioni di tracce* SVT *ed offline. Istogramma pieno corrisponde alle combinazioni per le quali $\Delta(1/P_T) < 0.1c/GeV$. La linea caratterizza il profilo delle differenze tra tutte le combinazioni possibili. In alto a destra: distribuzione delle differenze in $1/P_T$. L'istogramma pieno è riferito alle combinazioni per le quali $\Delta(\phi) < 0.1rad$. In basso a sinistra: distribuzione dei parametri di associazioni per le migliori combinazioni di tracce. In basso a destra: distribuzione dei parametri d'impatto delle tracce* SVT *verso quelli delle tracce offline a cui sono associate.*

to-back[25] che contribuiscono alle combinazioni di tracce situate sulla coda della distribuzione. Diversamente, le combinazioni con $\Delta\phi \sim 0$ rad corrispondono alle tracce che vengono rilevate sia da SVT che dal tracking offline. Il fondo presente nella distribuzione delle differenze in $1/P_T$ risulta decentrato rispetto a zero a causa del combinatorio tra le tracce SVT, che per essere ricostruite necessitano di un $P_T^{min} \sim 2$ GeV, e quelle offline che invece hanno soglia in P_T più bassa.

La Fig. 5.28 mostra le distribuzioni in parametro d'impatto che si ottengono per le tracce offline e SVT a partire dal grafico in basso a destra di Fig. 5.27, rappresentante la distribuzione due dimensionale dei parametri d'impatto di SVT e dell'offline,

[25]Contrapposti l'un l'altro.

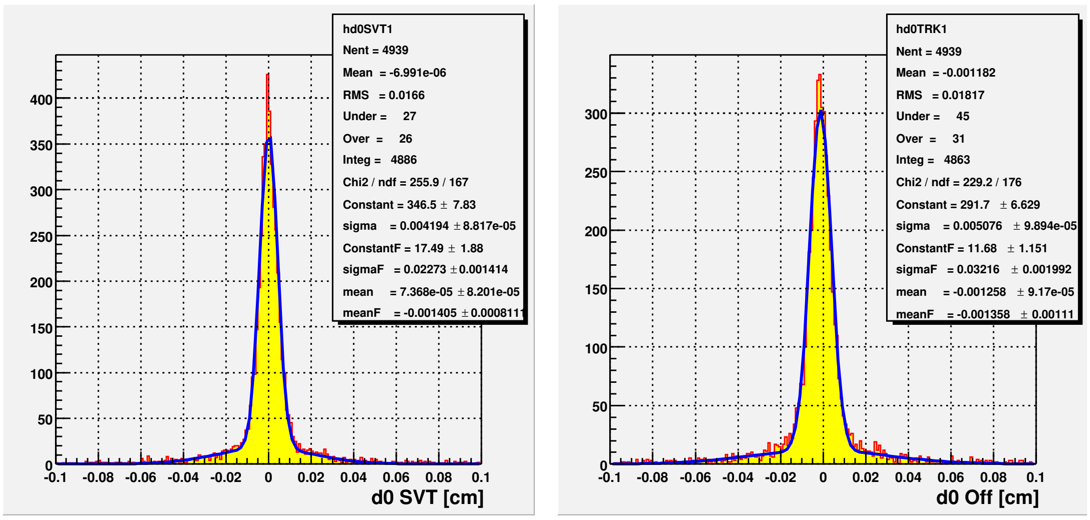


Figura 5.28: *Distribuzione dei parametri d'impatto per le tracce associate. A sinistra quelli misurati da* SVT, *a destra quelli ricostruiti offline.*

proiettato rispettivamente lungo gli assi x e y. La larghezza di tali distribuzioni costituisce un metodo per la stima dell'ordine di grandezza della risoluzione, attualmente ottenibile, per i due diversi algoritmi di ricostruzione. Queste ultime appaiono confrontabili, essendo rispettivamente $\sigma_{d_0}^{SVT} \sim 42\ \mu m$ e $\sigma_{d_0}^{off} \sim 50\ \mu m$[26] .

L'efficienza di SVT può essere misurata calcolando quante delle tracce inizialmente trovate da questo apparato, hanno una traccia offline cui sono associabili. La tabella 5.5 mette luce sulla questione: l'$87.5 \pm 0.4\%$, nel caso di eventi di segnale, e il $90.1 \pm 0.4\%$, nel caso di eventi di QCD, delle tracce SVT trova una corrispettiva nella ricostruzione offline.

Tipo Ev.	**N tracce**	**N tracce Ass**	**Percentuale Ass**
$W^{\pm}/Z\ H$	5644	4939	87.5±0.4%
QCD	3508	3163	90.1±0.4%

Tabella 5.5: *Efficienza di associazione delle tracce* SVT *a quelle offline per eventi di segnale e background.*

Associazione delle tracce SVT con quelle della COT

L'unico raffinamento delle selezioni poste a livello 2 sulle tracce SVT consiste nel ricercare una loro associazione alle tracce ricostruite utilizzando solo gli hit della

[26]Risoluzioni in parametro d'impatto migliori da parte dell'offline si potranno ottenere con il Layer00: con un ulteriore strato di silicio, al momento non ancora inseribile nella ricostruzione delle tracce da parte di SVT, si potranno ottenere risoluzioni simili a quelle del Run I, ovvero $\sigma_{d_0} \sim 15\ \mu m$.

COT. Queste ultime saranno le uniche tracce assieme a quelle del tracciatore sul silicio ad essere disponibili quali primitive di trigger per il prossimo futuro[27] .

La strategia di associazione segue la stessa procedura descritta precedentemente riguardo le tracce offline. L'intento di questa associazione è quello di eliminare le eventuali tracce false ricostruite da SVT, includendo nella procedura di interpolazione hit casuali di rumore nel silicio, o le tracce ricostruite male a causa dell'alta occupanza di SVX-II.

La tabella 5.6 illustra la frazione di tracce SVT che trovano una corrispondente nella COT.

Tipo Ev.	**N tracce**	**N tracce Ass**	**Percentuale Ass**
$W^{\pm}/Z\ H$	5644	5142	91.1±0.4%
QCD	3508	3265	93.1±0.4%

Tabella 5.6: *Efficienza di associazione delle tracce* SVT *a quelle* COT *per eventi di segnale e background.*

L'effetto dell'associazione sulla distribuzione dei parametri d'impatto è descritta dalle Fig. 5.29 per eventi di segnale e fondo rispettivamente. Se partiamo dall'ipotesi che le tracce mal ricostruite siano frutto di una combinazione casuale di hit di rumore, ci aspettiamo una distribuzione dei loro parametri d'impatto meno concentrata a piccoli valori. Questo è ciò che viene illustrato dalla Fig. 5.29 raffigurante le distribuzioni dei parametri d'impatto per le tracce associate e non. L'associazione, sotto le ipotesi sopra citate, sembra in grado di ridurre notevolmente la presenza di tracce false nel campione considerato.

Gli stessi studi, sulla frequenza di acquisizione ottenibile, combinando richieste calorimetriche a quelle SVT, sono stati condotti sul sottoinsieme delle tracce SVT associate secondo la procedura sopra descritta. Le Fig. 5.30 e Fig. 5.31 illustrano la situazione rispettivamente prima e dopo l'associazione. L'associazione rende possibile l'abbattimento dell'accettanza sul fondo di un fattore $\sim$ 2 pena tuttavia la riduzione dell'efficienza sul segnale 15% rispetto al suo valore prima dell'associazione. Riteniamo tuttavia che l'associazione con le tracce COT possa rivelarsi un utile metodo per la rimozione delle tracce false ricostruite da SVT in condizioni di alta contaminazione da hit di rumore.

[27] Almeno fino a quando gli algoritmi di tracking integrato non verranno ottimizzati.

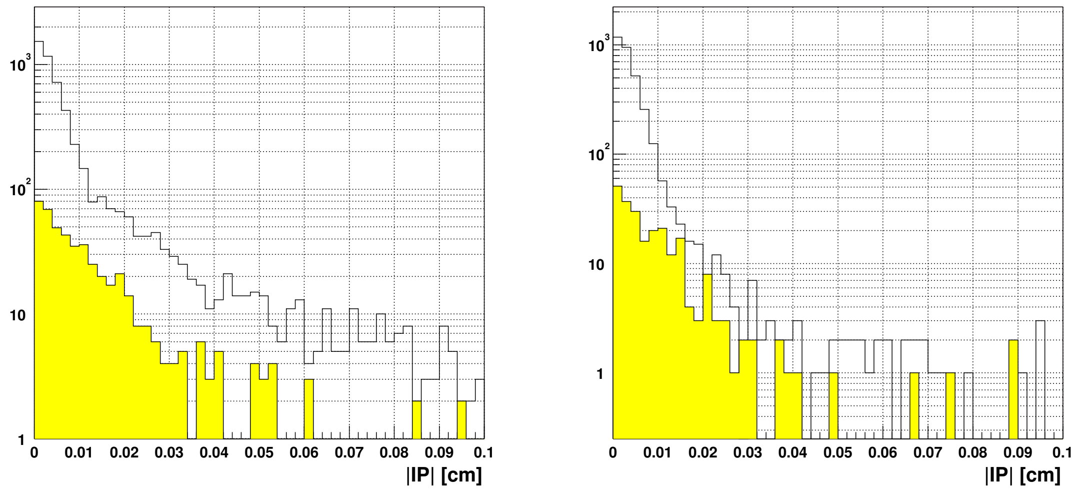


Figura 5.29: *Distribuzioni dei parametri d'impatto per le tracce associate (in bianco) e non (istogramma scuro). La distribuzione delle tracce non associate a quelle della* COT*, si presenta più piatta di quella delle tracce associate. A sinistra: per eventi di segnale, $W^{\pm}/Z + H \rightarrow$ adroni, il $\sim 45\%$ delle delle tracce non associate ed il $\sim 20\%$ delle associate ha parametro d'impatto sopra i $100\ \mu m$. A destra: per eventi di* QCD*, il $\sim 36\%$ delle tracce non associate ed il $\sim 7\%$ delle associate ha parametro d'impatto sopra i $100\ \mu m$.*

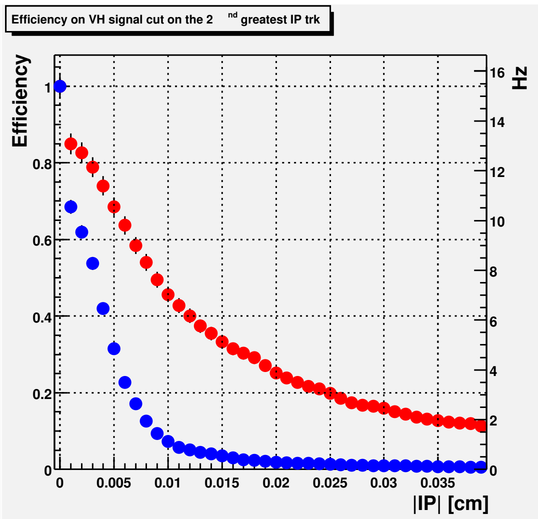


Figura 5.30: *Efficienza della selezione basata sulla traccia con secondo più alto parametro d'impatto nell'evento per il segnale (pallini più chiari) ed il fondo (pallini scuri), in funzione del taglio in parametro d'impatto (la scala a sinistra indica la frequenza di acquisizione del livello 2 dopo le richieste calorimetriche ed* SVT*). I valori standard di rumore e taglio in χ^2 e rimozione delle tracce multiple sono stati applicati.*

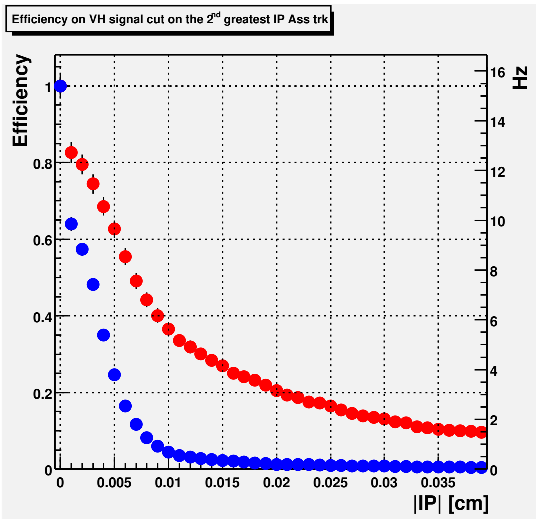


Figura 5.31: *Efficienza della selezione basata sulla traccia con secondo più alto parametro d'impatto nell'evento associata ad una traccia* COT *(pallini più chiari per il segnale; scuri per il fondo). I valori standard di rumore e taglio in χ^2 e rimozione delle tracce multiple sono stati applicati.*

Capitolo 6

Verifica del trigger sui nuovi dati

L'esperimento CDF-II *ha cominciato a prendere dati all'inizio di marzo 2001. Durante questo periodo il* TEVATRON *ha operato in regimi di bassa luminosità ($\mathcal{L} < 10^{31}\ cm^{-2}s^{-1}$) e solo $\sim 4\ pb^{-1}$ di dati utilizzabili sono stati raccolti fino alla fine di ottobre (Fig. 6.1 e Fig. 6.2). Oltre a ciò, occorre ricordare come numerose parti del rivelatore non siano ancora operative e che molte delle condizioni caratteristiche dei sottosistemi di cui* CDF *si compone siano variate notevolmente durante il periodo di acquisizione. Nonostante questo, i primi dati raccolti, se non possono ancora essere utilizzati per analisi fisiche, possono essere utili al fine di una maggior comprensione dell'intero apparato e di una verifica delle specifiche relative ai trigger messi in opera.*

Durante l'estate 2001, è stato possibile utilizzare i dati raccolti come test sul campo degli studi Monte Carlo precedentemente eseguiti su campioni di segnale e fondo (Capitoli 4 e 5).

6.1 Calorimetria: livello 1 e livello 2

I primi dati a disposizione dall'inizio di agosto 2001 sono stati caratterizzati dalla mancanza delle banche relative alle informazioni di SVT. Tuttavia, al fine dei nostri studi sono stati utili a verificare le primitive calorimetriche di livello 1 e 2 che il trigger multijet richiede.

Lo studio è stato condotto utilizzando i dati raccolti dal trigger denominato $SingleTower\_10$ che richiede a livello 1 la presenza di almeno una torre calorimetrica con energia superiore ai 10 GeV (lo stesso prerequisito richiesto dal trigger multijet proposto in questo lavoro). Nessuna richiesta è formulata a livello 2, mentre a livello 3 viene eseguita una riduzione (*prescaling* di un fattore 50) degli eventi in modo da limitare la frequenza di acquisizione di questo livello. In questo modo non viene introdotta nessuna influenza (*bias*) nella selezione degli eventi a livello 1 ed il risultato fornito dall'analisi di questi primi dati costituisce la maniera più naturale per studiare le prestazioni del nostro trigger multijet.

La frequenza di acquisizione di ogni livello di trigger è stata direttamente monitorata durante l'acquisizione dei dati e registrata all'interno di un database. Le

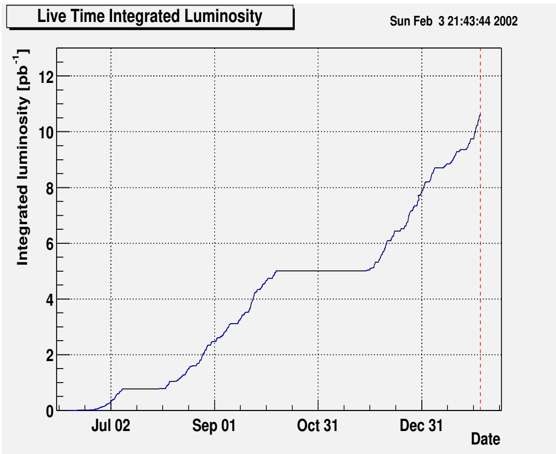


Figura 6.1: *Luminosità integrata raccolta dall'inizio del Run II.*

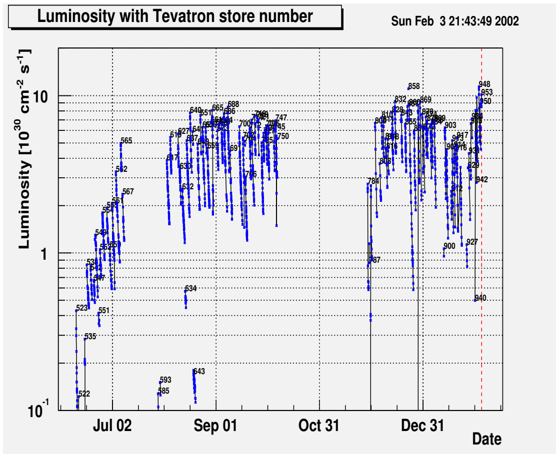


Figura 6.2: *Luminosità istantanea di presa dati dall'inizio del Run II.*

sezioni d'urto relative al livello cui si è interessati possono essere calcolate dividendo la frequenza di acquisizione misurata per la luminosità media di ogni run.

Livello 1

La Fig. 6.3 nel plot in alto a sinistra illustra le sezioni d'urto di livello 1 così ottenute per un insieme di run raccolti da agosto all'inizio di ottobre 2001. La frequenza di acquisizione estrapolata alla luminosità di progetto media per il Run II (10^{32} $cm^{-2}s^{-1}$) risulta essere in media $R_{L1} \sim 2.3 \pm 0.1$ kHz, quindi abbastanza compatibile con quanto predetto nel capitolo 4 (~ 2.7 kHz).

A causa della possibilità che più eventi successivi possano aver luogo nel corso della stessa intersezione dei fasci (Capitolo 2) all'aumentare della luminosità istantanea di acquisizione, la sezione d'urto delle richieste calorimetriche del nostro trigger può aumentare. Questo effetto è stato studiato osservando l'andamento della sezione d'urto in funzione della luminosità. Il risultato è illustrato dall Fig. 6.3 in alto a destra. I punti sperimentali sono stati interpolati con una linea retta. Come previsto, la sezione d'urto di livello 1 cresce debolmente con la luminosità. Tuttavia, la crescita della frequenza di acquisizione in funzione del numero di run non è stata uniforme durante tutto il periodo di acquisizione. Si è osservata una crescita a scalino a partire dai run raccolti dopo il 15 settembre 2001 (dopo il run numero 126, 730). Questo tipo di andamento suggerisce che la crescita sia dovuta alla variazione di alcune delle condizioni sperimentali. Numerosi problemi sono in effetti stati riscontrati riguardo le variabili registrate nelle banche dati di trigger ad agosto. Alcune primitive mostravano un comportamento lievemente differente rispetto a quelle calcolate tramite ricostruzioni offline. In particolare, la distribuzione dell'energia trasversa delle torri calorimetriche di eventi raccolti con il trigger *minimum bias*[1] presentava una lieve inconsistenza con le informazioni contenute nelle banche di trigger. La risoluzione

[1] Questo tipo di trigger opera delle selezioni basate semplicemente sulla coincidenza di contatori di fascio collocati alle estremità del rivelatore.

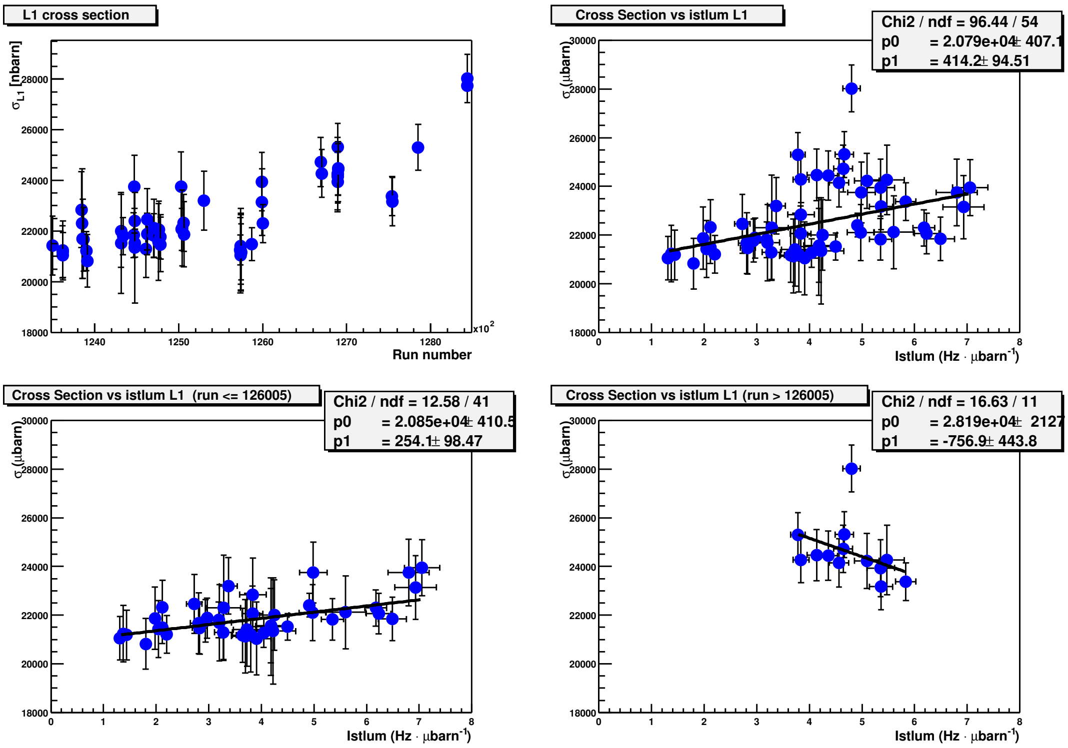


Figura 6.3: *In alto: Sezione d'urto di livello 1 in funzione del numero di run* N_{run} *(a sinistra) e della luminosità istantanea (a destra). In basso: sezione d'urto di livello 1 in funzione della luminosità istantanea per* $N_{run} <= 126005$ *(a sinistra) ed* $N_{run} > 126005$ *(a destra).*

dei questi problemi può aver influito sulle determinazioni di sezione d'urto sopra esposte. Alla luce di questo fatto, si è preferito ripetere l'analisi per i dati raccolti precedentemente o posteriormente al run $126,730$. Il comportamento delle due classi di dati è illustrato dai plot in basso di Fig. 6.3. Le sezioni d'urto calcolate per i run effettuati dopo il 15 settembre risultano essere più alte delle precedenti, come mostra la distribuzione dei punti sperimentali di Fig. 6.3 in basso a destra. Interpolando ad una costante i punti relativi ai run successivi il $126,730$ otteniamo una frequenza di acquisizione di livello 1, estrapolata alla luminosità di progetto, di $R_{L1} \sim 2.46 \pm 0.03\ kHz$.

Livello 2

Durante il primo periodo di presa dati, l'hardware dedicato al trigger di livello 2 è incorso in numerosi problemi. In particolare, non erano disponibili le primitive calorimetriche di secondo livello. Conseguentemente, al fine di condurre i nostri studi, abbiamo simulato il loro comportamento applicando gli algoritmi di clustering offline (Par. 2.4.3) ai dati. I dati utilizzati sono stati selezionati tramite il trigger

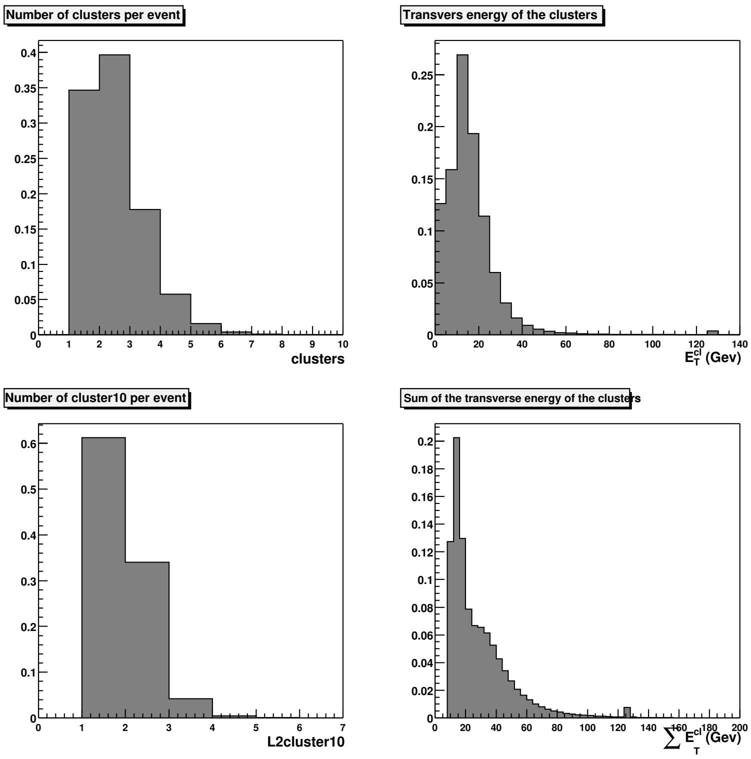


Figura 6.4: *Primitive calorimetriche di livello 2. In senso orario dal plot in alto a sinistra: numero di cluster per evento, energia trasversa dei cluster, somma delle energie trasverse dei cluster con $E_T > 10$ GeV, e numero di cluster con $E_T \geq 10$ GeV.*

$SingleTower\_10$ che richiede un deposito energetico in una torre calorimetrica di almeno 10 GeV. La Fig.6.4 illustra i risultati conseguiti mediante tale approccio.

La sezione d'urto delle richieste calorimetriche di livello 2 è stata calcolata per ogni run riscalando le sezioni d'urto di livello 1 per la frazione di eventi soddisfacenti le richieste a secondo livello. Ovvero:

$$\sigma_{L2} = f_{L2} \cdot \frac{R_{L1}}{\bar{\mathcal{L}}} \tag{6.1}$$

dove R_{L1} è la frequenza di acquisizione ottenuta dalle primitive di livello 1, f_{L2} è la frazione di eventi in uscita al livello 1 che soddisfano anche i requisiti calorimetrici di livello 2, ed $\bar{\mathcal{L}}$ è la luminosità media di ogni run.

Otteniamo una sezione d'urto di livello 2 pari a 151 ± 4 μb, corrispondente ad una frequenza di acquisizione di $R_{L2} \sim 15.1 \pm 0.4$ Hz alla luminosità di 10^{32} $cm^{-2}s^{-1}$ (Fig. 6.5 in alto a destra). L'accordo risulta essere molto buon con quanto previsto nel Capitolo 4 Par. 4.2.3 (15.4 ± 0.8 Hz).

Occorre ad ogni modo tenere in considerazione le influenze introdotte dal cambiamento delle condizioni sperimentali discusse riguardo il livello 1. Conseguentemente, ancora una volta, è stato osservato l'andamento della sezione d'urto ottenuta

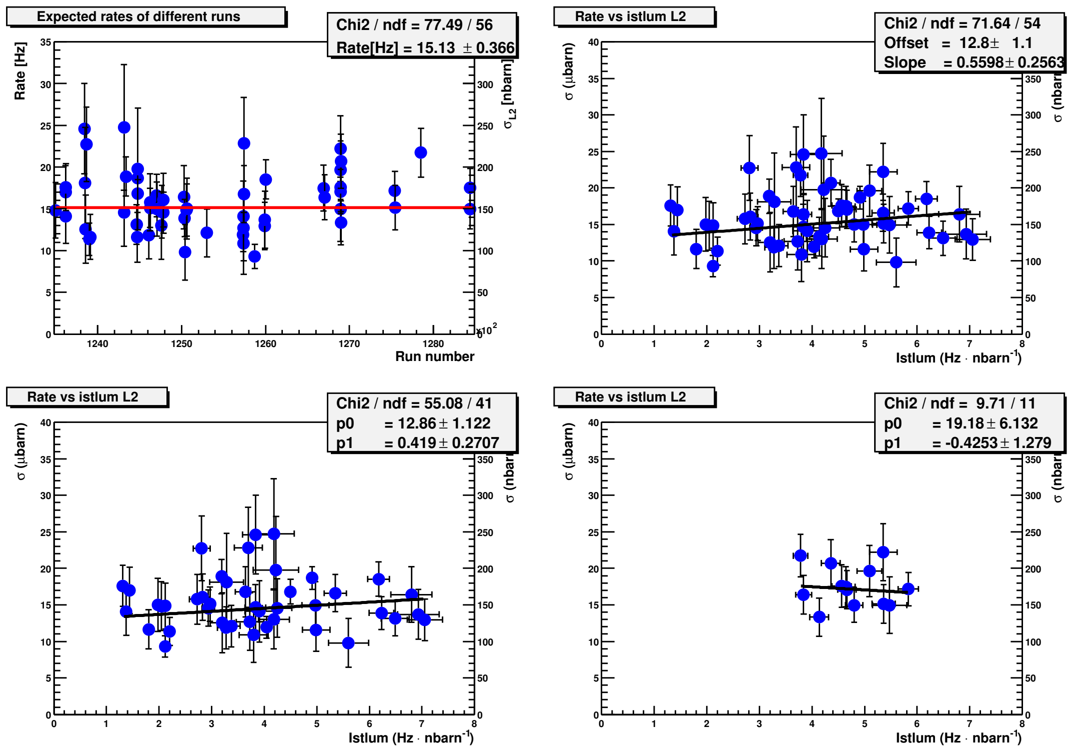


Figura 6.5: *In alto: sezione d'urto di livello 2 e frequenza di acquisizione estrapolata in funzione del numero di run N_{run} (a sinistra) e della luminosità istantanea. In basso: sezione d'urto e frequenza di acquisizione del livello 2 in funzione della luminosità istantanea per N_{run} <= 126005 (a sinistra) e per N_{run} > 126005 (a destra).*

in funzione della luminosità istantanea. Come viene illustrato dalla Fig. 6.5 in alto a destra, si nota una lieve dipendenza dalla luminosità, che porta ad un aumento delle nostre stime. L'incremento della sezione d'urto è tuttavia compatibile con una crescita nulla entro 3σ. La stessa dipendenza è stata studiata per i run precedenti e posteriori il 15 settembre 2001. Le due classi di dati portano alle stime di $R_{L2} \sim 14.5 \pm 0.4$ Hz e $R_{L2} \sim 17.2 \pm 0.8$ Hz rispettivamente. Abbiamo scelto la seconda stima come risultato finale della frequenza di acquisizione del trigger multijet.

6.2 Studi sulle selezioni di SVT

Presenteremo in questo paragrafo gli studi di controllo delle prestazioni del trigger eseguiti applicando le selezioni SVT ai dati.

Va notato come durante la prima fase di presa dati numerosi problemi abbiano perturbato le aspettate prestazioni dell'apparato:

- in primo luogo non tutti i layer di silicio componenti SVX-II erano operativi;

- l'allinenamento dei fasci con gli assi geometrici del rivelatore non era ottimale e nessun sistema di correzione online era ancora stato ottimizzato;

- l'intero apparato di SVT non era operante secondo le piene potenzialità di progetto. In particolare, la larghezza delle superstrip nella memoria associativa era stata incrementata a 500 μm in luogo dei 300 nominali;

- infine l'efficienza di SVT, valutata rispetto alle tracce offline, con almeno un hit in ognuno dei quattro layer di SVX-II letti dal tracciatore di vertice, misurata su un campione di dati di $J/\psi \to \mu^+\mu^-$, era pari al $\sim 70\%$ di quella prevista [40]. Le cause di questo comportamento, ancora in fase di studio, sono non sono ancora ben capite e completamente risolte.

Conseguentemente anche al fatto che, come già accennato nell'introduzione, le condizioni dei vari apparati erano mutevoli di run in run, differenti strategie si sono rese necessarie al fine di compiere i nostri studi. Nel seguito illustreremo le procedure utilizzate con lo scopo di ottenere risultati plausibili sull'effetto dell'applicazione delle primitive di SVT affianco dei prerequisiti del trigger multijet.

Per poter usufruire di maggiore statistica, abbiamo utilizzato per gli studi seguenti i dati raccolti con il trigger denominato $Jet\_20\_No\_L2$ che richiede la presenza di due torri calorimetriche a livello 1 sopra la soglia di 5 GeV ed un jet con $E_T \geq 20$ GeV a livello 3. Gli eventi selezionati con questi requisiti vengono prescalati di un fattore 20 (in luogo di 50 del trigger *Single Tower* 10). Questo porta ad un campione circa 3 volte più grande di dati che passano le nostre richieste calorimetriche. Inoltre, come già sottolineato nel Par. 4.2.1, nessun influenza viene introdotta da tale scelta riguardo gli studi in progetto.

6.2.1 Correzione della posizione del fascio

SVT misura i parametri relativi alle tracce che ricostruisce supponendo il fascio allineato con l'asse z geometrico del rivelatore. In particolare quindi anche il parametro d'impatto associato a ciascuna traccia è misurato prendendo come riferimento l'asse geometrico. Un disallineamento, come quello che ha caratterizzato i dati che stiamo analizzando, produce un'errata valutazione di questo parametro critico per la selezione dei nostri eventi di segnale. La Fig.6.6 illustra la situazione.

La correlazione esistente tra le variabili ϕ e d_0 delle tracce ricostruite in assenza di allineamento tra il fascio e l'asse z è illustrata dal plot di sinistra di Fig.6.7. Nell'ottica di migliorare le stime ricavate per i parametri delle tracce ricostruite, nelle ultime battute di presa dati prima della fine di ottobre è stato messo in opera un algoritmo di correzione online del parametro d'impatto. A partire dalle informazioni sulla posizione del fascio, monitorata durante la presa dati, la correzione del parametro d'impatto per il disallineamento dei fasci può essere espressa tramite la seguente espressione:

$$d_0^{corr} = d_0^{SVT} + x_B sin(\phi) - y_B cos(\phi) \qquad (6.2)$$

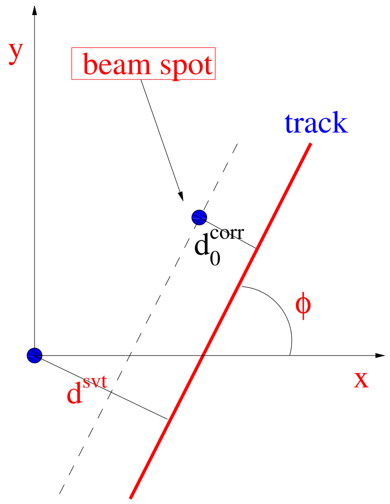


Figura 6.6: *Relazione esistente tra il parametro d'impatto vero delle tracce e quello misurato da* SVT.

dove: d_0^{corr} rappresenta il valore reale del parametro d'impatto, mentre d_0^{SVT} e ϕ sono i valori misurati da SVT relativi alle tracce ricostruite. Le quantità x_B, y_B, sono le posizioni del fascio al centro del semi-barrel B di SVX-II.

La correlazione sinusoidale tra ϕ e d_0, per le tracce considerate fiduciali (quindi con $\chi^2 < 12.6$ e $P_T \geq 2$ GeV/c, plot in alto al centro), viene cancellata per mezzo della correzione sopra descritta (Fig.6.7 in alto a destra). Sempre in Fig.6.7 in basso viene fornita la distribuzione dei parametri d'impatto dopo la correzione.

Il sistema di correzione non è stato a disposizione nel primo periodo di presa dati, solamente con la metà di settembre ha cominciato ad operare secondo le aspettative, di conseguenza solo qualche migl migliaio di eventi multijet si sono resi disponibili, dopo le richieste calorimetriche, per gli studi sulle prestazioni di SVT.

6.2.2 Estrapolazione al detector completo

Oltre alle problematiche di correzione della posizione del fascio dovuto al disallineamento di quest'ultimo con l'asse longitudinale, occorre tener conto delle condizioni di limitata operazionalità dei sottorivelatori componenti CDF che hanno caratterizzato la prima fase di presa dati. Di particolare interesse risultano le condizioni di funzionamento di SVX-II che hanno diretta influenza per la ricostruzione delle tracce da parte di SVT. Quest'ultimo, infatti, richiede la presenza di almeno quattro hit su quattro diversi layer di silicio per portare a termine la ricerca di una traccia. Tale requisito risulta avere un grosso impatto sulle funzionalità di SVT, se consideriamo che più del 25% del silicio è rimasto spento per il periodo di presa dati considerato in questo studio (Fig. 6.9). La Fig. 6.8 illustra la situazione proponendo una sorta di radiografia dello stato del silicio per un particolare run. In ascissa vi è il numero del settore[2] di SVX-II mentre in ordinata viene riportato il numero da 0 a 3 dei

[2] SVX-II è suddiviso di 12 settori in ϕ in ognuno dei 6 semi-barrel che lo compongono.

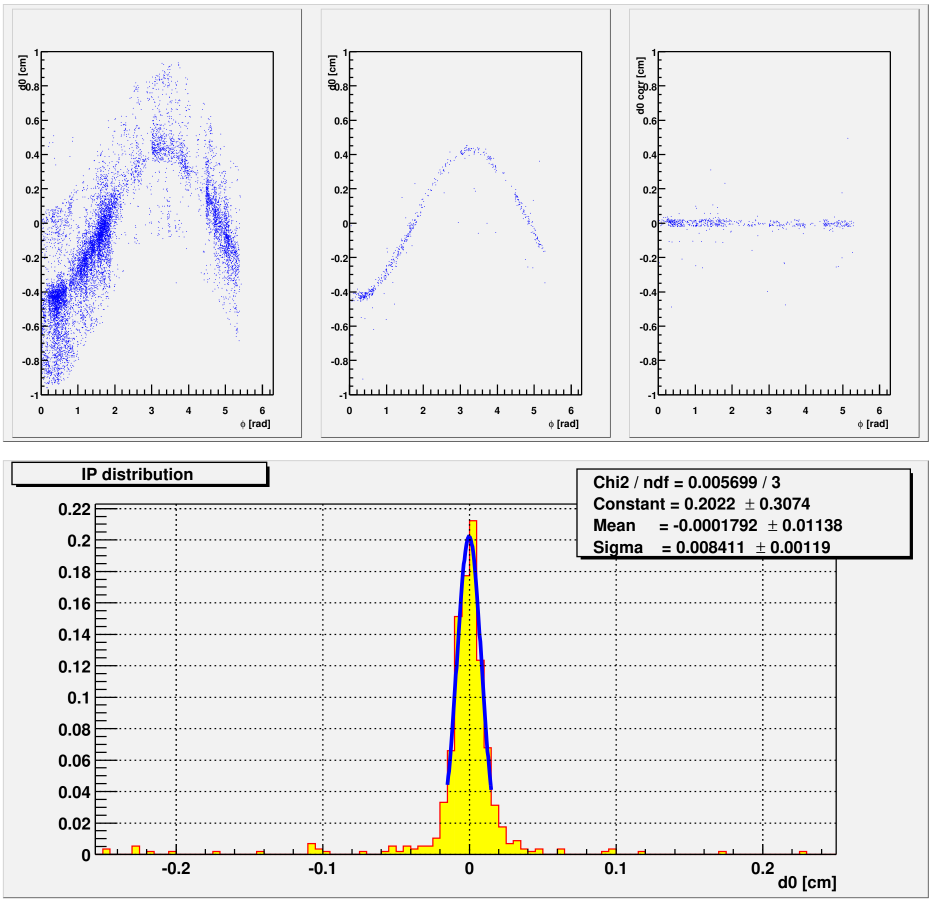


Figura 6.7: *Correzione del Parametro d'Impatto. In alto a sinistra: la correlazione esistente tra I.P. e ϕ misurati da* SVT *nel caso in cui il fascio sia spostato dalla sua posizione nominale. A sinistra il plot è riferito a tutte le tracce ricostruite. Al centro, la stessa correlazione per le tracce con $\chi^2 < 12.6$ e $P_T \geq 2$ GeV/c. In alto a sinistra la situazione una volta applicata la correzione (cfr. sez. 6.2.1). In basso la distribuzione fittata ad una gaussiana dei parametri d'impatto corretti.*

layer, letti da SVT, cui un determinato hit viene attribuito. Le zone prive di punti si riferiscono a layer spenti.

La limitata operazionalità dei rivelatori al silicio ha reso necessario, al fine di ovviare errori di sottostima dei rate combinati che vogliamo calcolare, attuare un'estrapolazione alla situazione in cui SVX-II sia completamente funzionante. La procedura viene illustrata qui di seguito per passi successivi:

- per ogni evento e per ogni semi barrel è stata calcolata la frazione, f, dei layer attivi (*id est* quei layer che danno segnale) su quelli presenti (48 per half-barrel);

- viene calcolato il numero medio di tracce perse per ogni semibarile $N_{perse} = N_{oss} * (1-f)/f$ dove N_{oss} corrisponde al numero di tracce identificate da SVT.

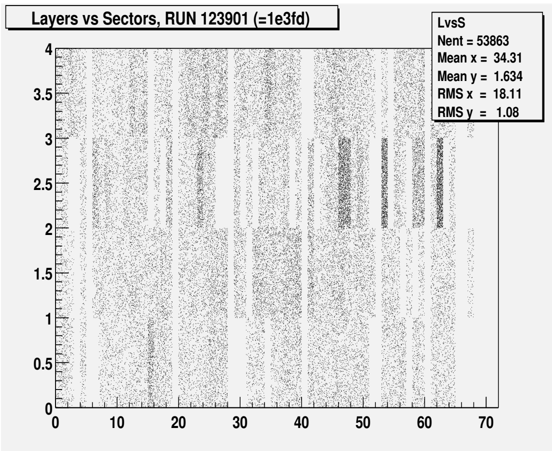


Figura 6.8: *Copertura layer utilizzati da* SVT *verso il settore di* SVX II, *i puntini corrispondono ad hit fisici sul rivelatore al silicio.*

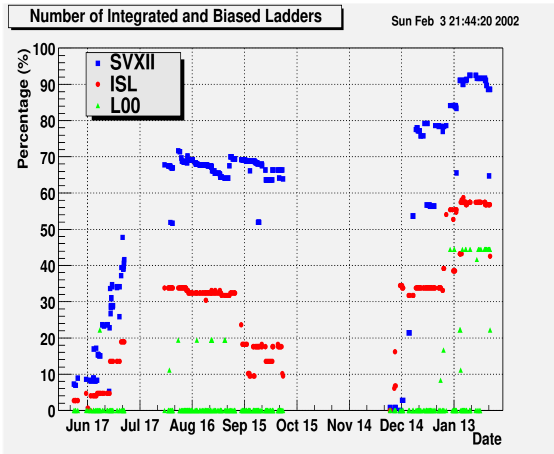


Figura 6.9: *Percentuale di layer di silicio attivi dall'inizio del Run II.*

- si estrae da una distribuzione poissoniana di media N_{perse} il numero più probabile di tracce perse, associando ad ognuna di esse un parametro d'impatto estratto dalla distribuzione delle tracce osservate;
- considerando alla stessa stregua tracce osservate e tracce generate i risultati possono essere utilizzati al fine di attuare una selezione di trigger.

Tuttavia va notato come il metodo di estrapolazione applicato tenda in qualche modo a favorire la generazione di nuove tracce in semi barrel in cui la presenza delle tracce fisiche è già alta, parimenti non viene in nessun modo tenuta conto la correlazione, nella distribuzione in ϕ, delle tracce SVT all'interno di uno stesso evento. Il procedimento deve essere quindi inteso al fine di ottenere una stima pressochè ragionevole del numero di tracce su cui si possono operare delle selezioni ed i risultati esposti nel prossimo paragrafo devo essere considerati come preliminari.

6.2.3 Risultati preliminari combinati

Come descritto nel corso del capitolo 5, la proposta per il trigger multijet+SVT prevede la richiesta di due tracce con momento trasverso sopra i 2 GeV/c e parametro d'impatto sopra i 100 μm. Al momento, le selezioni del nostro trigger sono state studiate mediante campioni Monte Carlo ma le eventuali discrepanze tra simulazioni e dati devono ancora essere evidenziate e quindi tenute in considerazione.

La Fig. 6.7 in basso mostra le distribuzioni dei parametri d'impatto. Abbiamo applicato un'interpolazione della curva sperimentale ad una gaussiana per stimare l'ordine di grandezza della risoluzione ottenibile in d_0. Le code della distribuzione non vengono considerate, richiedendo all'interpolazione di considerare i bin dell'istogramma entro il 20% dal picco. Ciò che si ottiene è una risoluzione $\sigma = 84 \pm 11$ μm.

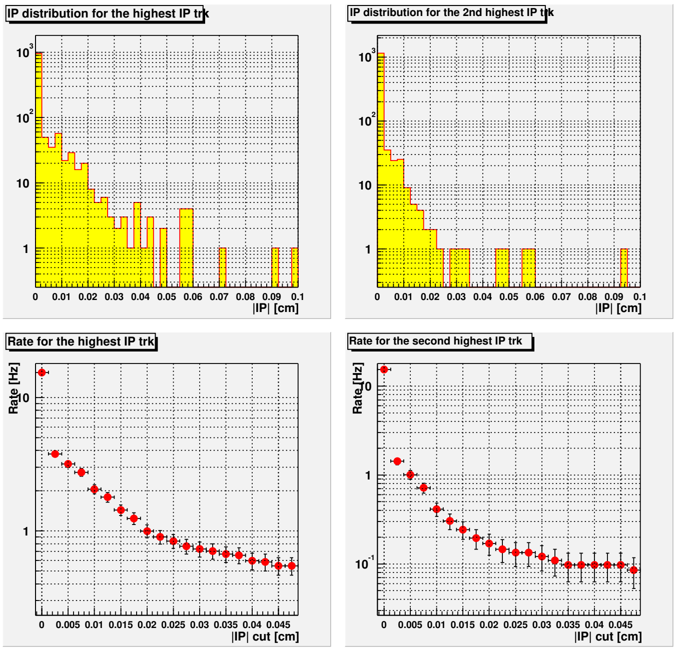


Figura 6.10: *Valori di frequenza di acquisizione del livello 2 stimati a partire da dati reali. È stata applicata l'estrapolazione ad* SVX-II *completamente funzionante (Par. 6.2.2). In alto a sinistra: distribuzione del modulo del parametro d'impatto più alto; a sinistra: distribuzione del modulo del secondo parametro d'impatto più alto. In basso: valori previsti della frequenza di acquisizione in funzione del taglio sulla prima (a sinistra) o sulla seconda (a destra) traccia con parametro d'impatto più alto.*

La Fig. 6.10 illustra le distribuzioni dei parametri d'impatto più alto (a sinistra in alto) e del secondo più alto (in alto a destra). In basso vengono invece illustrate le frequenze di acquisizione estrapolate alla luminosità di progetto, considerando anche l'operazionalità limitata di SVX-II, in funzione del taglio in parametro d'impatto su una (a sinistra) o su due tracce SVT (a destra).

Le frequenze che si ottengono sono significativamente più basse di quelle previste nel corso del Par. 5.4.2. Ad esempio la richiesta di due tracce con parametro d'impatto sopra i 100 μm porta ad una frequenza di acquisizione $\sim 0.37 \pm 0.06\ Hz$, per $\mathcal{L} = 10^{32}\ cm^{-2}s^{-1}$, contro la stima Monte Carlo $\sim 1.7 \pm 0.2\ Hz$. Diversi sono i fattori che possono contribuire a questo disaccordo. Per prima cosa ricordiamo ancora una volta le problematiche che affliggevano SVT nel corso del periodo di presa dati qui considerato (Par. 6.2). In secondo luogo, la procedura di estrapolazione ad SVX-II completo (Par. 6.2.2) può causare una sottostima della frequenza di acquisizione dovuta agli effetti di correlazione angolare delle tracce, finora trascurati.

Ad ogni modo, a partire da gennaio 2002, l'esperimento ha cominciato a raccogliere dati con il trigger qui proposto attivo. La maggior statistica dei dati che verranno raccolti, consentirà entro breve tempo uno studio più dettagliato delle frequenze di acquisizione ottenibili tramite le selezioni proposte.

Capitolo 7

Conclusioni e prospettive

In questo capitolo verranno riassunti i risultati principali cui questo lavoro è giunto. A seguire verranno invece descritte alcune strategie preliminari per la futura analisi del campione di dati che il trigger proposto si appresta a raccogliere, assieme alle prospettive che il canale completamente adronico del processo $W^{\pm}/Z+H$ può offrire.

7.1 Conclusioni

Nel corso dei capitoli precedenti siamo arrivati ad una definizione di un insieme di primitive utilizzabile per la raccolta di eventi di produzione associata dell'Higgs a bosoni vettori, in stati finali completamente adronici.

Alla luminosità istantanea di riferimento di $\mathcal{L} = 10^{32}\ cm^{-2}s^{-1}$, l'insieme delle selezioni calorimetriche studiate porta ad una frequenza di acquisizione pari a $15.4 \pm 0.8\ Hz$ ed ad un'efficienza sul segnale pari a $(77.6 \pm 0.5)\%$. A queste debbono essere affiancate richieste supplementari perché la frequenza di acquisizione raggiunga il valore permesso per questo canale.

Una caratteristica importante degli eventi $W^{\pm}/Z \rightarrow adroni$ è la presenza di jet prodotti da quark b. Uno studio precedente ha utilizzato l'identificazione dei leptoni per il riconoscimento di questo tipo di jet, portando ad una frequenza di acquisizione di $1.43\ Hz$.

Il lavoro di questa tesi è stato rivolto invece all'identificazione di vertici secondari di decadimento come identificazione di jet prodotti dall'adronizzazione di quark b, utilizzando il rivelatore di vertice al silicio ed il sistema di trigger ad esso collegato, SVT. Per la prima volta in un esperimento della fisica delle alte energie è possibile operare selezioni sui parametri d'impatto delle tracce a livello di trigger. SVT, concepito e costruito per l'analisi online di eventi caratterizzati da bassa molteplicità di tracce, perlopiù a basso impulso, è stato applicato per la ricostruzione di eventi multijet, dimostrando le sue potenzialità anche in un contesto caratterizzato da alta densità di particelle. La possibilità di utilizzare tale strumento è stata confermata dagli studi sul tempo di elaborazione. La richiesta di due tracce SVT con parametro d'impatto oltre i $100\ \mu m$ si è rivelata un metodo stabile per la raccolta di eventi caratterizzati dalla presenza di decadimenti di quark pesanti. L'efficienza di tali selezioni, su eventi di produzione associata di Higgs in stati finali completamente adronici, soddisfacenti le richieste calorimetriche, è del $(50 \pm 2)\%$, mentre il fondo (Par. 7.2) è ridotto a 1.7 ± 0.2 Hz. L'efficienza globale su eventi di segnale, *id est* l'efficienza che si ottiene considerando tutte le selezioni operate, è pari al $(38.8 \pm 1.6)\%$.

I primi dati a disposizione, sono stati utilizzati per una verifica delle previsioni basate su campioni di eventi simulati. I dati fin qui analizzati ($\sim 4\ pb^{-1}$) confermano le previsioni in termini di frequenza di acquisizione delle selezioni calorimetriche. Purtroppo però, solamente parti limitate del rivelatore al silicio sono state messe in funzione durante il 2001 (Fig. 6.9) e non è stato possibile quindi approfondire le verifiche del comportamento di SVT sui dati raccolti. Tuttavia, a partire da gennaio 2002, le specifiche di trigger qui proposte sono state concretizzate in un trigger attivo, denominato *Higgs_Multi_Jet* e l'apparato sperimentale sarà in grado di fornire un'ampia statistica con la quale ultimare questi test di verifica.

Lo studio del campione di dati che verrà raccolto con questo trigger sarà estremamente complesso e molto lavoro è ancora necessario per la definizione di una linea di analisi. Alcune strategie e le prospettive legate a questo tipo di studio saranno trattate brevemente nel corso del paragrafo successivo.

7.2 Prospettive

La definizione delle strategie per l'analisi del campione di dati che il trigger qui proposto si appresta a raccogliere sarà principalmente rivolta alla discriminazione del processo $W^{\pm}/Z + H \to adroni$ dall'enorme fondo di QCD che contaminerà i dati raccolti. Questo tipo di processi (Fig. 7.5) a livello albero è caratterizzato dalla presenza di due partoni finali che nella maggior parte dei casi danno luogo a due jet. Tuttavia, altri jet possono inoltre essere prodotti da quark o gluoni irradiati negli stati iniziale o finale, riproducendo una topologia simile a quella caratterizzante gli eventi di segnale. L'ammontare di questi eventi di fondo da interazioni forti è stimato essere ~ 5 ordini di grandezza più elevato rispetto al numero degli eventi di segnale attesi, dopo le selezioni del nostro trigger.

Ci si aspetta che nei processi nei quali vengano prodotti bosoni pesanti, gli stati finali possano mostrare caratteristiche distintive rispetto ai processi forti dominati da effetti radiativi. Si possono di conseguenza delineare delle variabili in grado di discriminare all'interno del campione raccolto il segnale dal fondo di QCD. Tra queste, a titolo di esempio, l'energia totale dei jet e la centralità del flusso di energia. La prima di queste variabili può essere calcolata direttamente dalla somma scalare delle energie trasverse dei jet nell'evento, ovvero $\Sigma E_T = \Sigma_{i=1}^{N_{jet}} E_T^i$. Poiché, inoltre, i jet meno energetici provenienti dai processi di QCD, prodotti da radiazione negli stati finale o iniziale, hanno spettro in energia più "soffice" dei jet provenienti dai decadimenti dei bosoni vettori, un'ulteriore variabile discriminante può essere individuata nella somma delle energie trasverse di tutti i jet meno i due più energetici ($\Sigma_3 E_T$). Le differenze nelle distribuzioni di queste variabili per eventi di segnale e QCD, ottenuti da campioni Monte Carlo cui sia stata applicata una simulazione completa del rivelatore e del trigger qui proposto, sono mostrate in Fig. 7.1.

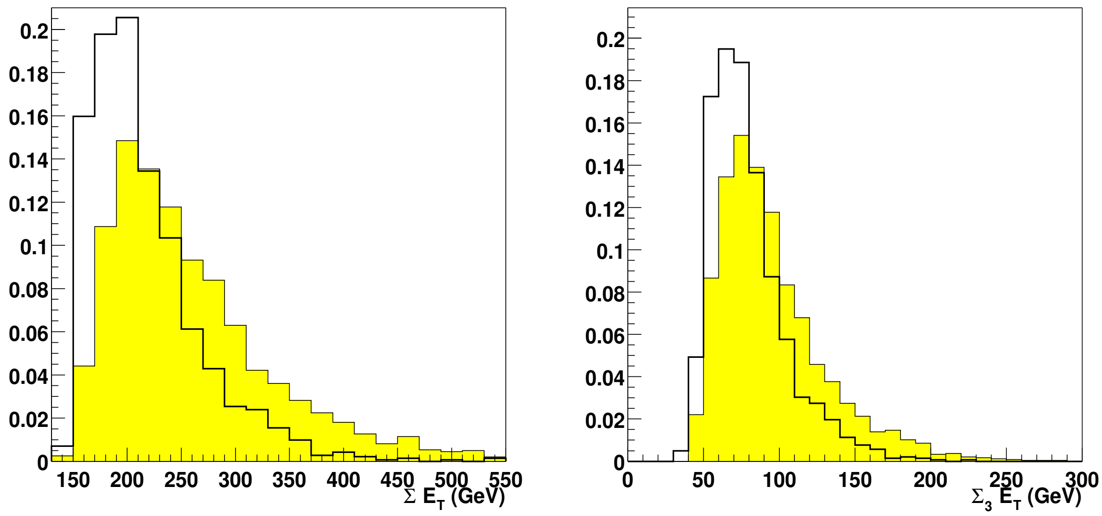


Figura 7.1: *Distribuzioni di* ΣE_T *(a sinistra) e* $\Sigma_3 E_T$ *(a destra) per eventi di segnale (istogramma più scuro) e* QCD *(in bianco).*

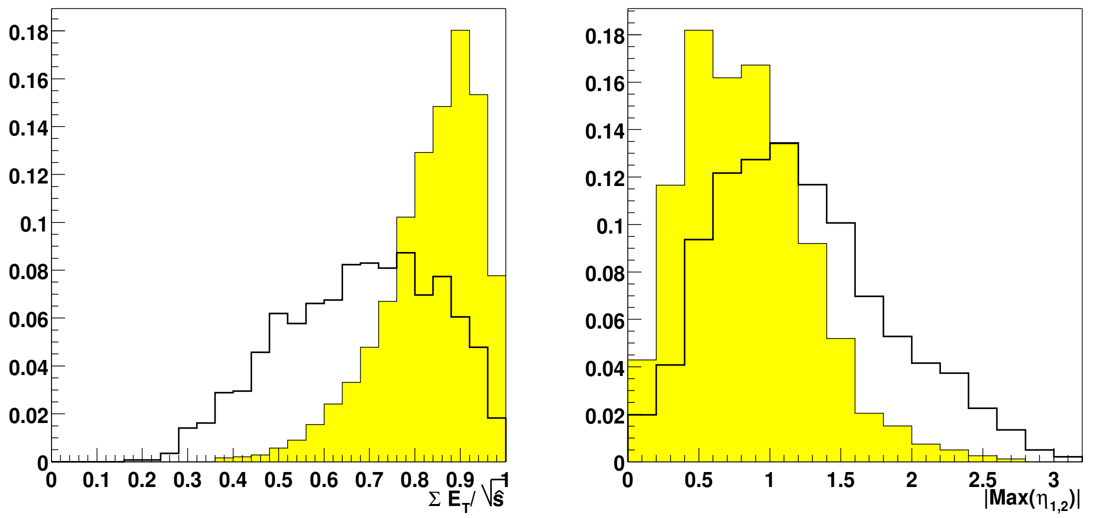


Figura 7.2: *Distribuzioni di* $\Sigma E_T/\sqrt{\hat{s}}$ *(a sinistra) e* $max|\eta_{j2}|$ *(a destra) per eventi di segnale (istogramma più scuro) e di* QCD *(in bianco).*

D'altra parte, la descrizione della centralità del flusso di energia può avvenire tramite lo studio della frazione $\Sigma E_T/\sqrt{\hat{s}}$ dove $\sqrt{\hat{s}}$ è l'energia nel centro di massa del processo, e del massimo tra i valori assoluti delle pseudorapidità dei due jet più energetici. Le distribuzioni di queste quantità ed il loro potere selettivo sono illustrate in Fig. 7.2. Un'ulteriore caratteristica discriminante può essere ricercata nella disposizione spaziale dei jet nell'evento. Una variabile legata a questa distribuzione può essere definita, per i quattro jet più energetici dell'evento, come segue:

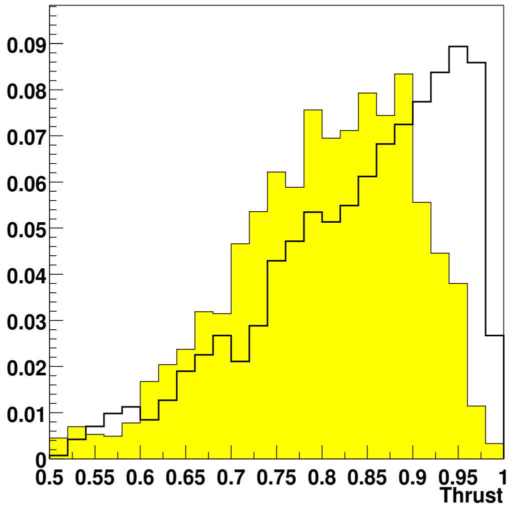


Figura 7.3: *Distribuzioni della variabile t_4 per eventi di segnale (istogramma ombreggiato) e di* QCD *(in bianco).*

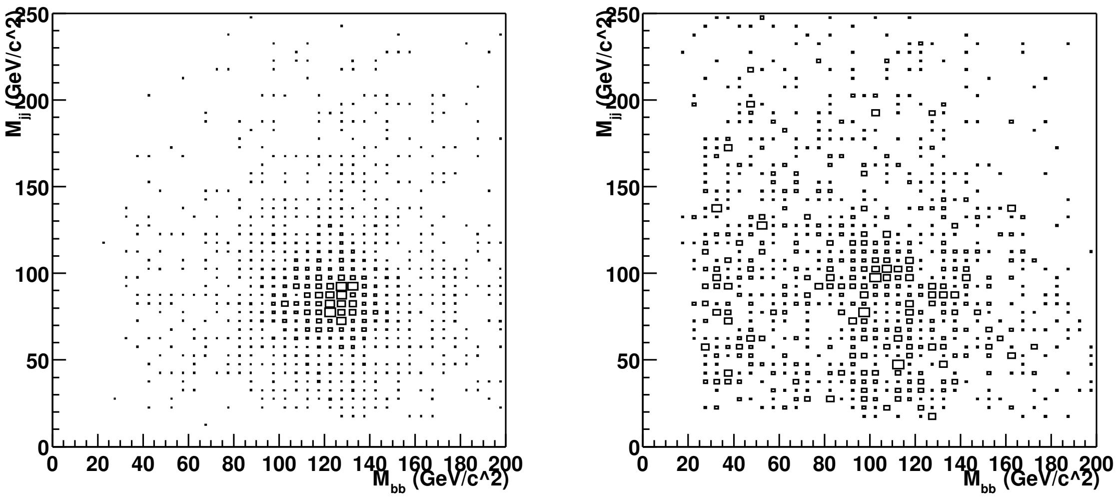


Figura 7.4: *Massa invariante del sistema a due jet riconosciuti come provenienti da b quark contro la massa invariante dei rimanenti due jet. A sinistra il plot relativo ad eventi di segnale, a destra quello relativo ad eventi* QCD.

$$t_4 = max_{\vec{n}} \frac{\Sigma_{k=1}^{4} \vec{P}^k \cdot \vec{n}}{\Sigma_{k=1}^{4} |P^k|} \ ,$$

dove $\vec{P}^k$ rappresenta il momento del jet k-esimo[1] . Il raffronto di questa variabile per eventi di segnale e QCD viene fornito dalla Fig. 7.3.

[1] Ulteriori variabili possono essere definite per la descrizione della disposizione geometrica dei jet all'interno del rivelatore, tra queste l'aplanarità e la sfericità.

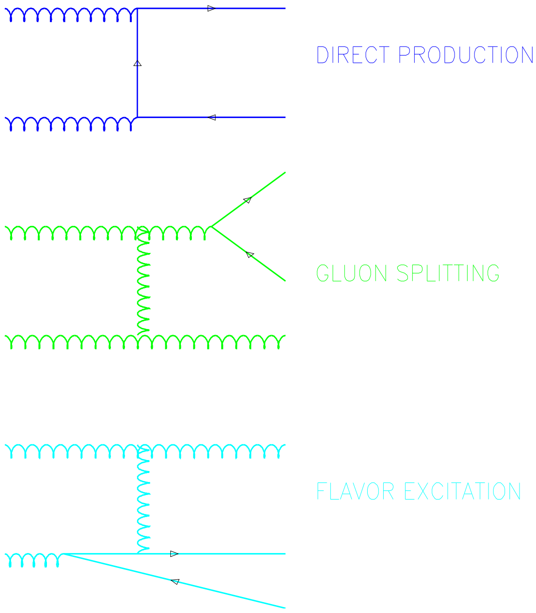


Figura 7.5: *Contributi principali di* QCD *alla produzione di coppie di quark pesanti.*

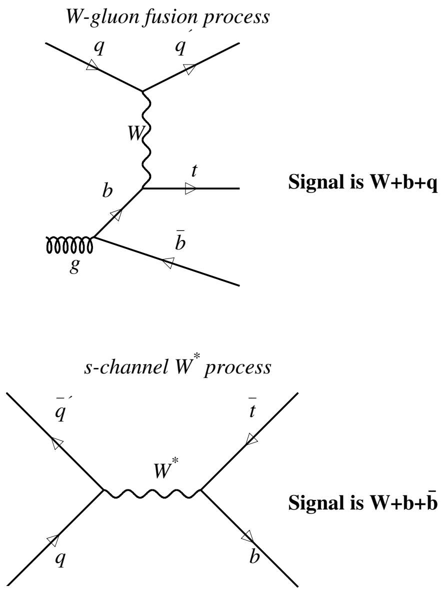


Figura 7.6: *Diagrammi di produzione di quark top singolo.*

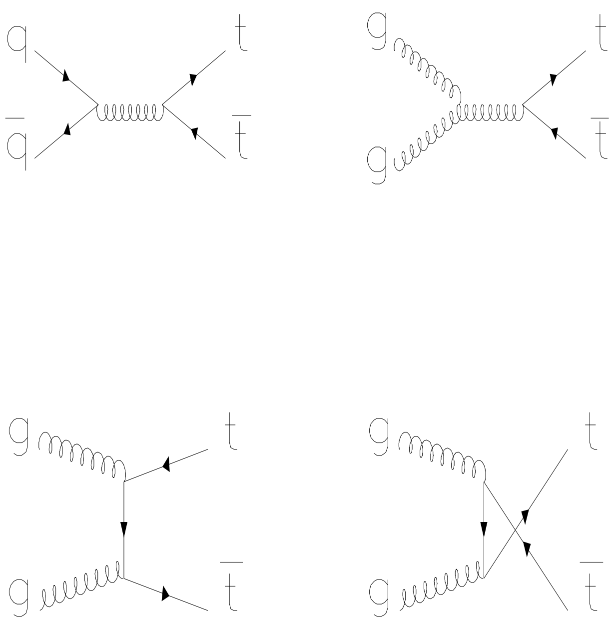


Figura 7.7: *Contributi per la produzione di coppie di $t\bar{t}$.*

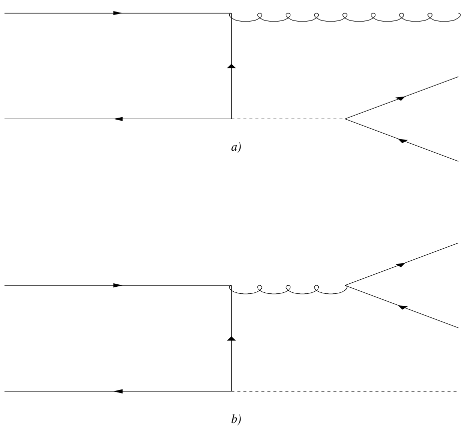


Figura 7.8: *Contributi al campione multijet dovuti alla produzione diretta di Z/W.*

Accanto alle variabili sopra descritte, chiaramente un ruolo importante viene ricoperto dalle distribuzioni delle masse invarianti delle coppie tra i quattro jet più energetici dell'evento[2] . Se supponiamo infatti che i jet provenienti dall'Higgs siano

[2]Studi preliminari mostrano come sul sottocampione di eventi di segnale con almeno quattro jet

riconosciuti come provenienti da quark "b", si possono studiare le distribuzioni di massa invariante per i jet identificati tramite l'algoritmo SECVTX[3] ed i rimanenti, che nel caso di eventi di segnale dovranno formare la massa invariante dei bosoni vettori. Le distribuzioni che ne risultano sono mostrate in Fig. 7.4 che illustra l'alto potere discriminante fornito da questo tipo di variabili.

La ricerca dell'Higgs nel canale completamente adronico sarà focalizzata sull'ottimizzazione di tagli basati su variabili cinematiche, quali quelle esposte, al fine di ottenere una massimizzazione del rapporto segnale su fondo tale da poter condurre ad una eventuale evidenza riguardo al segnale cercato. Tuttavia, occorre ricordare come altri processi di elevato interesse fisico siano previsti popolare il campione che ci si aspetta di raccogliere. Tra questi, i principali sono la produzione di coppie $t\bar{t}$, di top singolo, di coppie di bosoni vettori ed infine la produzione diretta di bosoni W e Z.

- La produzione di una coppia $t\bar{t}$ può produrre contributi significativi al campione multijet nel caso di decadimenti completamente adronici ($t\bar{t} \to bW\bar{b}W \to bq\bar{q}'\bar{b}q\bar{q}'$). Eventi con un solo bosone vettore W in adroni possono contribuire similmente al campione, ma possono essere scartati richiedendo un basso contenuto in energia mancante, escludendo così eventi per i quali $W \to \nu_l l$. I diagrammi di produzione di coppie $t\bar{t}$ è illustrato in Fig. 7.7. La caratterizzazione di questo tipo di fondo è stata condotta con bassa statistica a disposizione nel corso del Run I e verrà ripetuto, da parte di un lavoro di analisi parallelo nel Run II. Alla luce dei risultati che emergeranno da questi studi potrà risultare più agevole l'identificazione di questo tipo di processi nel campione raccolto dal nostro trigger.

- La produzione di un quark t singolo avviene in modo associato ad un quark b. I diagrammi di produzione sono rappresentati in Fig. 7.6. In particolare questi eventi saranno contaminanti nel caso di decadimenti adronici del quark t. Anche per questi eventi sono stati condotti degli studi con i dati nel Run I [42] ed altri sono in previsione, per arrivare ad una loro caratterizzazione migliore, che nel nostro contesto si rivelerà di notevole aiuto al fine di una loro reiezione.

- La produzione di una coppia di bosoni vettori in decadimenti completamente adronici, WW, WZ e ZZ daranno luogo ad una topologia a quattro jet con quark pesanti provenienti dai decadimenti $W \to cs$ e $Z \to b\bar{b}(c\bar{c})$.

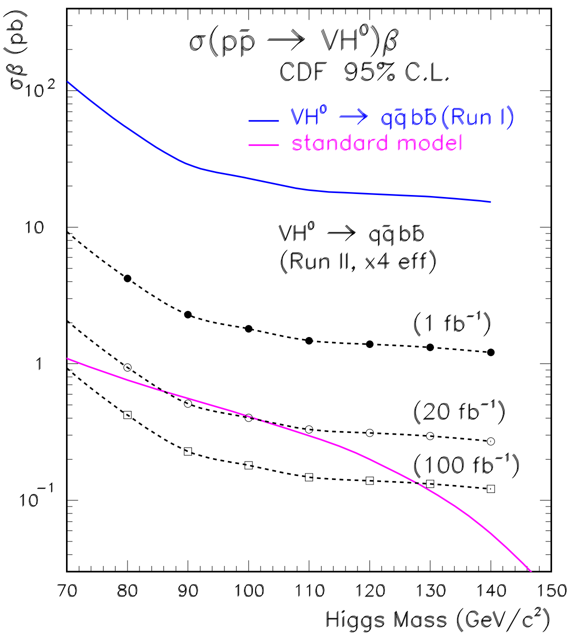
- Eventi di produzione diretta di Z o W (Fig. 7.8). In tali eventi la radiazione di gluoni dà luogo ad una topologia multijet dove il contributo di quark pesanti viene dai decadimenti adronici dei bosoni vettori o dal processo di *gluon splitting*[4].

---

ed un tag di SECVTX la ricostruzione dei quattro jet originati dai decadimenti adronici dei bosoni sia ottenibile nel $(67 \pm 1)\%$ dei casi. Nell' $\sim 80\%$ dei casi inoltre tali jet risultano essere i quattro jet più energetici dell'evento.

[3] Cap 2. Par. 2.4.5

[4] Viene denominato con *gluon splitting* il processo attraverso il quale un gluone da luogo ad una coppie di quark-antiquark.



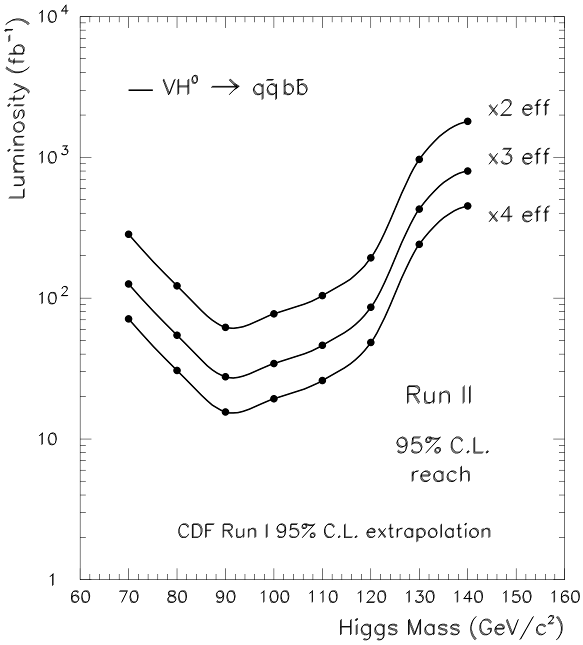


Figura 7.9: *A sinistra: limiti superiori sulla sezione d'urto di produzione dell'Higgs in associazione con bosoni vettori, nel canale completamente adronico, estrapolati a diversi scenari di luminosità per il Run II. A destra: Luminosità necessaria per raggiungere un limite al 95% C.L. sulla sezione d'urto, in funzione della massa dell'Higgs, per un aumento di efficienza sul segnale considerato, rispetto al Run I di 2, 3, o 4 volte [12].*

Strategie di isolamento del segnale dovranno pertanto essere studiate anche per questo tipo di processi, che a differenza dei processi di QCD, presentano una sezione d'urto, dopo i requisiti del nostro trigger, dello stesso ordine di grandezza degli eventi di segnale.

Studi basati su simulazioni ed estrapolazioni dei risultati ottenuti per il canale $W^{\pm}/Z + H \to adroni$ durante il Run I mostrano come i limiti posti per la sezione d'urto del processo considerato, senza considerare l'incremento dell'energia a disposizione nel centro di massa, scalino almeno secondo un fattore $1/\epsilon\sqrt{\mathcal{L}}$ [12]. In particolare, definendo con ϵ ed $\mathcal{L}$ rispettivamente gli incrementi di accettanza e di luminosità rispetto al Run I, considerando l'aumento della copertura fornita dai nuovi rivelatori al silicio, e la presenza di un trigger multijet appositamente designato alla raccolta di questo tipo di eventi, si può stimare globalmente un incremento di sensibilità al processo che si vuole studiare di un fattore 4. In questo contesto a seconda della luminosità che sarà raccolta possiamo dare una stima dei diversi limiti superiori per la $\sigma(p\bar{p} \to W^{\pm}/Z + H) \times BR(H \to b\bar{b})$ ottenibili, come illustrato in Fig. 7.9. Una luminosità integrata di 20 fb^{-1} sembra poter fornire la possibilità di sondare la produzione associata dell'Higgs, così come previsto dal Modello Standard. Analogamente la Fig. 7.9 a destra, mostra la luminosità necessaria per porre un limite al 95% di C.L. per tale processo di produzione in funzione della massa dell'Higgs.

Va tuttavia sottolineato come numerosi algoritmi debbano ancora essere otti-

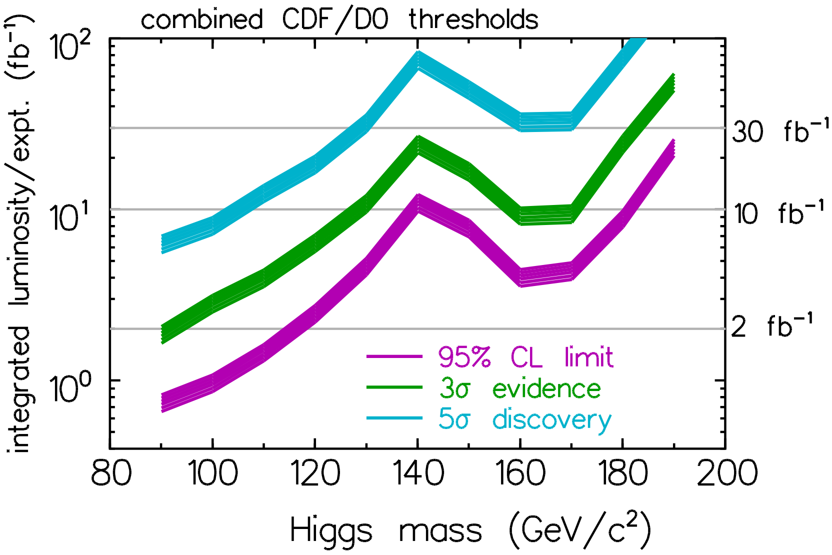


Figura 7.10: *Sensibilità alla scoperta dell'Higgs in funzione della sua massa e della luminosità raccolta dai due esperimenti* CDF *e* D0.

mizzati (SECVTX ad esempio, l'algoritmo di identificazione di jet provenienti da b quark) o inseriti nel contesto del Run II, quali SLT, l'algoritmo di identificazione di leptoni a basso impulso. Numerosi passi avanti devono ancora essere fatti al fine di una completa caratterizzazione delle effettive possibilità offerte del nuovo rivelatore. In modo analogo, strategie di reiezione del fondo a livello di analisi offline devono ancora essere messe a punto. Pertanto invitiamo a considerare le prospettive qui esposte nell'ottica di un lavoro ancora in fase di evoluzione e studio, passibili pertanto di numerosi e sostanziali sviluppi.

In generale tuttavia, per un'eventuale scoperta del bosone di Higgs a FERMILAB, indipendentemente dalle tecniche particolari con le quali in ogni canale di decadimento (Par. 1.7) si cercheranno di isolare gli eventi dal fondo, sarà necessario unire gli sforzi di CDF e D0. La Fig. 7.10 mostra la luminosità integrata che sarà necessario raccogliere per poter escludere al 95% di livello di confidenza la presenza dell'Higgs ad una determinata massa, una scoperta dell'Higgs con 3σ o 5σ di significanza. Si può vedere come con 2 fb^{-1} si potrebbe già escludere al 95% la presenza dell'Higgs sotto i 120 GeV/c^2. Con $20 \div 30$ pb^{-1} per esperimento si dovrebbe avere la possibilità di scoprire l'Higgs a 5σ, se esso avesse una massa inferiore a 130 GeV/c^2 o di ottenere un scoperta a 3σ esplorando la regione di massa fino ai 180 GeV/c^2. Questi studi sono stati condotti mediante simulazioni parametriche dell'apparato sperimentale del Run II. È d'obbligo considerare che al fine di ottenere questi risultati, oltre a combinare le osservazioni di entrambi gli esperimenti operanti lungo l'anello del TEVATRON, sarà necessario considerare tutti i possibili canali di decadimento e tutte le loro segnature [12].

Commenti e informazioni utili

Tutti i risultati contenuti in questa tesi sono stati presentati a vari meeting all'interno di Fermilab ai vari gruppi di fisica interessati all'argomento.

La maggior parte dell'analisi svolta è stata condotta tramite l'utilizzo di un pacchetto software appositamente sviluppato da Luca Scodellaro e me. Tale pacchetto *MultijetMods* é diventato parte integrante del software offline ufficiale di CDF-II.

Le richieste di trigger, secondo le attuali possibilità dell'apparato sperimentale, sono state implementate nella tabella di trigger in vigore da gennaio 2002, e tramite i dati che saranno raccolti, verranno condotti prossimamente ulteriori studi atti a verificare l'attendibilità delle previsioni fatte.

La maggior parte delle informazioni rilevanti sono state inserite in una pagina web pubblica dove chiunque interessato può seguire gli sviluppi del lavoro. L'indirizzo internet é il seguente:

http://home.fnal.gov/~cortiana/multijet.html

Il lavoro qui presentato rappresenta una parte di un progetto di ricerca, del processo di produzione associata dell'Higgs, in stati finali completamente adronici, che ha interessato nel corso degli ultimi anni Giovanni Busetto, Patrizia Azzi, Tommaso Dorigo, Luca Scodellaro, Mario Paolo Giordani e me, del gruppo CDF-Padova, e Virginia de Grivel dell'Imperial College di Londra. Un'approfondimento delle problematiche di analisi qui accennate, e delle metodologie di correzione dei jet possono essere trovate in *"Perspectives for Higgs Bosons Search in Full Hadronic Final States at CDF-II"*, Ph.D thesis 2001, di Luca Scodellaro. Una descrizione più dettagliata delle problematiche di identificazione dei leptoni soffici, prodotti nei decadimenti semileptonici di quark pesanti, tramite l'algoritmo SLT, è reperibile in *"A Run II Trigger Design for Higgs Boson Search ad CDF"*, Ph.D thesis 2000, di Mario Paolo Giordani.

Ringraziamenti

La realizzazione di questo lavoro è stata resa possibile grazie all'aiuto e la collaborazione di tutto il gruppo CDF-Padova. Vorrei quindi innanzi tutto ringraziare Giovanni, Dario per avermi offerto l'opportunità di lavorare in un gruppo di ricerca così attivo. Grazie a Giovanni, Tommaso, Donatella, Irene, Patrizia, Luca e Roberto per i loro preziosi insegnamenti e consigli. Devo a loro le interessanti discussioni per la scelta delle strategie di lavoro, e le conoscenze accumulate nel campo della fisica delle alte energie. Sono grato a tutte le persone con cui ho condiviso momenti di lavoro e svago durante lo svolgimento di questa tesi, a Chicago e in Italia.

Un ringraziamento particolare a Stefania per essermi stata vicino, comprendendomi nei momenti difficili; un grazie di cuore al suo sorriso; grazie a Saverio per il conforto e l'affetto regalatomi. In ordine sparso un ringraziamento a Ceppo, Vito, Delli, Daniele, Luca, Laura, Paolo, Daniele F., per l'amicizia dimostrata in questi anni di corso.

Sono grato alla mia famiglia, per la possibilità offertami e per le parole di conforto ed incoraggiamento con cui mi hanno accompagnato in tutti questi anni.

Infine voglio ringraziare il vento che soffiava sul terrazzo del World Trade Center per avvermi insegnato che anche se alle volte il giorno sembra troppo corto e vuoto, che anche se il sole, sui sogni con i quali abbiamo dormito abbracciati la notte, non torna più a splendere e vorremmo tornare là dove solo il ricordo ormai vive, la vita è davanti agli occhi, entro tutto ciò che ci piace, ci ha fatti crescere, ci ha resi così come siamo. Basta solo avere il coraggio di abbracciarla per lasciarle sfuggire, magari anche solo timido, un sorriso.

Elenco delle figure

Elenco delle tabelle

Bibliografia

[1] F. Abe *et al.* (The CDF Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **74**, 2626 (1995).

[2] F. Zwirner, *"The Higgs puzzle: experiment and theory"* HEP-PH/0112130, Dec. 10^{th}, 2001.

[3] F. Mandl, G. Shaw, *"Quantum Field Theory"*, John Wiley & Sons (1996).

[4] W. E. Burcham, M. Jobes *"Nuclear and Particle Physics"*, Longman Scientific and Technical (1995).

[5] G. Arnison *et al.* (The UA1 Collaboration), *Phys. Lett.* **122 B**, 103 (1982).

[6] M. Banner *et al.* (The UA2 Collaboration), *Phys. Lett.* **122 B**, 476 (1982).

[7] C. Rubbia, Nobel Lecture, *Rev. Mod. Phys.* **57**, 699 (1985).

[8] F. Zwirner, *"Beyond the Standard Model"*, DFPD 98/TH/17, April 1998.

[9] G. Altarelli, *"The Standard Electroweak Theory and Beyond"*, HEP-PH/0011078, Nov 2000.

[10] M. P. Giordani, *"A Run II Trigger Desing for Higgs Boson Search at CDF"*, Ph.D. thesis, Dec 2000.

[11] M. Spira, *"Higgs Boson Production and Decay at the Tevatron"*, HEP-PH/9810289, Oct 1998.

[12] M. Carena, J. S. Conway, H. E. Haber, J. D. Hobbs *et al.* (The Fermilab Higgs Working Group), *"Report of the Tevatron Higgs Working Group"*, HEP-PH/0010338, Oct 2000.

[13] D. E. Groom *et al.*, *"The European Physical Journal"* **C15**, Springer (2000).

[14] J. Troconiz, J. A. Valls, R. Vilar, *"Update in the Search for a Neutral Heavy Scalar in the Multijet Data Sample"*, CDF internal note 4129, Nov 1997.

[15] P. Teixeira-Dias, *"The SM Higgs Boson Search al LEP: Combined Result"*, HEP-EX/0108002, Aug 2001.

[16] Aleph Collaboration, *"Final result of the searches for neutral Higgs bosons in e^+e^- collisions al $\sqrt{s}$ up to 209 GeV"*, HEP-EX/0201014, Jan 2002.

[17] F. Abe *et al.* (The CDF II Collaboration), *"The CDF II Detector Technical Design Report"*, FERMILAB-PUB-96-390-E, Oct 1996.

[18] E. Chiavassa, L. Ramello, *et al.*, *"Rivelatori di particelle"*, La scientifica Editrice-Torino, 1991.

[19] H. Wenzel, *"Tracking in the SVX"*, CDF internal note 1790, May 1998.

[20] S. Dell'Agnello *et al.*, *"A Primary Vertex Finding Package"*, CDF internal note 1789, 1992.

[21] M. Paulini, *"B Lifetimes, Mixing and CP Violation at CDF"*, Int. J. Mod. Phys. **A14**, 2791 (1999).

[22] D. Glenzinsky et al., *"A detailed study of the SECVTX algorithm"*, CDF internal note 2925, Dec 1994.

[23] C. Cmiao et al., *"Update of SECVTX tagging on Run 1B data"*, CDF internal note 3178, Jun 1995.

[24] F. Abe et al., *Phys. Rev.*, D50(1994) 2966.

[25] E. L. Berger and H. Contopanagos, *"Calculation in the cross section for Top quark production"*, HEP-PH/9606421, Jun 1996.

[26] M. Albrow *et al.*, (The CDF Trigger and Datasets Working Group), *"Run II Trigger Table and Datasets Plan"*, CDF internal note 4718, Sep 2000.

[27] S. Belforte *et al.*, *"SVT – Silicon Vertex Tracker – Technical Design Report"*, CDF internal note 3108, Oct 1996.

[28] **http://www.lanl.gov/lanp/atm/tutorial.html#01**

[29] G. Bauer, K. McFarland *et al.*, *"Analysis Framework for the Run II Level-3 Trigger"*, CDF internal note 4434, Jan. 1998.

[30] F. Abe *et al.* (The CDF Collaboration), *Phys. Rev.* **D 50**, 2966 (1994).

[31] J. Troconiz, R. Vilar, J. Valls, *"Search for Higgs Bosons Produced in Association with a Vector Boson in $p\bar{p}$ Collisions at 1.8TeV"*, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5748 (1998).

[32] **http://www.thep.lu.se/tf2/staff/torbjorn/Pythia.html**

[33] P. Azzi *et al.*, *"A RunII Soft Lepton Tag-based Trigger for H^0+V"*, CDF-5485.

[34] W. Ashmanskas, A. Barchiesi, *et al.* *"Performance of SVT during the Commissioning Run"*, CDF-5511.

[35] G. Busetto, I. Fiori, D. Lucchesi, et Al. *"B_s Trigger study with different SVT configurations"* , CDF-5727.

[36] S. Belforte *et al.*, *"Specification of the XTRP, SVT, and Level 2 Interfaces"*, CDF-4578.

[37] G. Chlachidze, V. Glagolev, G. Punzi, *"Timing for the SVT Trigger"*, CDF-5021.

[38] G. Busetto, D. Lucchesi, G. Punzi, *"Performances Comparison of SVT in the Baseline Configuration and with Layer 00"* , CDF-5134.

[39] M. Paulini, B. Wicklund, *"Summary of Proposal for B Physics Trigger in Run II"*, CDF-5483.

[40] A. Cerri, R. Miquel, *"Studying the SVT Efficeincy and Resolution with J/ψ Data"*, CDF-5838.

[41] P. Azzi et al., *Evaluation of the $W/Z + jets$ background for the top search in the all-hadronic channel*, CDF internal note 3428, Nov 1995.

[42] C. Ciobanu, R. Hunghes, *et al.*, *"Using Neural Network to Identify Single Top in Run 1 Data"*, CDF-5742.

Indice analitico