

“SAPIENZA” UNIVERSITÀ DI ROMA

FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI

CORSO DI LAUREA SPECIALISTICA IN FISICA



Sviluppo dell'algoritmo di isolamento muonico nell'esperimento ATLAS al CERN

Tesi di Laurea Specialistica

Relatore:

Prof. Carlo Dionisi
Dott. Stefano Giagu

Candidato:

Camilla Maiani
matr. 699084

ANNO ACCADEMICO 2007/2008

a mia madre

Indice

1	La fisica di LHC	5
1.1	Il <i>Large Hadron Collider</i>	5
1.2	La fisica studiata a LHC	7
1.2.1	La ricerca del bosone di Higgs a LHC	7
2	L'esperimento ATLAS	15
2.1	Il sistema di magneti	18
2.2	Il tracciatore interno	20
2.3	L'apparato calorimetrico	22
2.3.1	Il calorimetro elettromagnetico	22
2.3.2	Il calorimetro adronico	24
2.4	Lo spettrometro a muoni	25
2.5	Il sistema di trigger	27
2.5.1	Il trigger muonico	30
2.6	Gli algoritmi di secondo livello nell' <i>ID</i>	37
3	L'algoritmo di isolamento	43
3.1	Motivazioni fisiche	44
3.2	L'algoritmo calorimetrico	45
3.2.1	L'algoritmo nel <i>barrel</i>	50
3.2.2	L'aggiunta degli <i>endcaps</i>	54
3.3	L'algoritmo nel tracciatore interno	64
3.3.1	Stima del p_T del muone nell' <i>ID</i>	69
4	Ottimizzazione	75
4.1	Il procedimento di ottimizzazione	75
4.1.1	L'algoritmo di ottimizzazione	75
4.2	Ottimizzazione calorimetrica	76

4.3	Ottimizzazione nel tracciatore interno	81
4.4	Ottimizzazione combinata	84
5	Risultati dell'ottimizzazione	93
5.1	Prestazioni dell'algoritmo per il muone singolo	94
5.2	Efficienze e <i>rate</i> per evento	99
5.3	Studio preliminare dei tempi di processamento di μIso	103

Introduzione

Tra pochi mesi, dopo più di dieci anni di lavori a cui hanno partecipato migliaia di fisici, ingegneri e tecnici, verrà acceso al CERN di Ginevra il collisore protone-protone LHC (*Large Hadron Collider*) [1], con un'energia nel centro di massa pari a 14 TeV e una luminosità di disegno di $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Gli esperimenti che lavorano nei punti di interazione dell'anello acceleratore esploreranno un intervallo di energia fino alla scala del TeV. In questo intervallo di energie sono particolarmente importanti la ricerca del bosone di Higgs, tassello mancante della teoria dell'unificazione elettrodebole e del Modello Standard [2] delle particelle elementari, e la ricerca di eventi di fisica oltre il Modello Standard.

Le misure verranno effettuate in condizioni estremamente difficili a causa delle elevatissime energia, luminosità e frequenza di collisioni. A LHC si avrà un incrocio ogni 25 ns, e per ogni incrocio si stima che si avranno circa 20 interazioni alla luminosità di disegno della macchina. Questo rende particolarmente delicata la fase di selezione e acquisizione dei dati, effettuata dal *trigger*.

Il trigger dell'esperimento ATLAS è suddiviso in tre livelli. Il primo effettua una misura approssimativa del segnale in diverse parti del rivelatore e applica dei tagli esclusivamente con l'uso della componente *hardware* del trigger. Segue un secondo livello, alimentato con i candidati preselezionati dal primo, che effettua dei tagli utilizzando algoritmi semplici di *software*. Infine si ha un terzo livello che affina le misure e le selezioni mediante l'uso di algoritmi di analisi *offline* adattati all'ambiente del trigger.

In questa tesi si descriverà lo sviluppo dell'algoritmo di isolamento muonico al secondo livello del trigger di ATLAS. Questo algoritmo viene utilizzato per selezionare i muoni prodotti isolati, e scartare invece quelli prodotti all'interno di *jet*. I muoni isolati vengono prodotti ad esempio nei decadimenti

leptonici dei bosoni Z e W , e questo tipo di eventi è a sua volta il prodotto principale del decadimento di un bosone di Higgs di massa tra i 130 e i 170 GeV/c^2 . I muoni non isolati invece vengono prodotti ad esempio nei decadimenti semileptonici di coppie di *quark* $b\bar{b}$ e $c\bar{c}$, che rappresentano i fondi dominanti per il segnale presentato in un intervallo di impulso trasverso dei muoni prodotti tra i 15 e i 40 GeV/c .

Nello sviluppo dell'algoritmo di isolamento si fa uso di quasi tutto l'apparato sperimentale, questo lavora infatti traendo informazioni da:

- gli algoritmi muonici di secondo livello che misurano l'impulso trasverso dei muoni,
- l'apparato calorimetrico dove viene misurata l'energia depositata intorno al muone,
- il tracciatore interno, dove vengono ricostruite le tracce intorno a quella del muone.

L'energia trasversa misurata nel calorimetro, e l'impulso trasverso totale delle tracce ricostruite intorno al muone nel tracciatore interno sono le due grandezze sulle quali verrà effettuata la selezione.

L'isolamento, oltre alla soglia sull'impulso trasverso del muone, permette di abbassare il numero di eventi di fondo che producono muoni reali a medio e alto p_T . L'obiettivo è quello di avere una selezione del fondo tale da poter tenere la soglia sull'impulso trasverso la più bassa possibile, ottenendo così un guadagno di efficienza non trascurabile sugli eventi di segnale.

Nel seguito la tesi sarà strutturata nel modo seguente:

un primo capitolo di presentazione del *Large Hadron Collider* e della fisica ivi studiata, e si metterà un particolare accento sulla ricerca del bosone di Higgs previsto nel Modello Standard delle particelle elementari.

Nel secondo capitolo verrà data una visione complessiva dell'esperimento ATLAS, e in particolare del suo sistema di trigger.

Nel terzo capitolo verrà illustrato l'algoritmo di isolamento nel calorimetro e nel tracciatore interno.

Nel quarto capitolo si procederà con l'ottimizzazione dei tagli sulle variabili dell'algoritmo di isolamento nel calorimetro, nel tracciatore interno, e sulle variabili relative a entrambi gli algoritmi.

Nel quinto e ultimo capitolo verranno riportati i risultati dell'ottimizzazione, ovvero le efficienze sul segnale e reiezioni del fondo per diverse configurazioni di trigger. Verrà anche stimato il tempo utilizzato dagli algoritmi di secondo livello del trigger muonico avendoci aggiunto anche quello di isolamento.

Capitolo 1

La fisica di LHC

1.1 Il *Large Hadron Collider*

LHC È un collisore protone-protone che verrà acceso quest'estate al CERN di Ginevra. LHC si trova nello stesso tunnel sotterraneo del LEP (*Large Electron Positron*), l'esperimento suo predecessore, lungo circa 27 Km.

La nuova macchina accelererà due fasci di protoni ciascuno da 7 TeV di energia, per un totale di $\sqrt{s} = 14$ TeV nel centro di massa. L'energia nel centro di massa è circa sette volte più elevata di quella massima raggiunta fino a oggi, ~ 2 TeV all'acceleratore protone-antiprotone ($p - \bar{p}$) al Tevatron del Fermilab di Chicago.

L'altra caratteristica fondamentale di LHC, oltre all'elevata energia nel centro di massa, è l'alta luminosità di disegno. Questa caratteristica dipende dalle proprietà intrinseche della macchina acceleratrice, ed è definita come:

$$\mathcal{L} = \frac{N_p^2 f k}{4\pi R^2} \quad (1.1)$$

con N_p numero di protoni per pacchetto, f frequenza di rivoluzione dei protoni nell'anello acceleratore, k numero di pacchetti che circolano in contemporanea nell'acceleratore, R raggio quadratico medio della distribuzione spaziale dei protoni nel piano ortogonale alla direzione del fascio.

La luminosità è una grandezza chiave per gli acceleratori di particelle nell'ambito della ricerca di frontiera. Infatti la frequenza (*rate* di eventi $\frac{dN}{dt}$

circonferenza	26.7 Km
\sqrt{s}	14 TeV
protoni per pacchetto	$1.67 \cdot 10^{11}$ a $\int \mathcal{L} dt = 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$
lunghezza σ_z dei pacchetti	56 mm
raggio $\sigma_x = \sigma_y$ dei pacchetti	16 μm
numero massimo di pacchetti	3564 (di cui 2835 utilizzati)
spazio tra i pacchetti	7.48 m \sim 25 ns \sim 40 MHz

Tabella 1.1 Caratteristiche principali dell'acceleratore LHC al CERN.

è proporzionale ad essa secondo la relazione:

$$\frac{dN}{dt} = \mathcal{L} \cdot \sigma \quad (1.2)$$

con σ la sezione d'urto dell'evento studiato. Aumentando quindi la luminosità di una macchina acceleratrice si ottiene una sempre maggiore statistica di eventi. Questo porta a tempi di scoperta più brevi, sviluppo fondamentale per portare avanti la ricerca e lo studio di eventi rari.

La scelta di far collidere protoni con protoni, invece che con antiprotoni, complicata dal requisito di farli circolare in due diversi anelli acceleratori, è motivata proprio dalla necessità di raggiungere alte luminosità. Infatti l'uso di antiprotoni è limitato dalla bassa efficienza di produzione e dai lunghi tempi necessari per l'accumulazione (~ 1 ora), che rendono sempre più difficile portare una macchina $p - \bar{p}$ ad alte luminosità, come si vede dalla definizione (1.1).

All'accensione della macchina, prevista per l'agosto 2008, seguirà una prima fase a "bassa luminosità", con $\mathcal{L} \simeq 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, equivalente a una luminosità integrata di $\int \mathcal{L} dt \simeq 10 \text{fb}^{-1}$ per anno. Solo in un secondo tempo si dovrebbe raggiungere la luminosità di disegno $\mathcal{L} \simeq 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, che corrisponde a una luminosità integrata $\int \mathcal{L} dt \simeq 100 \text{fb}^{-1}$ per anno.

Nei quattro punti di collisione dei fasci si trovano i quattro maggiori esperimenti dell'LHC: ATLAS, CMS (*Compact Muon Solenoid*), ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*) e LHCb (*Large Hadron Collider beauty*). ATLAS e CMS sono due esperimenti per uso generale (*multi-purpose*), ALICE studia invece le collisioni di ioni pesanti, mentre LHCb si occuperà dello studio della fisica del *quark* b.

Le caratteristiche fondamentali di LHC sono riassunte nella tabella 1.1.

Si noti l'elevata frequenza di collisioni, una ogni 25 ns alla luminosità di disegno. Questa e la luminosità istantanea della macchina rappresentano una notevole sfida per gli esperimenti citati, e ne hanno reso la progettazione e costruzione particolarmente delicata.

Per ogni collisione infatti si avrà un grande numero di interazioni. I segnali prodotti dal passaggio delle particelle andranno a sommarsi nel rivelatore (fenomeno detto di *pile-up*), rendendo più difficile la ricostruzione e identificazione degli eventi. Tenuto conto di questo e del brevissimo intervallo temporale che separa due collisioni, risulta essenziale che la riposta dei rivelatori e i tempi di processamento dei dati da parte del trigger siano i più brevi possibili.

1.2 La fisica studiata a LHC

LHC è stato progettato per portare avanti al CERN, dopo il LEP, le ricerche alla frontiera della fisica delle alte energie. Questo sia in termini di conferma del Modello Standard e determinazione sempre più precisa dei suoi parametri, sia in termini di scoperta di nuove particelle e, quindi, di nuova fisica.

L'ambizioso progetto di ricerca di LHC può essere riassunto in quattro punti:

- ricerca del bosone di Higgs come previsto dal Modello Standard e dalle sue estensioni nell'intervallo di massa $115 \text{ GeV}/c^2 < M_H < 1 \text{ TeV}/c^2$
- ricerca di particelle supersimmetriche e studio della fisica oltre il Modello Standard
- misure di precisione di quantità quali: la masse del bosone W , la massa del *quark top*, lo studio della violazione di CP , ecc...

1.2.1 La ricerca del bosone di Higgs a LHC

Il Modello Standard è una teoria che si propone di spiegare i processi osservati in fisica delle alte energie in termini di tre delle quattro interazioni fondamentali a oggi note: le interazioni elettromagnetica, debole e forte. L'unificazione delle interazioni elettromagnetica e debole in una teoria invariante sotto trasformazioni di *gauge* è stata a lungo ostacolata dal problema

delle masse dei bosoni intermedi (W^\pm e Z^0). La teoria prevede, perchè la lagrangiana elettrodebole sia invariante sotto trasformazioni di *gauge*, che i bosoni vettori abbiano massa nulla come i fotoni, portatori delle interazioni elettromagnetiche. Questo è però impossibile, in quanto i bosoni deboli non sono mai stati osservati nei decadimenti di pioni, neutroni, ecc... e quindi devono avere necessariamente una massa elevata.

Il problema di come dare massa ai bosoni vettori dell'interazione elettrodebole è rimasto a lungo irrisolto. È stata trovata una soluzione soddisfacente a metà degli anni '60, con il meccanismo di Higgs. Questa teoria, basata sulla rottura spontanea della simmetria di *gauge*, ipotizza l'esistenza di un campo scalare neutro, il campo di Higgs, che si accoppierebbe ai bosoni vettori dandogli una massa proporzionale alla costante di accoppiamento tra i due campi.

L'osservazione sperimentale del bosone di Higgs sarebbe quindi un passo fondamentale nella comprensione del Modello Standard delle particelle elementari e per lo studio di teorie fisiche che vadano oltre lo stesso. Bisogna notare il fatto che la massa di questa particella è un parametro libero della teoria, sul quale sono stati messi vincoli teorici e sperimentali, ma che come detto non è stata ancora scoperta.

Un fit sui parametri del Modello Standard misurati fino a oggi fornisce un'indicazione sulla massa dell'Higgs più probabile, ovvero la massa che minimizza il relativo χ^2 mostrato in figura 1.1, tra i 115 e 160 GeV/ c^2 tenendo conto del limite di LEP. Masse dell'Higgs molto alte sono considerate poco probabili, si considera come limite superiore ~ 1 TeV per ragioni di unitarietà della matrice S. LHC è stata progettata per lavorare proprio in questo intervallo di energie, copre infatti un'energia tra i 115 e gli 800 GeV/ c^2 .

Il vincolo più forte resta quello sperimentale: al LEP è stata esclusa l'esistenza del bosone di Higgs fino ad una massa di 114.4 GeV/ c^2 al 95% del livello di confidenza [3]. Uno dei principali obiettivi dei due esperimenti di LHC ATLAS e CMS, e uno dei motivi per i quali è stato progettato l'acceleratore stesso, è proprio quello di scoprire il bosone di Higgs, e dichiarare così il Modello Standard una teoria completa e capita.

Come abbiamo detto la massa del bosone di Higgs è un parametro libero del Modello Standard, questo rende necessario uno studio dei comportamenti di questa particella su tutto l'intervallo di energie coperto dall'acceleratore. Nelle figure 1.2 sono illustrati in (a) le sezioni d'urto delle produzioni del bosone di Higgs a LHC e in (b) i *branching ratio* dei suoi decadimenti. In figura

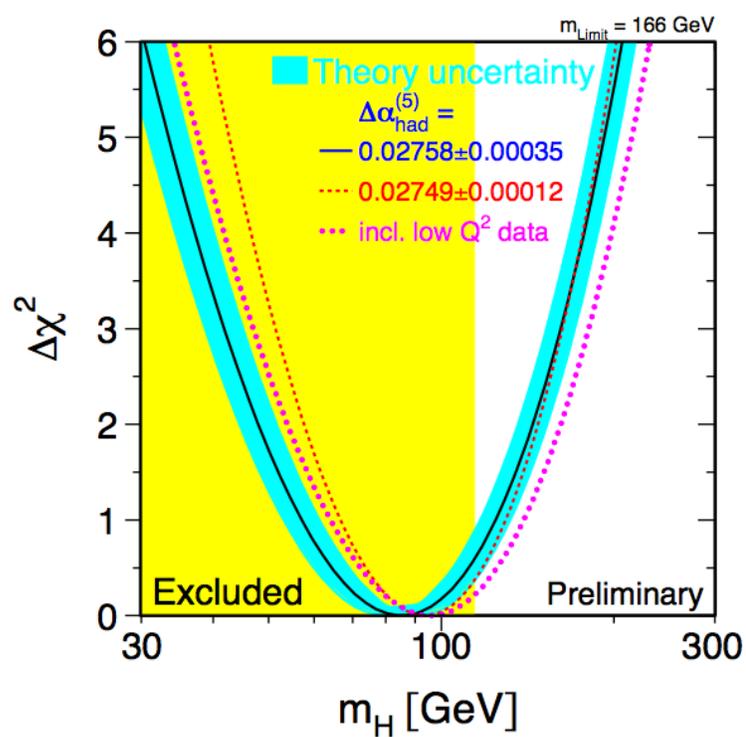
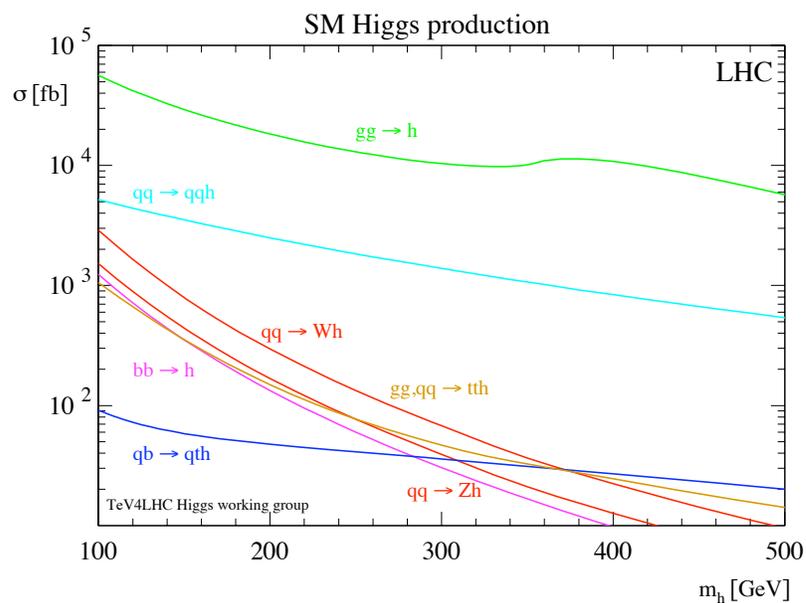
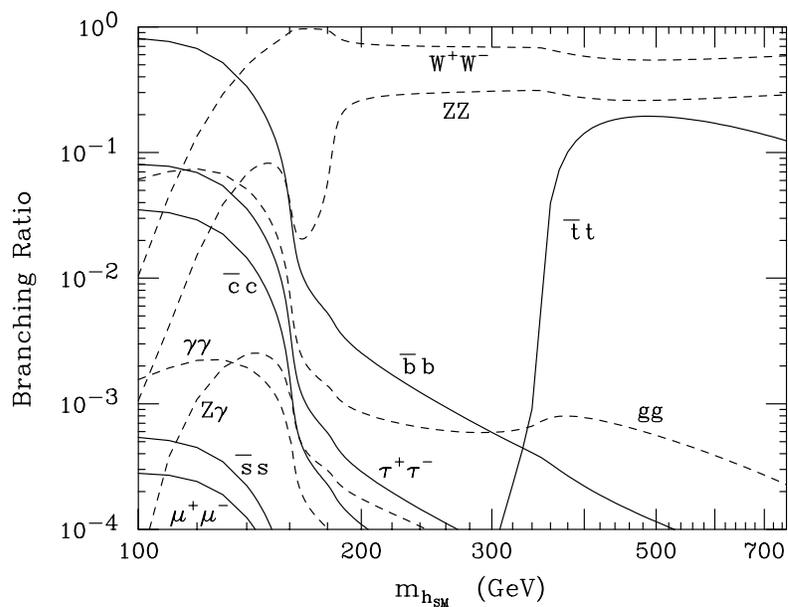


Figura 1.1 Curva del $\Delta\chi^2$ sui parametri misurati del Modello Standard in funzione della massa del bosone di Higgs. La zona gialla, fino a 115 GeV, è quella esclusa da LEP al 99% di livello di confidenza. La massa più probabile sembra essere, tenuto anche conto del limite di LEP, intorno ai 120-130 GeV/c². [3]



(a)



(b)

Figura 1.2 In (a) si hanno le sezioni d'urto dei canali di produzione del bosone di Higgs a LHC, nell'intervallo $100 < m_H < 500 \text{ GeV}/c^2$. In (b) sono invece rappresentati i *branching ratio* dei canali di decadimento, per masse dell'Higgs $100 < m_H < 700 \text{ GeV}/c^2$. [4]

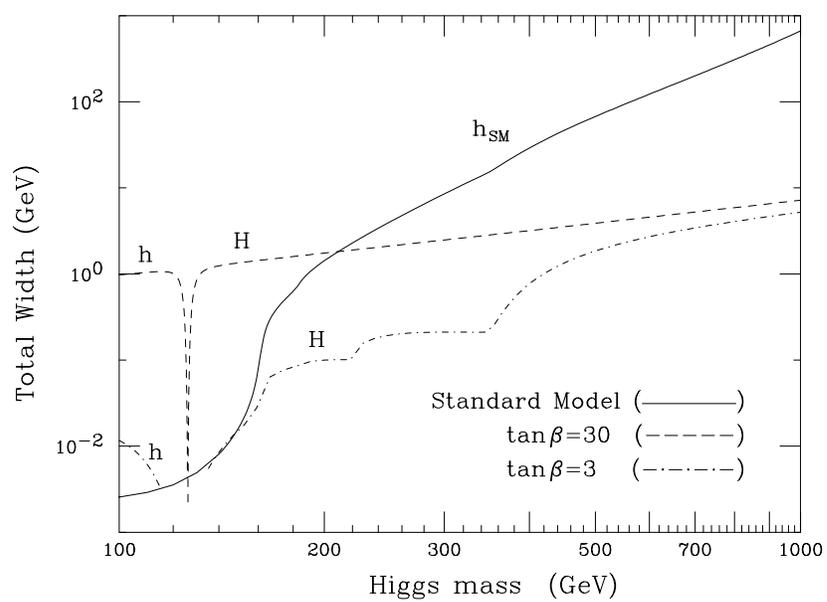


Figura 1.3 Andamento della larghezza caratteristica Γ_H del bosone di Higgs in funzione della sua massa come previsto dal Modello Standard. [4]

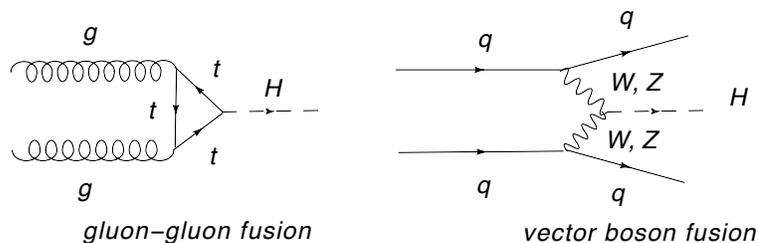


Figura 1.4 Grafici di Feynman dei principali processi di produzione dell’Higgs a LHC: a sinistra si ha la *gluon-gluon fusion*, mentre a destra la *Vector Boson Fusion* (VBF). Si notino i due *jet* prodotti in avanti, caratteristici di quest’ultimo processo.

1.3 infine è rappresentato il valore della larghezza caratteristica in funzione della sua massa. Al variare della massa variano ovviamente le produzioni dominanti e ancora più radicalmente i suoi decadimenti. Questa particolare caratteristica richiede un rivelatore estremamente versatile, che fornisca risposte accurate per diversi tipi di particelle e di signature.

Al livello di produzione dell’Higgs su tutto l’intervallo di energia coperto da LHC dominano due processi: la *gluon-gluon fusion* e la *Vector-Boson Fusion* (VBF). Le due produzioni, come si vede dai grafici di Feynman in figura 1.4, hanno delle signature diverse. Nel primo processo l’Higgs viene prodotto da solo, nel secondo invece è accompagnato da due *jet* duri in avanti. Malgrado la sezione d’urto della VBF sia circa di un ordine di grandezza più piccola rispetto alla sezione d’urto dell’altro processo la sua signature caratteristica fa in modo che i due processi siano equivalenti.

Per i decadimenti invece si possono individuare i seguenti canali dominanti studiati in ATLAS [6] a seconda dell’intervallo di massa considerato:

- $H \rightarrow b\bar{b}$
per $80 < m_H < 150 \text{ GeV}/c^2$
- $H \rightarrow \gamma\gamma$
per $90 < m_H < 150 \text{ GeV}/c^2$
- $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l^\pm$
per $130 \text{ GeV}/c^2 < m_H < 2 m_Z$
- $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow 2l^\pm 2\nu$
per $130 \text{ GeV}/c^2 < m_H < 2 m_W$

- $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l^\pm, 2l^\pm 2\nu$
per $m_H > 2 m_Z$
- $H \rightarrow WW, ZZ \rightarrow l^\pm \nu 2 jets, 2 l^\pm 2 jets$
per masse dell'Higgs fino al TeV

Nel seguito ci occuperemo del canale di decadimento in due W , virtuali o reali, per masse dell'Higgs tra i 130 e i 170 GeV/c^2 , e del decadimento in due Z nello stesso intervallo di massa. I muoni prodotti dal decadimento leptonic di W e Z sono infatti isolati. Proprio per migliorare l'efficienza sulla selezione di questo tipo di eventi di segnale, e allo stesso tempo aumentare la reiezione sugli eventi di fondo che producono anch'essi muoni ma all'interno di *jet*, come nel caso dei decadimenti di coppie $b\bar{b}$ e $c\bar{c}$, è stato sviluppato l'algoritmo di isolamento muonico al secondo livello del trigger di ATLAS.

Nel prossimo capitolo, 2, si ha una descrizione dell'esperimento, e in particolare appunto dell'apparato di trigger muonico. Nel capitolo 3 si parlerà invece dell'algoritmo di isolamento vero e proprio, la cui ottimizzazione verrà presentata nel capitolo 4. Infine nel capitolo 5 sono messe a confronto le efficienze sugli eventi di segnale e reiezioni su quelli di fondo ottenute con e senza l'isolamento. Queste efficienze sono appunto calcolate su eventi simulati di decadimenti $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$, e di decadimenti dell'Higgs, per diverse masse, in due W che a loro volta decadono come segue: $W^+ + W^- \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu + \mu^- + \bar{\nu}_\mu$.

Capitolo 2

L'esperimento ATLAS

ATLAS [6] (si veda lo schema in figura 2.1) ha una struttura a geometria cilindrica, con l'asse lungo la direzione dei fasci. Il cilindro è composto da un tronco centrale, detto *barrel*, e dalle due estremità che lo chiudono ai lati rendendo l'apparato ermetico, chiamate *endcaps*. Oltre che per la tecnologia innovativa, questo esperimento è di notevole impatto anche per le sue dimensioni: è lungo 45 metri, alto più di 25 e pesa circa 7000 tonnellate.

ATLAS è stato progettato per studiare fenomeni di fisica con signature molto diverse tra di loro. Si pensi anche solo alla ricerca del bosone di Higgs nell'intervallo di massa coperto da LHC, tra i 115 e gli 800 GeV/c². L'Higgs può decadere come abbiamo visto in due fotoni, in due W o due Z che decadono poi leptonici, oppure adronico in coppie *quark anti-quark*, ecc... rendendo quindi necessaria per rivelarne l'esistenza una notevole versatilità dell'apparato sperimentale.

In questo senso ATLAS viene detto esperimento *multi-purpose*. È stato progettato e costruito in analogia con gli esperimenti che lo hanno preceduto, secondo una struttura a strati. Ogni strato è composto da un tipo di rivelatore specializzato nello studio di una particella o di una signature specifiche. Partendo dallo strato più interno fino ad arrivare a quello più esterno, l'esperimento ATLAS è composto da:

- un sistema di tracciatori per rivelare il passaggio delle particelle cariche
- un solenoide con asse coincidente con quello dei fasci
- un calorimetro elettromagnetico e uno adronico che rivelano rispettivamente le cascate (*shower*) elettromagnetiche e i *jet* adronici

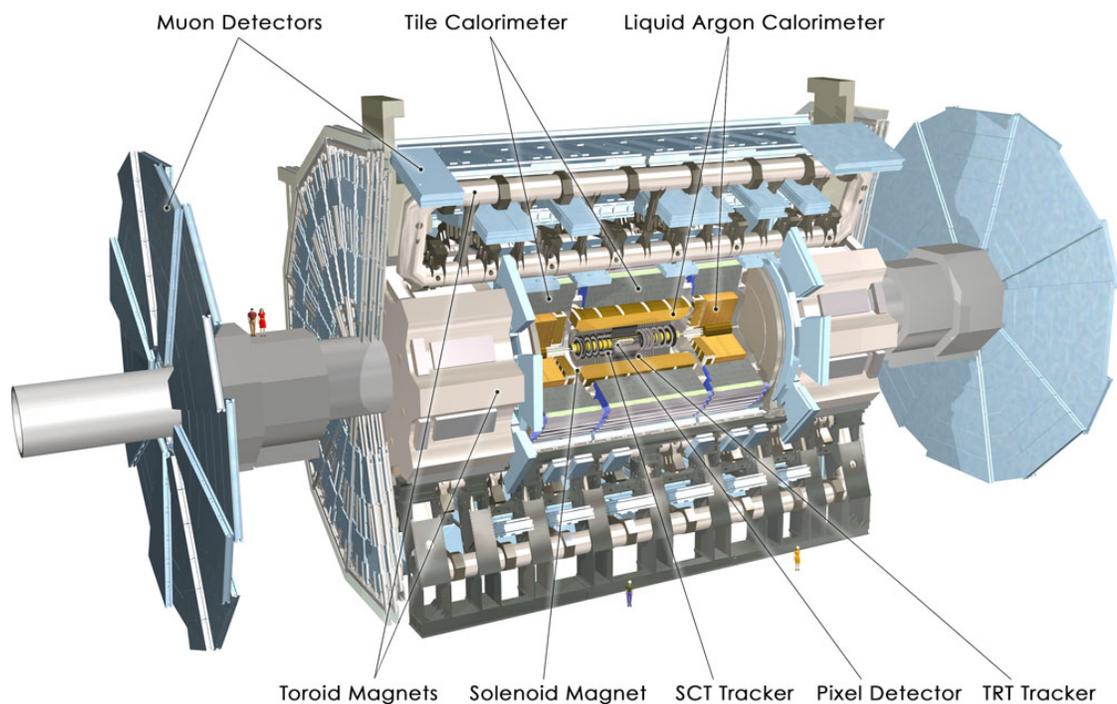


Figura 2.1 Rappresentazione schematica della struttura dell'esperimento ATLAS.

- uno spettrometro a muoni, ovvero un secondo sistema di tracciamento progettato specificamente per rivelare i muoni che hanno superato gli strati precedenti
- un sistema di magneti toroidali in aria

La descrizione dei singoli rivelatori e dei loro obiettivi di misura sono riportati nel seguito del capitolo.

Prima di passare alla descrizione dell'apparato sperimentale però è utile definire un certo numero di grandezze correntemente utilizzate in fisica delle particelle ai *collider* adronici. Innanzi tutto fissiamo il sistema di riferimento come nella figura 2.2, con l'asse z lungo la direzione dei fasci, e con il piano x - y trasverso alla direzione dei fasci stessa. In particolare si ha l'asse x lungo la direzione radiale orientato verso il centro dell'anello acceleratore di LHC, e l'asse y orientato verso l'alto. In questo sistema l'angolo azimutale ϕ è quello

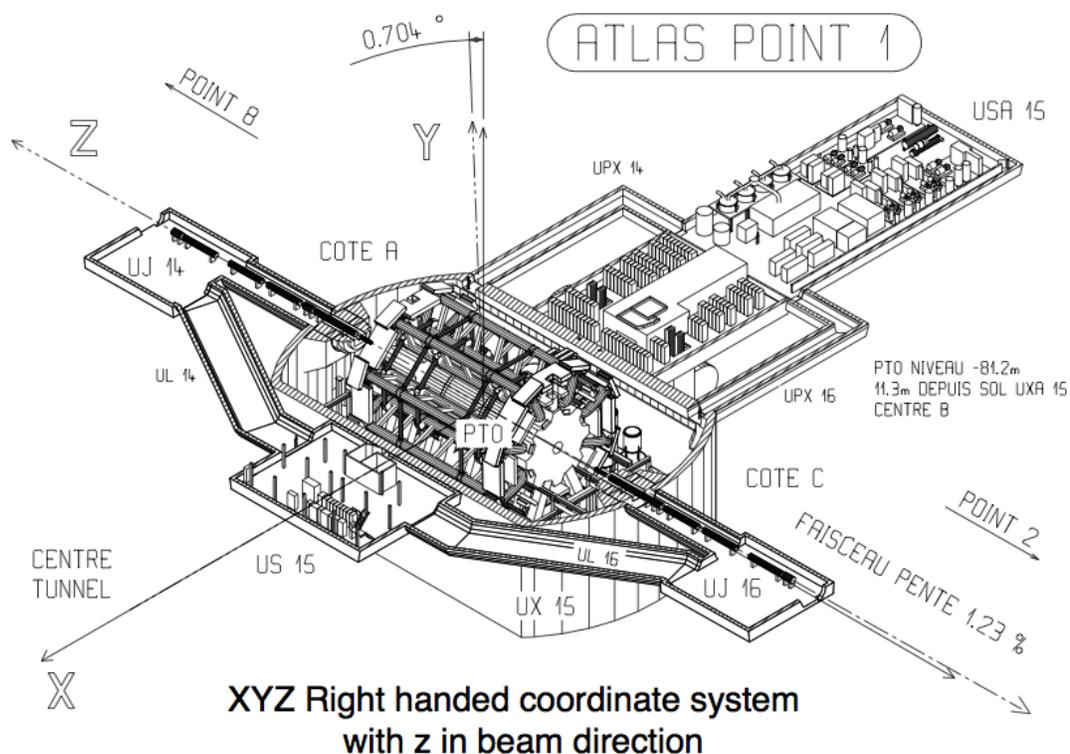


Figura 2.2 Sistema di coordinate xyz considerato, con z lungo l'asse dei fasci, x radiale verso il centro dell'anello acceleratore e y orientato verso l'alto.

nel piano x-y che gira attorno all'asse del fascio, mentre l'angolo polare θ giace sul piano y-z.

In generale, invece di usare direttamente l'angolo θ , si definisce la rapidità come

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left[\frac{E + p_L}{E - p_L} \right] \quad (2.1)$$

dove p_L è la componente dell'impulso lungo la direzione z del fascio. Nel limite ultrarelativistico, quando $E \simeq p_L$, la (2) tende alla pseudo-rapidità:

$$\eta = - \ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right] \quad (2.2)$$

Questa grandezza viene correntemente utilizzata ai *collider* adronici perchè è

un invariante relativistico sotto *boost* longitudinali, ovvero lungo la direzione del fascio. Per θ che tende a zero, η tende a infinito, mentre per θ che tende a $\frac{\pi}{2}$, η tende a zero (si veda la figura 2.3). I piani $x - y$ e $y - z$ vengono così ridefiniti nel sistema di coordinate cilindriche come rispettivamente piano $r - \phi$ e $r - \eta$.

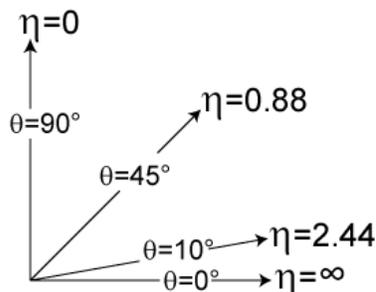


Figura 2.3 Andamento della pseudorapidità al variare di θ .

Bisogna anche sottolineare che in generale negli esperimenti che lavorano ai collisori adronici si utilizzano le variabili proiettate nel piano trasverso, ovvero nel piano $r - \eta$, caratterizzate dal pedice T, come ad esempio l'impulso trasverso p_T o l'energia trasversa E_T . Infatti in questo tipo di esperimenti vengono fatte collidere particelle non elementari, ma composte da *quark*, la cui energia complessiva nel centro di massa non è nota con esattezza, e la cui cinematica quindi non è chiusa. Essendo però nulla in media la componente dell'impulso dei *quark* sul piano trasverso, e comunque anche presa singolarmente trascurabile rispetto alla componente longitudinale, si considera la cinematica chiusa in tale piano, e lo studio delle variabili trasverse risulta essere più semplice.

2.1 Il sistema di magneti

Il sistema di magneti di ATLAS [7] è composto di un solenoide superconduttore posto intorno all'*Inner Detector* (ID), esclusivamente nella zona del *barrel*, e da un sistema di toroidi superconduttori in aria che si trova al di fuori delle camere a muoni (si veda la figura 2.4). Questo complicato sistema di magneti è stato progettato per permettere una misura accurata di impulsi fino al TeV grazie al grande braccio di leva del campo esterno. Il campo

magnetico prodotto dai toroidi è in aria per ridurre la diffusione (*scattering* multiplo) dei muoni e migliorare quindi la ricostruzione delle tracce, del p_T e del vertice di produzione.

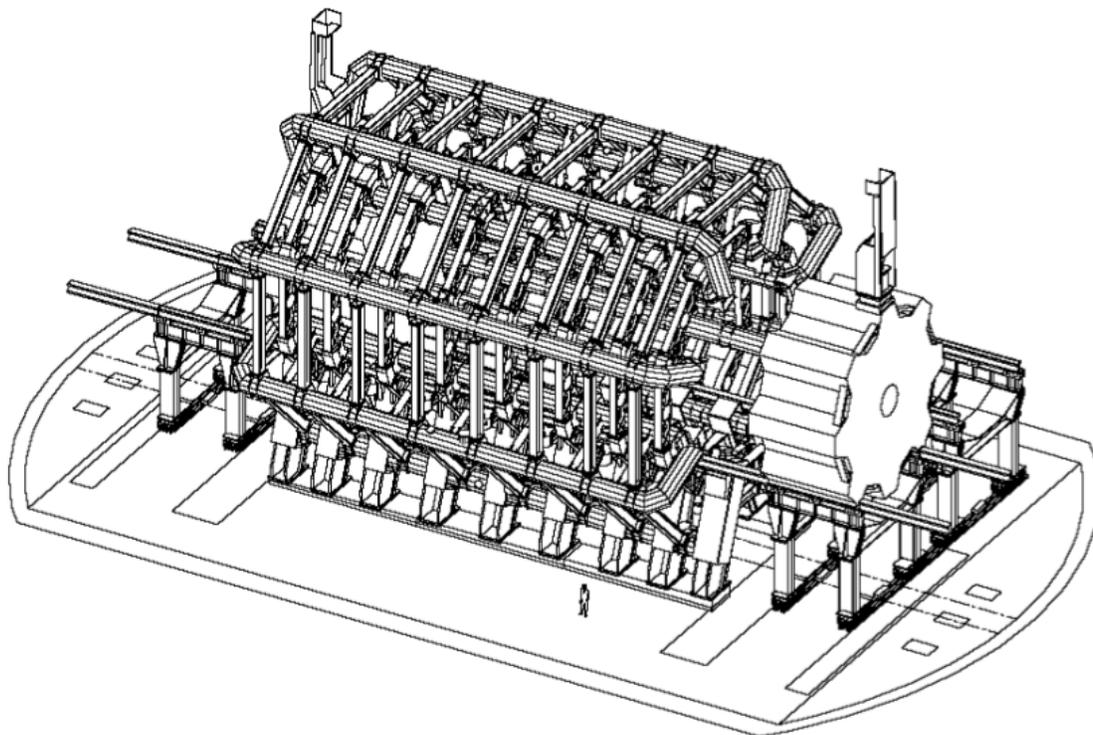


Figura 2.4 Schema dell'apparato di magneti superconduttori toroidali in aria di ATLAS. Si vedono le otto bobine del *barrel* e uno degli *endcaps*.

Il solenoide fornisce un campo magnetico costante di circa 2 Tesla lungo l'asse z nel tracciatore interno. Il sistema di campi toroidali invece è costituito da un toroide nel *barrel* e due negli *endcaps*. Il campo magnetico prodotto da questo sistema di magneti non è costante in η e ϕ , ma varia in maniera estremamente complicata come illustrato nella figura 2.5. In particolare raggiunge picchi di 3.9 Tesla nel *barrel* e 4.1 Tesla negli *endcaps*.

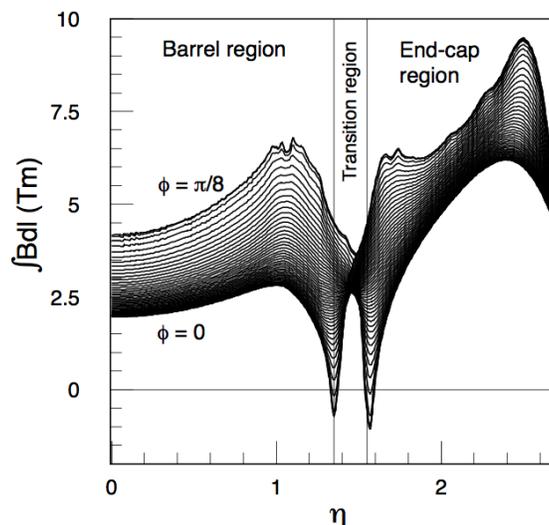


Figura 2.5 Andamento del campo magnetico toroidale integrato in linea retta in funzione della pseudo-rapidità per diversi valori di ϕ . In figura si hanno: la zona del *barrel*, poi la zona degli *endcaps*, e tra le due la zona di transizione, nella quale l'andamento dell'integrale del campo è particolarmente complesso.

2.2 Il tracciatore interno

In generale il tracciatore interno [11] viene utilizzato per identificare il vertice primario e i vertici secondari di interazione, ricostruire le tracce delle particelle cariche che attraversano il rivelatore e misurarne l'impulso trasverso. La misura dell'impulso trasverso è resa possibile dalla presenza del campo magnetico che curva le traiettorie delle particelle cariche nel piano $r - \phi$ mediante la forza di *Lorentz*:

$$\vec{F}_L = q\vec{v} \times \vec{B} \quad (2.3)$$

In particolare il tracciatore interno di ATLAS, schematizzato in figura 2.6, è a geometria cilindrica, con raggio complessivo pari a 115 cm. Il suo asse coincide con la direzione dei fasci e si estende su $z = \pm 345$ cm.

Il tracciatore interno è composto da tre regioni concentriche di diversa natura e precisione di misura. Dalla più interna alla più esterna, queste sono:

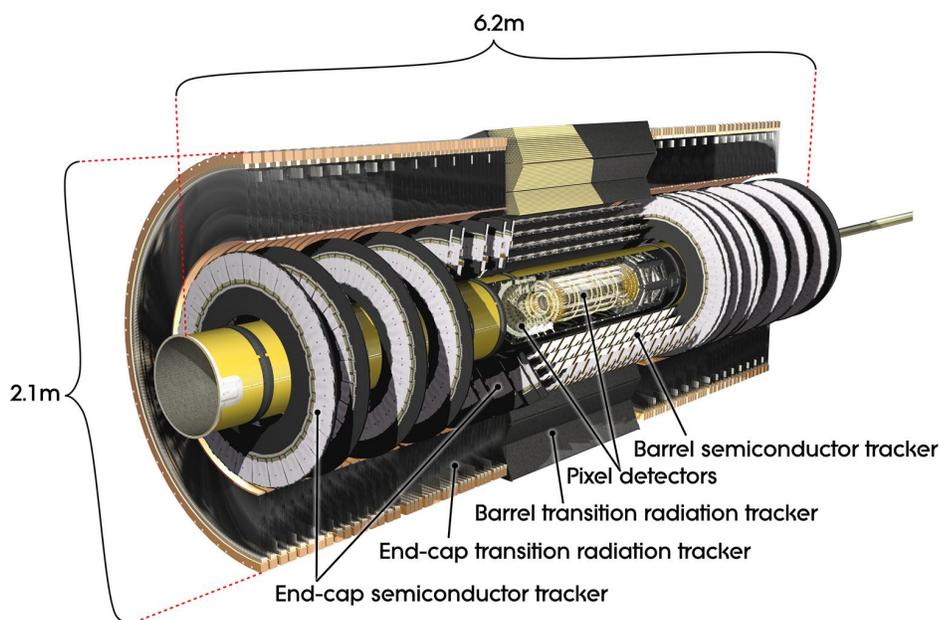


Figura 2.6 Rappresentazione grafica del tracciatore interno di ATLAS. In figura sono rappresentati il rivelatore a Pixel, il rivelatore a *strip* di silicio e il TRT.

- tre strati di *pixel* a semiconduttore divisi in una zona di *barrel* ($|\eta| \leq 1.7$) e una di *endcaps* ($1.7 < |\eta| \leq 2.5$). La risoluzione per punto in questa regione è di circa $12 \mu\text{m}$ nel piano trasverso e 66 o $77 \mu\text{m}$ lungo l'asse z a seconda che ci si trovi rispettivamente nel *barrel* o negli *endcaps*.
- otto piani di strisce (*strip*) di silicio (*SemiConductor Tracker*, SCT) anch'essi divisi in una zona di *barrel* ($|\eta| \leq 1.4$) e una di *endcaps* ($1.4 < |\eta| \leq 2.5$) di risoluzione $16 \mu\text{m}$ nel piano trasverso e $580 \mu\text{m}$ lungo l'asse z . Il sistema di *pixel* e *strip* permette di ricostruire mediamente quattro punti per traccia ad alta precisione.
- camere di *straw tubes* (*Transition Radiation Tracker*, TRT) che si estendono nel piano trasverso su $|\eta| \leq 2.5$. Qui la bassa risoluzione, $\sim 170 \mu\text{m}$ per *straw*, è compensata dall'elevato numero di punti rivelati per traccia, in media trentasei.

La risoluzione sulla misura dell'impulso trasverso è dipendente da diversi

parametri, in questo modo:

$$\frac{\Delta p}{p^2} = \frac{8}{0.3 \cdot B \cdot L^2} \cdot \Delta s \quad (2.4)$$

dove B è il campo magnetico (in Tesla), L è la lunghezza in metri della traccia ricostruita. Δs invece è dato dalla formula di Gluckstern:

$$\Delta s = \frac{\epsilon}{8} \sqrt{\frac{720}{N+4}} \quad (2.5)$$

dove ϵ è la risoluzione sulla misura del singolo punto, e N è il numero di punti misurati per traccia.

2.3 L'apparato calorimetrico

L'apparato calorimetrico di ATLAS (si veda la figura 2.7) è composto da un calorimetro elettromagnetico (ECAL) [12] per l'identificazione e le misure associate a fotoni ed elettroni, e da un calorimetro adronico (HCAL) [12][13] per i *jet* adronici. Il calorimetro elettromagnetico, composto da un blocco centrale, il *barrel*, e dai due *endcaps*, si trova all'esterno del solenoide centrale, e copre una regione in pseudo-rapidità $|\eta| \leq 3.2$. Il calorimetro adronico si suddivide in una zona di *barrel* fino a $|\eta| < 1.7$, una zona di *endcaps* per $1.5 < |\eta| < 3.2$, e il cosiddetto calorimetro in avanti (*forward calorimeter*) che lavora su una regione $3.1 < |\eta| < 4.9$. La prima e le ultime due parti sono di natura diversa, dovendo sottostare a condizioni fisiche diverse, e verranno descritte nel seguito del capitolo.

Nel complesso il calorimetro ha una struttura cilindrica che si sviluppa intorno al solenoide centrale. Il raggio esterno del calorimetro elettromagnetico è di 2.25 m, e questo si estende lungo l'asse dei fasci su ± 6.65 m. Il raggio esterno del calorimetro adronico che lo avvolge è invece pari a 4.25 m e lungo l'asse z si estende su ± 6.10 m.

2.3.1 Il calorimetro elettromagnetico

L'ECAL è un calorimetro a campionamento. È caratterizzato da una struttura a fisarmonica, schematizzata in figura 2.8. Questa è stata progettata per avere una copertura completa, senza zone morte in ϕ , massimizzando così

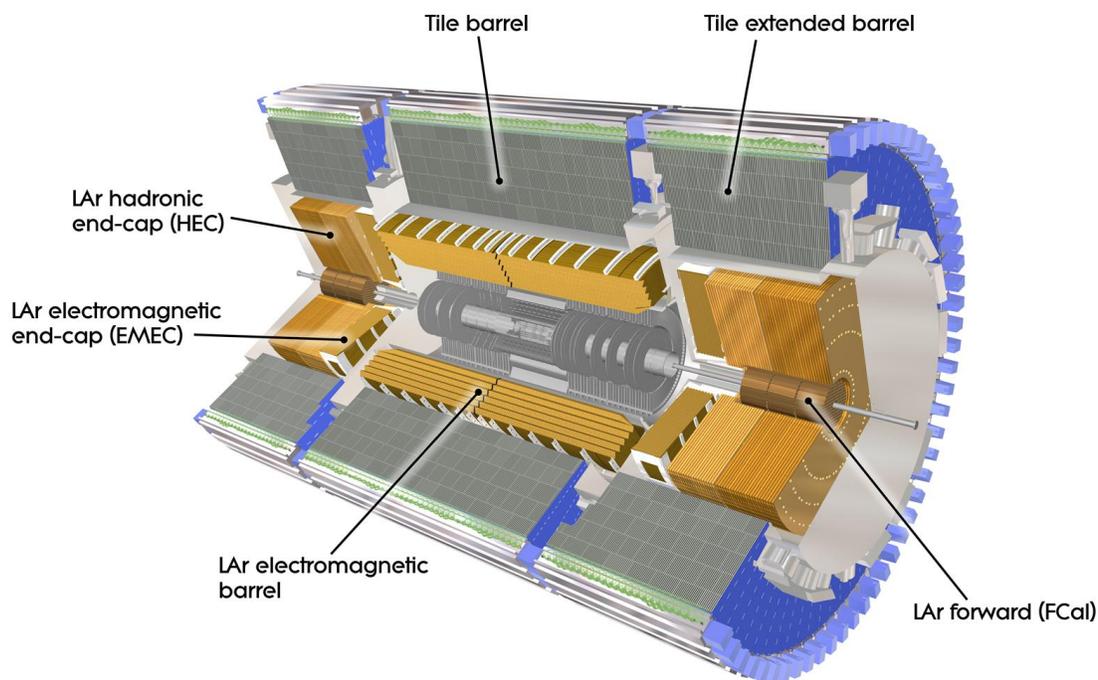


Figura 2.7 Rappresentazione grafica dell'apparato calorimetrico di ATLAS. In figura si vedono il *barrel* adronico e quello a liquid argon elettromagnetico, gli *endcaps* ad argon liquido adronici ed elettromagnetici e infine il calorimetro adronico in avanti.

l'accettanza geometrica del rivelatore. Il materiale attivo è dato da uno spessore di 2.1 mm di argon liquido (LAr), e viene alternato con piatti assorbitori di piombo di spessore che varia in funzione di η .

Il calorimetro è segmentato in celle di dimensione variabile a seconda della regione in η nella quale si trovano. Nella maggior parte dell'intervallo in pseudo-rapidità, in *barrel* e *endcaps*, si ha una granularità di circa $\Delta\eta \times \Delta\Phi \simeq 0.025 \times 0.025$. Lo spessore attraversato dalle particelle, dipendente dalla loro traiettoria, è in generale maggiore di 24 lunghezze di radiazione nel *barrel* e di 26 negli *endcaps*.

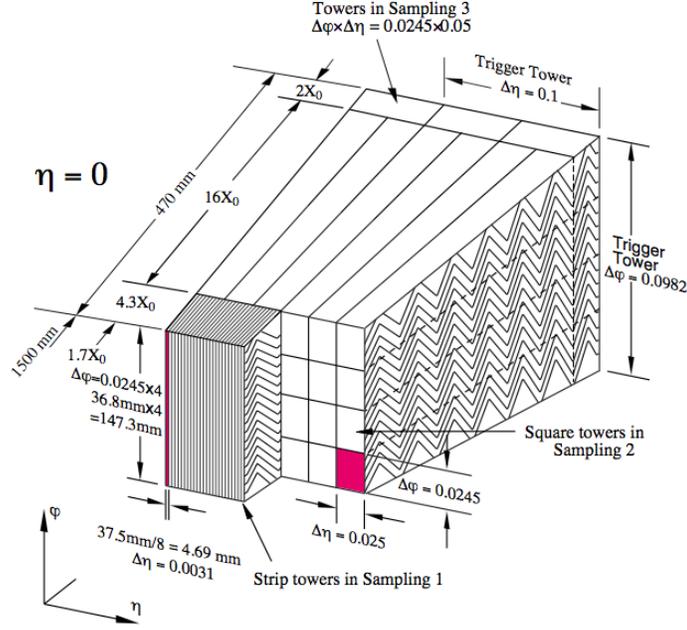


Figura 2.8 In figura la struttura a fisarmonica degli strati di piombo e argon liquido del calorimetro elettromagnetico. Sullo schema sono anche annotate le dimensioni delle celle di segmentazione dell'argon liquido nel *barrel*.

La risoluzione del calorimetro elettromagnetico di ATLAS in energia è pari a

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E[GeV]}} \oplus 0.3\%$$

Per la risoluzione in η si ha invece

$$\frac{40 \text{ mrad}}{\sqrt{E[GeV]}}$$

2.3.2 Il calorimetro adronico

Il calorimetro adronico di ATLAS è diviso in tre parti: il *barrel* centrale ($0.8 < |\eta| < 1.7$), due *extended barrel* identici ($0.8 < |\eta| < 1.7$) e gli *endcaps*. Il *barrel* e l'*extended barrel* sono stati costruiti secondo una struttura a campionamento alternando “mattonelle” (*tile*) di materiale plastico scintillante a strati di assorbitori in ferro. Gli *endcaps* e il *forward barrel*

invece, similmente al calorimetro elettromagnetico descritto nella sezione precedente, sono ad argon liquido, in questo caso però come assorbitore viene utilizzato il rame. Questa scelta di avere due rivelatori differenti a seconda dell'intervallo in η considerato è data dall'osservazione che a grandi valori di pseudo-rapidità si ha un flusso maggiore di radiazione, ed è quindi necessario un rivelatore più resistente. L'argon liquido soddisfa questo requisito.

Una caratteristica di fondamentale importanza nella progettazione dei calorimetri adronici è poi lo spessore del rivelatore in termini di lunghezze d'interazione. Il calorimetro adronico deve infatti contenere gran parte delle *shower* adroniche per effettuare misure precise. Deve inoltre minimizzare gli effetti di *punch-through*, ovvero rendere minimo il numero di particelle diverse da muoni che riescono a emergere dai calorimetri e raggiungere gli spettrometri esterni (si veda la sezione successiva). Il calorimetro adronico di ATLAS conta circa 10 lunghezze d'interazione (λ) di calorimetro attivo alle quali si sommano circa 1.5λ , a $\eta = 0$, di materiale morto.

2.4 Lo spettrometro a muoni

Le camere a muoni [14] sono l'ultimo livello di rivelatore, e servono per identificare i muoni e misurarne l'impulso. Questo viene fatto in generale a partire dalla deflessione indotta sulla traiettoria del muone dal campo magnetico, in ATLAS toroidale, in cui questo è immerso.

In ATLAS la misura di precisione della traccia nella direzione in cui questa viene deflessa viene effettuata da strati di *Monitored Drift Tubes* (MDT) su quasi tutto l'intervallo in η . Solo per grandi valori di pseudo-rapidità ($2 < |\eta| < 2.7$), nello strato più interno vicino alla direzione dei fasci, vengono usate delle *Cathode Strip Chambers* (CSC) che hanno una granularità più elevata. Lo spettrometro a muoni di ATLAS è rappresentato in figura 2.9.

Gli MDT sono dei tubi di deriva di 30 mm di diametro all'interno dei quali passa un filo ad alta tensione del diametro di $50 \mu\text{m}$. I tubi sono riempiti di una miscela di Argon e CO_2 ad alta pressione (3 bar). Ogni tubo ha una risoluzione di circa $80 \mu\text{m}$ nella misura delle coordinate della traccia sul piano $r - \eta$.

Le CSC sono invece camere proporzionali multifilo (*proportional multi-wire chambers*). Il segnale viene letto tramite delle *strip* disposte a griglia, sia parallelamente sia ortogonalmente ai fili, sul piano catodico. La risoluzione

sulla misura delle coordinate per questo tipo di rivelatori è pari a circa $60 \mu\text{m}$, migliore rispetto a quella degli MDT.

Le camere sono posizionate in maniera tale che i muoni uscenti dal vertice d'interazione attraversino tre stazioni. Nel *barrel* sono disposte a cilindro intorno alla direzione dei fasci, mentre negli *endcaps* sono installate verticalmente. La posizione delle stazioni è ottimizzata per ottenere la migliore risoluzione sulla misura dell'impulso e una copertura angolare sostanzialmente completa.

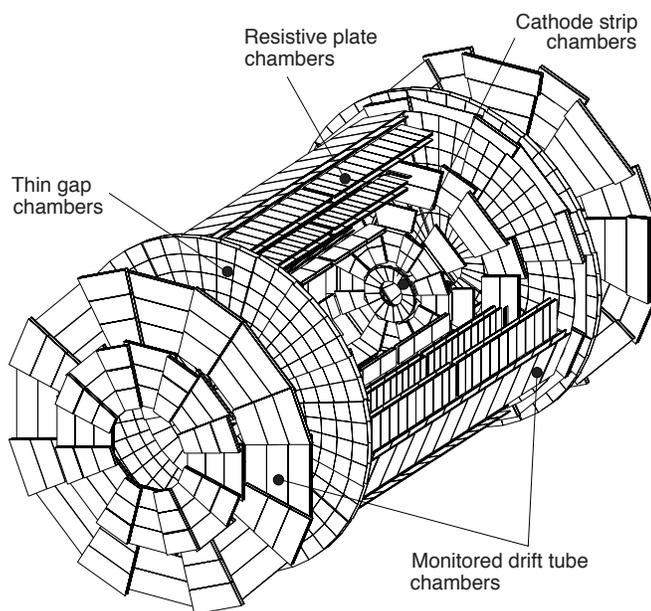


Figura 2.9 Schema complessivo dello spettrometro a muoni.

Il passaggio dei muoni è inoltre segnalato, fino a $|\eta| \leq 2.4$, dai trigger muonici. Nel *barrel* vi sono tre stazioni di *Resistive Plate Chambers* (RPC), poste su entrambi i lati della stazione di MDT centrale e all'interno di quella più esterna. Negli *endcaps* invece si hanno tre stazioni di *Thin Gap Chambers* (TGC) disposte vicino alla stazione centrale di MDT.

Gli RPC sono rivelatori a gas la cui unità di base è composta da due

strati di bachelite con nel mezzo un intervallo di 2 mm riempito con una miscela gassosa (97% di $C_2H_2F_4$ e 3% di C_4H_{10}). Questo sistema fornisce una risoluzione temporale di 1.5 ns. I TGC invece sono camere proporzionali multifilo che utilizzano una miscela di gas di CO_2 e $n - C_5H_{15}$, fornendo una risoluzione temporale di circa 5 ns.

La prossima sezione è interamente dedicata al funzionamento e alle strategie del trigger di ATLAS con particolare attenzione proprio al trigger muonico.

2.5 Il sistema di trigger

A LHC si ha una frequenza (*rate*) di incrocio dei fasci (*bunch-crossing*) di circa 40 MHz, dove la frequenza di interazione è stimata essere 10^9 Hz a una luminosità istantanea di 10^{34} $cm^{-2}s^{-1}$. Il *rate* di eventi selezionati e scritti in memoria permanentemente deve essere dell'ordine di ~ 100 Hz. Questo significa che è necessario ridurre la frequenza di eventi di un fattore complessivo di 10^6 , tale riduzione va però effettuata oculatamente, mantenendo cioè un'efficienza alta sugli eventi interessanti.

La riduzione della frequenza di eventi selezionati viene effettuata *online* dal sistema di trigger e acquisizione dati [15] [16]. In ATLAS il processo avviene su tre livelli, schematizzati in figura 2.10. Ognuno di essi contribuisce ad abbassare il flusso di eventi raffinando i tagli del livello precedente o, in alcuni casi, introducendo nuovi criteri di selezione. Nel seguito presenterò le caratteristiche principali dei tre livelli di trigger in ATLAS [17].

Il trigger di **primo livello** (LVL1) può accettare una frequenza massima di informazione di 75 kHz. Tenendo conto anche dell'elevata frequenza di *bunch-crossing*, la prima selezione sugli eventi deve essere effettuata in meno di ~ 2.5 μs .

Per rispettare i tempi molto stretti la selezione si basa sulle informazioni raccolte solo da alcune parti di rivelatore, o da rivelatori utilizzati con granularità ridotta. Ad esempio la selezione dei muoni ad alto impulso trasverso viene effettuata utilizzando solo gli RPC nel *barrel* e i TGC negli *endcaps*, e non usando invece i più sofisticati e lenti MDT e CSC. Per quanto riguarda invece le selezioni calorimetriche, ovvero su *jet* adronici o sciami elettromagnetici, viene utilizzata una granularità ridotta, ovvero vengono letti blocchi di celle.

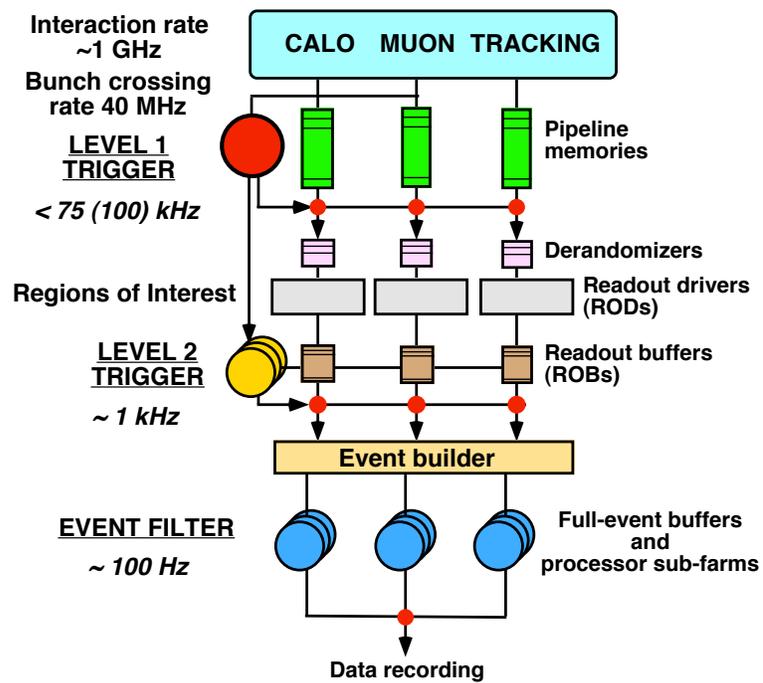


Figura 2.10 Schema rappresentante i tre livelli di trigger di ATLAS.

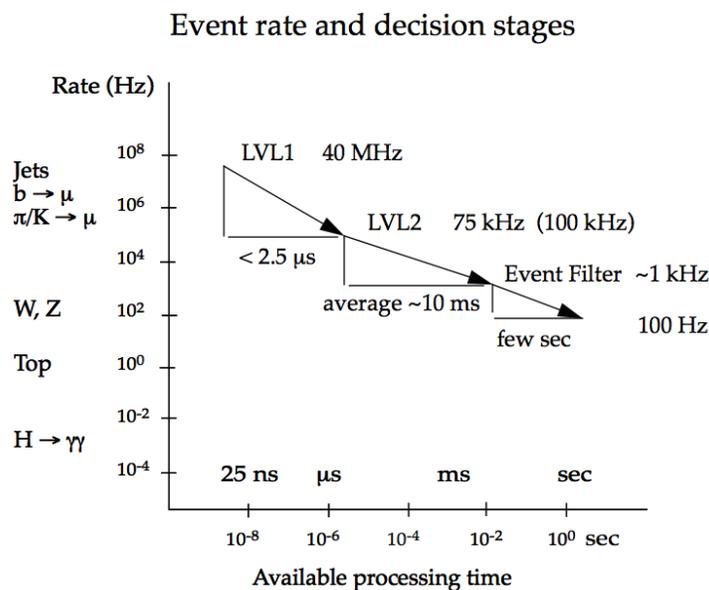


Figura 2.11 Sul grafico in figura sono rappresentati i *rate* degli eventi su cui vengono effettuate le selezioni, e i tempi di processamento di ciascuno dei tre livelli di trigger.

Il **secondo livello** di trigger (LVL2) dovrà ridurre il *rate* dai 75 kHz uscenti dal primo livello a circa 1 kHz. Il tempo utilizzato dal secondo livello per accedere e decodificare le informazioni del primo livello e dai rivelatori ed effettuare la selezione deve essere al massimo dell'ordine di 10-20 ms, e può variare a seconda dell'evento.

Questo livello utilizza le informazioni raccolte dal LVL1 nelle cosiddette regioni di interesse (*Regions of Interest, RoI*). Questo e i tempi relativamente più lunghi permettono di utilizzare un numero maggiore di rivelatori al massimo della granularità, raccogliendo però le informazioni sulle posizioni (η e ϕ), sul p_T o sulle energie depositate solo nelle zone che sono state identificate come interessanti dal primo livello.

Al LVL2, che fa uso di algoritmi semplici e rapidi di *software*, vengono ricostruite le particelle vere e proprie prodotte nell'evento e vengono migliorate notevolmente le misure delle loro caratteristiche. Nel caso dei muoni, ad esempio si possono combinare le informazioni raccolte nel tracciatore interno con quelle degli spettrometri a muoni, lavorando così con un braccio di leva notevolmente maggiore rispetto al primo livello per ottenere una misura del

p_T molto più precisa.

A questo livello è quindi possibile aumentare la reiezione sul fondo effettuando, nel caso dei muoni ad esempio, tagli più precisi sull'impulso trasverso. Inoltre l'utilizzo di algoritmi di *software* permette di fare uso di criteri diversi e più sofisticati rispetto alla soglia sull'impulso trasverso, come nel caso dell'isolamento muonico, sempre tenendo conto del tempo limitato a disposizione.

L'ultimo stadio della selezione dei dati *online* è l'**Event Filter** (EF). Questo terzo livello permette di scendere a un *rate* di circa 100 Hz, corrispondente alla scrittura di dati in memoria di circa 100 MB/s. I tempi a disposizione dell'EF sono molto più lunghi rispetto ai tempi del livello precedente, dell'ordine di 1 s. Questo permette di riadattare e utilizzare algoritmi *offline*, quindi più complessi rispetto a quelli del LVL2, per effettuare delle selezioni più accurate. È inoltre possibile utilizzare tutti i dati acquisiti rilevanti per la ricostruzione dell'evento.

2.5.1 Il trigger muonico

Nella presente sezione introdurrò brevemente il funzionamento del trigger muonico di ATLAS [18] con particolare attenzione agli algoritmi di secondo livello. La parte che si occupa della selezione dei muoni di segnale è anch'essa suddivisa in tre livelli. Un primo livello puramente *hardware*, e i due successivi *software* con tempistiche diverse tra di loro.

Il primo livello

Il primo livello del trigger muonico fa uso esclusivamente degli RPC nel *barrel* e dei TGC negli *endcaps*, ottenendo un'efficienza $\sim 98\%$. Si hanno tre stazioni in tutto nel *barrel*, RPC1, RPC2 e RPC3 e tre negli *endcaps*, TGC1, TGC2 e TGC3, dove la numerazione parte dallo strato più interno e aumenta andando verso l'esterno.

L'algoritmo a questo livello si basa sul principio delle "strade" (*roads*) schematizzato per il *barrel* in figura 2.12. Nel *barrel* se viene trovata una *hit* in RPC2, se ne cerca un'altra nelle altre due stazioni, o in una sola delle due. Questa ricerca all'interno di RPC1 e RPC3 però viene effettuata solo in una finestra di larghezza finita (*coincidence window*) intorno alla linea che congiunge la *hit* in RPC2 al punto di interazione, come mostrato

in figura 2.12. Essendo le tracce dei muoni deflesse dal campo magnetico secondo l'equazione (2.3), più è stretta la *coincidence window* più si stanno selezionando tracce poco curvate, e quindi impulsi trasversi elevati.

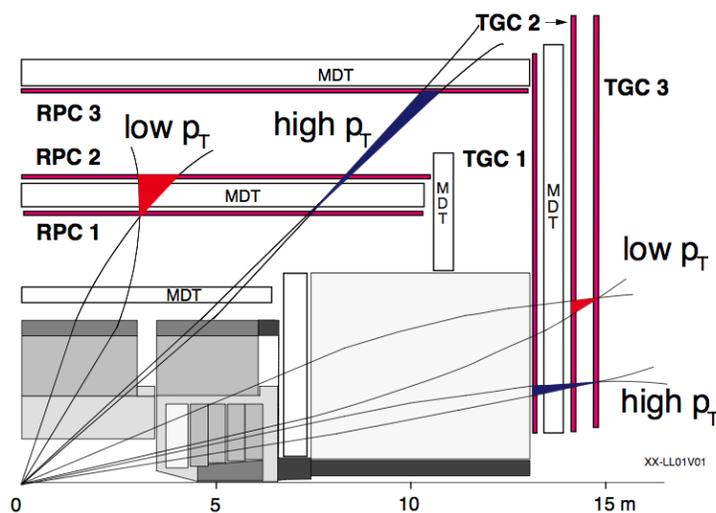


Figura 2.12 In figura è rappresentata la sezione longitudinale della zona di *barrel* dello spettrometro a muoni e dei trigger. Qui è mostrato il metodo di selezione dell'impulso trasverso al primo livello di trigger muonico, con l'uso delle *roads*, per muoni di alto e a basso p_T .

In generale si è deciso di utilizzare, nel *barrel*, due configurazioni di base: una detta di basso impulso trasverso, e l'altra di alto impulso trasverso. Nella prima si richiede solo la coincidenza delle *hit* nelle prime due stazioni (RPC1 e RPC2), ottenendo in generale una richiesta di impulso trasverso più bassa. Nella seconda configurazione invece si richiede la coincidenza spaziale anche con la terza stazione (RPC3). La configurazione a basso p_T verrà utilizzata principalmente per studi della fisica del B, in regime di bassa luminosità della macchina acceleratrice, la seconda invece, ad alto p_T , per gli studi e la ricerca di oggetti pesanti, come il bosone di Higgs.

Negli *endcaps* l'algoritmo utilizzato è analogo a quello appena descritto. Qui non esiste però distinzione tra regime a basso e ad alto impulso trasverso, si richiede sempre la coincidenza tra le tre stazioni di trigger muonici (TGC1, TGC2 e TGC3).

Il secondo livello

Al secondo livello di trigger dei muoni si effettua una selezione sui muoni candidati che hanno passato i tagli del primo livello. A questo livello si ha la possibilità di fornire una stima più precisa delle quantità fisiche associate a tali oggetti, come ad esempio il loro impulso trasverso o le coordinate ϕ e η . Inoltre, grazie all'accesso a una maggiore quantità di informazioni, a questo livello possono essere eliminate le tracce “finte” (*fake*).

L'algoritmo $\mu Fast$ effettua una prima stima del p_T facendo uso solo dello spettrometro a muoni. $\mu Fast$ conferma le *RoI* fornite dal LVL1 effettuando tale misura mediante l'uso degli MDT, oltre che degli RPC e TGC.

Nel *barrel* $\mu Fast$ lavora in tre fasi: il riconoscimento dello schema globale (*global pattern recognition*), un fit sulla traccia (*track fit*), e una stima dell'impulso trasverso (*fast p_T estimation*).

La prima fase avviene in due tempi. Prima viene ricostruito il passaggio del muone solo con gli RPC nelle *RoI* prodotte dal LVL1 muonico. Successivamente, in corrispondenza dei punti selezionati nel passaggio precedente, vengono aperte le finestre (*roads*) negli MDT e si raccolgono tutte le *hit* al loro interno. Per eliminare il fondo viene verificato che tali *hit* possano effettivamente andare a formare una traccia applicando un algoritmo di contiguità. Questo processo è ricorsivo: ad ogni passo si calcola la posizione media del gruppo (*cluster*) di tracce e lo *hit* che devia di più da tale media viene eliminato. Il processo viene interrotto quando resta un solo tubo “colpito” (*hit tube*) per ogni strato di MDT.

Successivamente si effettua un fit. Si usa come approssimazione della traccia del muone l'insieme di segmenti allineati ricostruiti nelle diverse stazioni MDT, dove un segmento è definito come un insieme di almeno quattro *hit*. Si effettua quindi un fit su questi segmenti, ottenendo i cosiddetti “super punti”, ovvero i punti in cui la retta del fit attraversa il centro di ciascuna delle camere MDT.

Questi “super punti” vengono utilizzati nella fase successiva, il cui obiettivo è la misura dell'impulso trasverso. Si costruisce una sagitta (s_m) a partire dalla retta passante dai tre “super punti” (uno per ogni camera). Da questa si ricava il p_T del muone secondo la relazione:

$$\frac{1}{s_m} = A_0 \cdot p_T + A_1 \quad (2.6)$$

dove A_0 dipende dalla configurazione dello spettrometro, mentre A_1 tiene

conto dell'energia persa dal muone nel calorimetro.

Negli *endcaps* il procedimento è diverso in quanto il campo magnetico a grandi valori di pseudo-rapidità ha un andamento complesso, e inoltre si hanno due sole stazioni di MDT. Le fasi in questo caso sono solo due: il riconoscimento del *pattern* globale mediante l'uso dei TGC prima e degli MDT dopo, analogamente all'algoritmo nel *barrel*, e la stima dell'impulso trasverso del muone. Tale stima viene effettuata misurando l'angolo (α) tra la direzione ricostruita negli MDT nella fase di *pattern recognition* e la direzione ottenuta collegando il vertice nominale d'interazione alla posizione media degli *hits* nelle camere. L'impulso trasverso viene poi estratto usando la relazione:

$$\frac{1}{p_T} = A_0 \cdot \alpha + A_1 \quad (2.7)$$

dove A_0 e A_1 sono gli stessi parametri usati nella relazione (2.6).

Negli *endcaps* se possibile la misura viene effettuata utilizzando entrambe le stazioni di MDT. Quando questo non è possibile, ovvero quando non si hanno *hits* nella camera più esterna, viene effettuata in un primo tempo la fase di *pattern recognition* utilizzando solo i TGC. Solo se l'impulso trasverso stimato mediante questo procedimento è abbastanza elevato da passare i tagli la misura verrà raffinata utilizzando anche gli MDT.

Dopo la conferma della traccia da parte dell'algoritmo $\mu Fast$, questa viene passata a un secondo algoritmo di LVL2, $\mu Comb$. Quest'ultimo combina appunto le informazioni raccolte da $\mu Fast$ nello spettrometro a muoni con le tracce ricostruite nella *RoI* dagli algoritmi del trigger di secondo livello del tracciatore interno. La misura del p_T risulta così più precisa, essendo stata effettuata facendo uso di un braccio di leva maggiore.

Nella versione di $\mu Comb$ utilizzata nello sviluppo dell'algoritmo di isolamento viene usato come algoritmo di tracciamento nel rivelatore interno *ID-Scan* (descritto nella sezione 2.6), che utilizza le informazioni raccolte esclusivamente nel rivelatore a pixel e nell'SCT. Il TRT viene escluso in questo caso a causa della grande quantità di tempo necessaria per acquisire le informazioni, dipendente dal grande numero di punti ricostruiti per traccia. Si è osservato infatti che la relativa perdita in risoluzione è piccola.

Nell'algoritmo $\mu Comb$ possono essere isolate due fasi successive: una pre-selezione delle tracce nell'ID facendo una combinazione (*matching*) spaziale con la traccia del muone di $\mu Fast$, e successivamente la selezione definitiva combinando questa volta gli impulsi trasversi.

- Il **matching geometrico** viene effettuato calcolando le differenze in η , ϕ e z tra la traccia del muone ricostruita da $\mu Fast$ e le tracce nell'ID, con ϕ e z quelli estrapolati in entrambi i casi sulla superficie interna del calorimetro. Le tracce nell'ID vengono selezionate o meno a seconda che le differenze siano tutte entro una finestra fissata (*matching window*).
- Su queste tracce candidate viene poi applicata una **selezione sull'impulso trasverso**. Come prima cosa viene calcolato un impulso trasverso medio pesato con le risoluzioni del tracciatore interno e di $\mu Fast$. Si fa poi la differenza tra l'impulso trasverso medio e gli impulsi trasversi della traccia di $\mu Fast$ o di ciascuna di quelle selezionate per il tracciatore interno. A partire da queste differenze si calcola poi un χ^2 . La traccia migliore nel tracciatore, selezionata da $\mu Comb$, è quella corrispondente al valore minimo del χ^2 , e viene selezionata se questo sta sotto una soglia fissata.

A questi due algoritmi di base possono succedere, a seconda della misura che si vuole effettuare, algoritmi più complessi che introducono l'utilizzo di ulteriori parti di rivelatore. Nel seguito parlerò estesamente dell'algoritmo di isolamento muonico (μIso), che fa uso dell'apparato calorimetrico e del tracciatore interno. In μIso possono essere utilizzati o i muoni selezionati da $\mu Fast$, e la corrispondente stima del p_T , o quelli selezionati dall'uso in serie di $\mu Fast$ e $\mu Comb$.

Il terzo livello: *Event Filter* (EF)

L'*Event Filter* (EF) lavora su ordini di grandezza di tempi elevati rispetto agli altri due livelli, dell'ordine del secondo. Questo permette di utilizzare a questo stadio algoritmi *offline* riadattati all'ambiente del trigger. Questo è il caso dei due algoritmi attualmente utilizzati in maniera combinata per ricostruire e selezionare le tracce muoniche al terzo livello: MOORE (*Muon Object Oriented REconstruction*) e MuId (*Muon Identification*).

MOORE ricostruisce le tracce muoniche utilizzando esclusivamente le camere a muoni. Inizialmente cerca in tutto il rivelatore delle regioni attive. In queste regioni effettua una *pattern recognition* e successivamente un fit sui punti ricostruiti. La traccia ottenuta alla fine è fornita insieme ai parametri che la caratterizzano (η , ϕ , p_T, \dots) nel primo punto misurato nello spettrometro.

MuId associa poi questa traccia alle corrispondenti tracce nell'ID utilizzando anche le informazioni fornite dal calorimetro. Gli oggetti risultanti alla fine sono muoni identificati con i parametri caratteristici misurati nella regione di interazione.

La combinazione dei due algoritmi ricostruisce quindi la traccia del muone in maniera ottimale nella regione di interazione. Fornisce inoltre la probabilità che la traccia risultante sia compatibile con il passaggio di un muone nel rivelatore.

Configurazioni del trigger muonico

Al primo livello di trigger muonico corrisponde una combinazione di richieste, ovvero condizioni di trigger, applicate agli oggetti candidati identificati dai trigger di muoni. Si hanno diverse richieste corrispondenti a soglie sull'impulso trasverso:

- soglie di basso momento: MU0, MU5, MU6, MU8, MU10
- soglie di alto momento: MU11, MU20, MU40

dove il numero corrisponde al momento trasverso minimo richiesto. MU0 corrisponde all'assenza di richiesta, ovvero a una *coincidence window* completamente aperta, e viene usato ad esempio in fase di *commissioning* per effettuare misure sui raggi cosmici. Il primo livello fornisce anche una stima di η e ϕ della *RoI* considerata.

Successivamente si hanno il secondo livello e l'EF, detti anche "trigger di alto livello" (*High Level Trigger*, HLT). Questi ricevono le *RoI* dal primo livello e applicano una serie di tagli sempre più precisi che affinano la misura e quindi la selezione, traendo nuove informazioni dal rivelatore.

I progressi nella misura delle caratteristiche dell'oggetto considerato sono regolati e portati avanti da un tipo specifico di algoritmi, cosiddetti FEX (*Feature Extraction Algorithms*), che richiedono le informazioni al rivelatore per identificare le signature rilasciate dall'evento nella *RoI*. Se ci sono effettivamente dei miglioramenti nella misura sono gli stessi algoritmi che modificano le coordinate e l'impulso.

Successivamente le signature dell'evento identificate dagli algoritmi FEX vengono esaminate dagli algoritmi di ipotesi (HYPO). Questi devono verificare che le signature soddisfino le richieste dell'HLT. Gli algoritmi di ipotesi

$\mu Fast: p_T^{minimo} (GeV/c)$				
	$ \eta < 1.05$	$1.05 < \eta < 1.5$	$1.5 < \eta < 2.0$	$2.0 < \eta < 2.4$
<i>mu4</i>	3.0	2.5	2.5	2.5
<i>mu5</i>	4.6	3.3	4.0	4.5
<i>mu6</i>	5.4	4.5	4.9	5.3
<i>mu8</i>	7.2	6.7	6.4	7.3
<i>mu10</i>	8.9	9.0	8.4	9.2
<i>mu11</i>	9.8	10.1	9.3	10.1
<i>mu15</i>	13.0	14.0	13.0	14.0
<i>mu20</i>	17.5	18.5	17.0	18.0
<i>mu40</i>	31.5	30.0	28.5	32.5

Tabella 2.1 Soglie applicate nelle diverse configurazioni dall'algoritmo $\mu Fast$ sull'impulso trasverso del muone nelle regioni del *barrel* ($|\eta| < 1.05$) e nelle tre zone di *endcaps* calorimetrici (EC1: $1.05 < |\eta| < 1.5$, EC2: $1.5 < |\eta| < 2.0$, EC3: $2.0 < |\eta| < 2.4$).

di base sono *MufastHypo* e *MucombHypo* per il secondo livello e *TrigMooreHypo* per l'*event filter*. A seconda dell'impostazione del menù di trigger questi possono essere seguiti da altri test d'ipotesi, come ad esempio quello di isolamento *muIsol*, di cui si parlerà in seguito.

Tutti i candidati passano attraverso uno stesso processo di selezione. Dopo aver superato il primo livello il candidato viene passato all'algoritmo $\mu Fast$ che ricostruisce la traccia corrispondente nelle camere a muoni e ne misura coordinate (η e ϕ) e impulso trasverso come descritto nella sezione 2.5.1. Successivamente *MufastHypo* verifica che il p_T superi una certa soglia. Le soglie sull'impulso trasverso nelle diverse configurazioni, ad alto e a basso p_T , sono illustrate nella tabella 2.5.1.

Successivamente l'algoritmo $\mu Comb$ effettua una misura più precisa delle caratteristiche del muone utilizzando quello ricostruito nelle camere da $\mu Fast$ e combinandolo con le tracce ricostruite nella *RoI* dagli algoritmi di tracciamento dell'ID *IDScan* (o in futuro *SITrack*) come descritto nella sezione 2.5.1. Nuovamente l'affinamento della ricostruzione è seguito dalla verifica effettuata dall'algoritmo d'ipotesi *MucombHypo*. Le soglie di quest'ultimo sono riportate, per le diverse combinazioni, nella tabella 2.5.1.

Nell'EF si ha un procedimento analogo. Inizialmente si ricostruisce la traccia del muone utilizzando solo le informazioni dello spettrometro a muoni, con l'algoritmo *TrigMoore*. Poi queste informazioni vengono combinate con

$\mu Comb: p_T^{minimo} (GeV/c)$				
	$ \eta < 1.05$	$1.05 < \eta < 1.5$	$1.5 < \eta < 2.0$	$2.0 < \eta < 2.4$
<i>mu4</i>	3.0	2.5	2.5	2.5
<i>mu5</i>	4.9	4.8	4.8	4.8
<i>mu6</i>	5.8	5.8	5.8	5.6
<i>mu8</i>	7.8	7.7	7.7	7.7
<i>mu10</i>	9.8	9.5	9.6	9.7
<i>mu11</i>	10.8	10.4	10.6	10.6
<i>mu15</i>	14.5	14.0	14.0	14.5
<i>mu20</i>	19.5	18.5	18.5	18.5
<i>mu40</i>	37.5	37.0	37.0	35.0

Tabella 2.2 Soglie applicate nelle diverse configurazioni dall'algoritmo $\mu Comb$ sull'impulso trasverso del muone nelle regioni del *barrel* ($|\eta| < 1.05$) e nelle tre zone di *endcaps* calorimetrici (EC1: $1.05 < |\eta| < 1.5$, EC2: $1.5 < |\eta| < 2.0$, EC3: $2.0 < |\eta| < 2.4$).

quelle degli algoritmi del tracciatore interno.

Nel complesso gli algoritmi di ipotesi definiscono un insieme di soglie in impulso trasverso da applicare al muone candidato. Le soglie effettive sono calcolate in maniera tale che alla soglia nominale si abbia il 90% dell'efficienza. Le soglie effettive sono quindi in generale più basse di quelle nominali.

2.6 Gli algoritmi di secondo livello nell'ID

Nel capitolo 3 parlerò dello sviluppo dell'algoritmo di isolamento nel tracciatore interno. In questa parte del mio lavoro di tesi ho utilizzato le tracce ricostruite da alcuni algoritmi del secondo livello di trigger dell'ID: *IDScan* e *SITrack* [19]. Il primo utilizza solo il rivelatore a *pixel* e l'SCT ma non il TRT per contenere i tempi di acquisizione. Il secondo utilizza invece anche i punti rivelati dal TRT. In questa sezione mi propongo di illustrare brevemente il funzionamento di questi algoritmi.

IDScan

IDScan è un insieme di algoritmi che fanno una *pattern recognition* e la conseguente ricostruzione di traccia al secondo livello di trigger nell'ID. Questi algoritmi determinano in un primo tempo la posizione sull'asse z del vertice d'interazione, e successivamente ricostruiscono le tracce considerando solo i gruppi di punti spaziali che riconducono al vertice ricostruito.

- Il primo algoritmo ricostruisce la posizione del vertice d'interazione lungo la direzione dei fasci. Per fare questo in un primo tempo suddivide la *RoI* dell'evento in sezioni parallele al piano $r - \phi$ uguali tra di loro. La dimensione delle sezioni dipende da quale impulso trasverso minimo viene accettato dal trigger, e dal livello di *hits* di fondo nel tracciatore.

Ogni punto spaziale viene accoppiato con un altro che si trovi nella stessa sezione di *RoI* o in una sezione adiacente. A partire da ogni coppia si misura una coordinata z facendo un'estrapolazione lineare fino alla linea dei fasci. Nel fare questo ci si avvale del fatto che, essendo il tracciatore immerso nel campo solenoidale descritto in 2.1, non c'è deflessione sul piano $r - z$, ortogonale ad esso.

Successivamente si riempie un istogramma con i valori di z misurati per ogni coppia. Il picco (o i picchi) identifica il vertice d'interazione. Il vertice vero viene identificato in più del 98% delle *RoI* con una risoluzione tra i 150 e i 200 μm per le *RoI* centrali.

- Il secondo algoritmo calcola la coordinata η di ognuno dei punti spaziali nella *RoI* e riempie un istogramma in due dimensioni con (η, ϕ) . Per alti impulsi trasversi, ovvero per tracce che sottendono piccoli angoli solidi, i punti appartenenti a una stessa traccia formano un *cluster* di bin nell'istogramma, detto gruppo.
- Il terzo algoritmo serve per eliminare dai gruppi i punti sparsi (*random*), ovvero che non appartengono realmente a una traccia, e per separare le tracce in caso si abbiano dei gruppi che ne contengono più di una. Per fare questo si prendono inizialmente tutti gli insiemi di tre punti all'interno di ogni gruppo. Ad ogni tripletto di punti può essere associato nel piano trasverso un angolo ϕ_0 e un impulso trasverso.

Viene riempito un istogramma in due dimensioni con le coppie $(\phi_0, \frac{1}{p_T})$.

Si considerano nel seguito solo le combinazioni di ϕ_0 e $\frac{1}{p_T}$ che contengano punti provenienti da almeno quattro diversi strati di silicio.

- L'ultimo algoritmo serve per ridurre il numero di gruppi “finti” (*fake*), ovvero composti da alcuni punti *random* e da pochi altri relativi a una traccia vera. Per fare questo l'algoritmo identifica i gruppi che hanno in comune almeno due o tre punti (a seconda del tipo di *RoI*), e li elimina tutti a parte quello che ne contiene la maggior parte. Inoltre un gruppo può essere rimosso anche se ha in comune più del 45% dei punti con un altro.

Questi algoritmi effettuano in questo modo la *pattern recognition*. I gruppi di punti che hanno superato tutti i test vengono quindi passati a un algoritmo che procede facendo il fit della traccia.

SITrack

L'algoritmo *SITrack* è un algoritmo di ricostruzione di traccia che lavora su tutti e tre gli strati di tracciatori in silicio. Come primo passo nell'algoritmo vengono definiti i cosiddetti “strati logici” (*logical layers*). Questi corrispondono a una lista degli strati di rivelatore numerata a partire dallo strato più interno e che aumenta allontanandosi dalla direzione del fascio. Uno stesso strato fisico può in generale contenere più *logical layers*.

I punti spaziali rivelati vengono associati ciascuno alla corrispondente *logical layer*. Si formano così dei gruppi di punti. Successivamente si procede con la *pattern recognition* combinatoriale, che si sviluppa in cinque fasi:

- **Accoppiamento combinatoriale di due punti nelle due *logical layers* più interne.** Le coppie rappresentano il punto di partenza (*seed*) dal quale si ricostruirà la traccia. A partire dal *seed* viene fatta un'estrapolazione in linea retta fino alla direzione del fascio (si veda la figura 2.13). A questo punto viene applicato un taglio sul parametro d'impatto trasverso, che fissa anche l'impulso trasverso minimo delle particelle ricostruite dal tracciatore. Il parametro d'impatto è definito come la distanza minima tra la traccia e il vertice d'interazione nominale (0, 0, 0), in questo caso proiettata sul piano trasverso.
- **Ricostruzione eventuale del vertice d'interazione primario, usata per eliminare le tracce che non originano da esso.** La posizio-

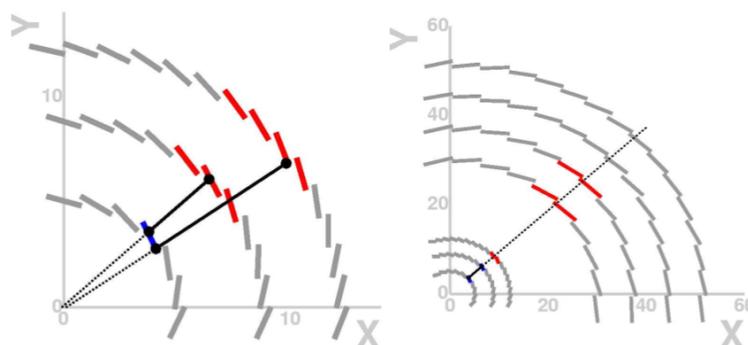


Figura 2.13 Schema rappresentante il metodo di formazione dei *seed* sulla sinistra, e la loro estensione sulla destra.

ne del vertice lungo la direzione del fascio viene identificata riempiendo un istogramma con il parametro d'impatto longitudinale del *seed*, e cercando i punti di massimo. Si può avere più di un vertice, però i *seed* che non puntano verso nessuno di essi vengono eliminati. Questo secondo procedimento dell'algoritmo viene saltato se si stanno studiando eventi a bassa molteplicità, come la ricostruzione di un leptone isolato.

- **Estensione dei *seed*.** Ogni *seed* viene esteso, facendo un'estrapolazione in linea retta fino alla *logical layer* più esterna (si veda la figura 2.13), come illustrato in figura 2.13. Si formano così uno o più tripletti di punti per ogni *seed* (*extended seed*). Per ognuno degli *extended seed* viene quindi fatto un fit, lineare sul piano longitudinale e circolare su quello trasverso.
- **Unione degli *extended seed* per formare una traccia completa.** Questo viene fatto raggruppando tutti i tripletti che hanno parametri di fit simili ed eliminando quelli che non hanno nessun compagno. Viene quindi ripetuto il fit sui piani trasverso e longitudinale questa volta su tutta la traccia.
- **Eliminazione dei "cloni".** Due cloni sono due tracce diverse che hanno la maggior parte dei loro punti in comune. Tra tutte le tracce che hanno dei punti in comune vengono tenute solo quelle che ne contengono la maggior parte. Se due tracce hanno lo stesso numero di punti in comune, viene selezionata quella il cui fit ha dato un χ^2 minore.

Sulle tracce così ottenute viene successivamente effettuato un ulteriore fit.

Capitolo 3

L'algoritmo di isolamento

In questa tesi è stato sviluppato un algoritmo di isolamento muonico che lavorerà al secondo livello del trigger di ATLAS, chiamato μIso . L'obiettivo di questo algoritmo è tenere sotto controllo la *rate* di muoni di fondo mantenendo relativamente basso il taglio sull'impulso trasverso. Questo è reso possibile dall'introduzione di un criterio di separazione ulteriore, oltre alla soglia in impulso, tra muoni di segnale e muoni di fondo: l'isolamento.

Nella sezione 3.1 verranno discusse le motivazioni di fisica sulle quali si basa l'algoritmo di isolamento. Si parlerà degli eventi rari studiati ad ATLAS che possono produrre muoni isolati, e verranno descritti i fondi dominanti che possono essere combattuti dall'uso di questo algoritmo.

L'algoritmo prende le informazioni sui muoni da $\mu Fast$ o dall'uso in serie di $\mu Fast$ e $\mu Comb$. Sono state trattate entrambe le strategie per ottenere un algoritmo flessibile e che meglio si adatti alle diverse possibili strategie complessive.

La strategia iniziale è stata di sviluppare μIso come un algoritmo di isolamento calorimetrico, utilizzando le informazioni provenienti dal primo livello di trigger dei calorimetri elettromagnetico e adronico. Questo procedimento è descritto nella sezione 3.2. Successivamente l'algoritmo di isolamento è stato esteso per includere il tracciatore interno. In questa parte dello sviluppo, descritta nella sezione 3.3, si fa uso degli algoritmi di tracciamento $IDScan$ o $SITrack$, oltre che di $\mu Fast$ e $\mu Comb$, presentati nella sezione 2.6.

3.1 Motivazioni fisiche

L'algoritmo di isolamento al secondo livello del trigger muonico è stato introdotto come criterio di selezione per studiare i muoni prodotti nei decadimenti dei bosoni Z e W . Questo tipo di eventi è interessante ad esempio nel caso della ricerca del bosone di Higgs nei canali di decadimento $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \mu^\pm 2\nu$, $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\mu^\pm$ e $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 2\mu^\pm 2e^\pm$. A causa dell'elevato *branching ratio* di questi canali per un Higgs di massa compresa tra i 130 e i 170 GeV/c², questi sono considerati i canali favoriti per la scoperta dell'Higgs in questo intervallo di massa.

Gli eventi di fondo dominanti rispetto ai decadimenti leptonici delle coppie di W e Z prodotte dal decadimento di un Higgs si possono distinguere in irriducibili e riducibili. I primi sono fondi che producono stati finali che possono simulare il segnale nel rivelatore, i secondi sono invece fondi fisici, cioè hanno le stesse particelle prodotte da eventi di segnale nello stato finale.

In generale, per un Higgs che decade in muoni, i fondi dominanti sono:

irriducibili:

- produzione di coppie WW , ZZ o WZ

riducibili:

- produzione di coppie $t\bar{t}$ e Wt
- produzione di coppie $b\bar{b}$ e $c\bar{c}$ che decadono semileptonici

Nel caso specifico dei muoni, in particolare, i fondi riducibili dominanti cambiano a seconda dell'impulso trasverso selezionato. A basso impulso trasverso (~ 6 GeV/c) sono dominanti i muoni prodotti nei decadimenti in volo di pioni e kaoni. All'aumentare del p_T , per valori intermedi, il contributo dominante è invece fornito dai decadimenti semileptonici di coppie di quark b e c . Per elevati valori di impulso trasverso ($\gtrsim 15$ -20 GeV/c), in corrispondenza dei quali si ha larga produzione dei muoni di segnale, il contributo del fondo $b\bar{b}$ e $c\bar{c}$ resta importante.

Gli algoritmi $\mu Fast$ e $\mu Comb$ non possono intervenire per abbassare la *rate* di tali eventi di fondo in maniera efficace, in quanto il fondo stesso produce muoni reali di medio e alto p_T . L'unico modo di mantenere la *rate* a livelli accettabili con questi algoritmi è porre una soglia minima elevata

in impulso trasverso, in modo tale da lavorare in un intervallo di energia in cui i decadimenti semileptonici di $b\bar{b}$ e $c\bar{c}$ avvengono più raramente. Questo procedimento comporta tuttavia lo svantaggio di degradare l'efficienza del segnale, soprattutto nel caso di un Higgs leggero ($\sim 130 \text{ GeV}/c^2$).

La principale differenza tra i muoni di fondo e quelli di segnale è che i primi sono prodotti all'interno di *jet*, mentre i secondi sono prodotti isolati. Si può quindi pensare di sviluppare un criterio che permetta di distinguere i muoni che vengono prodotti isolati da quelli che invece vengono prodotti non-isolati, studiando ad esempio la quantità di energia rilasciata dall'evento nei calorimetri, oppure considerando le tracce ricostruite nell'ID intorno a quella del muone. L'uso combinato di questo metodo con gli algoritmi di ricostruzione dei muoni μFast e μComb permetterebbe quindi, introducendo un nuovo criterio di selezione, di tenere sotto controllo la *rate* di eventi di fondo, senza dover alzare la soglia sull'impulso trasverso dei muoni.

Requisiti fondamentali per l'algoritmo di trigger e le sue variabili sono:

- rapidità di acquisizione dei dati dal calorimetro ed eventualmente dal tracciatore interno e di processamento degli stessi
- utilizzo di variabili che siano ben riprodotte dalle simulazioni Monte Carlo se confrontate ai dati sperimentali
- utilizzo di variabili con un buon potere di separazione di segnale e fondo

È inoltre desiderabile che le variabili dell'algoritmo siano di significato fisico diretto, come ad esempio nel caso delle variabili cinematiche. Questo renderebbe più semplice il comportamento dell'algoritmo e dei rivelatori durante il controllo *online* di presa dati, e quindi più rapida l'individuazione di eventuali problemi o malfunzionamenti degli stessi.

3.2 L'algoritmo calorimetrico

L'algoritmo di isolamento nel calorimetro elettromagnetico e in quello adronico si basa sull'idea di costruire un cono intorno alla *RoI* del muone, e studiare l'energia depositata al suo interno. Questo cono è rappresentato dalla condizione $\Delta R \leq \Delta R^{max}$ con ΔR^{max} da determinare e con:

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} \quad (3.1)$$

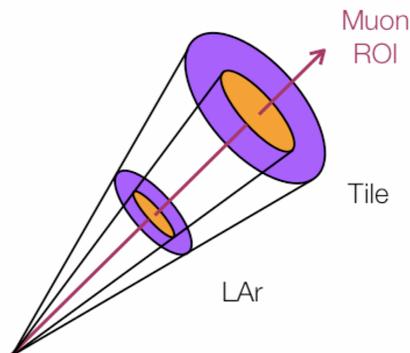


Figura 3.1

Le differenze $\Delta\eta$ e $\Delta\phi$ sono calcolate tra la direzione del muone ricostruito dagli algoritmi del secondo livello di trigger muonico ($\mu Fast$ o $\mu Fast$ e $\mu Comb$) e la posizione della cella calorimetrica che si sta considerando.

È necessario scegliere un valore di ΔR^{max} adeguato. Per fare questo bisogna tenere conto del fatto che l'operazione di acquisizione delle informazioni delle celle calorimetriche contenute nel cono prende tanto più tempo quanto più è grande ΔR (3.1). Il tempo necessario all'acquisizione dei dati rappresenta più del 90% del tempo complessivo di processamento dell'algoritmo. In particolare per poter restare entro un tempo complessivo dell'ordine di 10 ms si deve avere $\Delta R^{max} \leq 0.40$.

D'altra parte per fare in modo che l'algoritmo sia efficace è necessario che il cono contenga la maggior parte dell'energia depositata dagli eventi di fondo per distinguerli dai muoni isolati del segnale. È stato verificato che la reiezione sul fondo è massima se si pone proprio $\Delta R^{max} = 0.40$. Questa è anche la dimensione dei coni utilizzati nella ricostruzione dei *jet* adronici al primo e secondo livello di trigger, il che ci permette di assumere che sia sufficiente per contenere buona parte dei *jet* all'interno dei quali sono prodotti i muoni di fondo.

Il muone stesso deposita energia nel calorimetro. Per migliorare le prestazioni dell'algoritmo si è deciso quindi di suddividere il cono in due regioni concentriche: il cono interno (*inner cone*) e la corona esterna (*outer ring*) (figura 3.1). L'*inner cone* deve contenere tutta l'energia depositata dal muone, mentre l'*outer ring* conterrà solo il rumore elettronico dei calorimetri nel caso di un muone di segnale, e anche l'energia depositata dal *jet* nel caso del

fondo.

Le variabili considerate nello sviluppo dell'algoritmo di isolamento sono in tutto dieci, cinque per il calorimetro elettromagnetico e cinque per quello adronico. Queste variabili sono:

- l'energia trasversa depositata nell'*inner cone* (ΣE_T^I)
- l'energia trasversa depositata nell'*outer ring* (ΣE_T^R)
- il numero di celle sopra-soglia ($E > 60$ MeV) nell'*inner cone* ($\Sigma NCell^I$)
- il numero di celle sopra-soglia nell'*outer ring* ($\Sigma NCell^R$)
- la variabile di isolamento (*Iso*), definita come: $Iso = \frac{\Sigma E_T^I}{(\Sigma E_T^I + \Sigma E_T^R)}$

Per fissare il ΔR di separazione tra l'*inner cone* e l'*outer ring*, abbiamo studiato le distribuzioni in funzione di R di alcune di queste variabili: l'energia, l'energia trasversa e il numero di celle sopra-soglia (le ultime due sono rappresentate rispettivamente nelle figure 3.2 e 3.3), misurate in un cono $\Delta R \leq R$.

Come si vede nelle figure 3.2 e 3.3 mentre il fondo (in rosso) cresce in maniera piuttosto regolare su tutto l'intervallo di R considerato, il segnale (in nero) cambia pendenza ad un R abbastanza ben definito. Questa variazione della pendenza è dovuta al fatto che il muone deposita una quantità limitata di energia, tutta contenuta in un cono di raggio R_{inner} da determinare. A partire dalle distribuzioni mostrate si sono scelte come dimensioni dell'*inner cone*: $R_{inner}^{ECAL} = 0.07$ (equivalente a un numero di celle variabile fra uno a tre a seconda di η) e $R_{inner}^{HCAL} = 0.1$ (una cella).

Idealmente per R maggiori di R_{inner} l'andamento dovrebbe diventare costante in quanto non si ha più energia depositata da sommare. Questo nella realtà non avviene a causa del rumore elettronico del calorimetro, che come si vede è maggiore nel calorimetro ad argon liquido piuttosto che in quello adronico. Per questo motivo si osserva che la pendenza della curva diminuisce ma non diventa nulla.

Per limitare il rumore elettronico in tutta la nostra ottimizzazione si considerano solo celle con un minimo di energia depositata di 60 MeV. Questa soglia è stata ottimizzata nella fase iniziale di studio dell'algoritmo [24]. L'ottimizzazione è stata fatta studiando le stesse distribuzioni delle figure 3.2 e 3.3

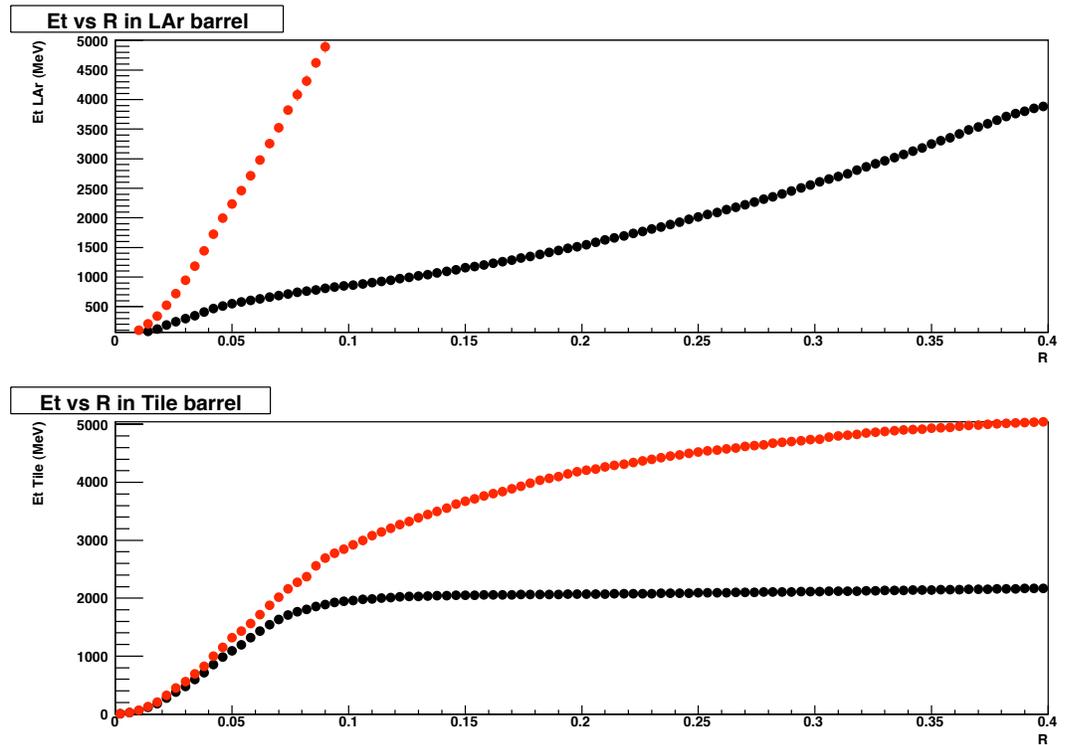


Figura 3.2 In queste figure è illustrato l'andamento della somma dell'energia trasversa depositata entro un cono $\Delta R \leq R$ al variare di R. Il fondo $B\bar{B} \rightarrow \mu^+\mu^- + X$ è rappresentato in rosso, mentre in nero il segnale $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$. In alto si ha la distribuzione relativa al *barrel* del calorimetro elettromagnetico, in basso quella del *barrel* del calorimetro adronico.

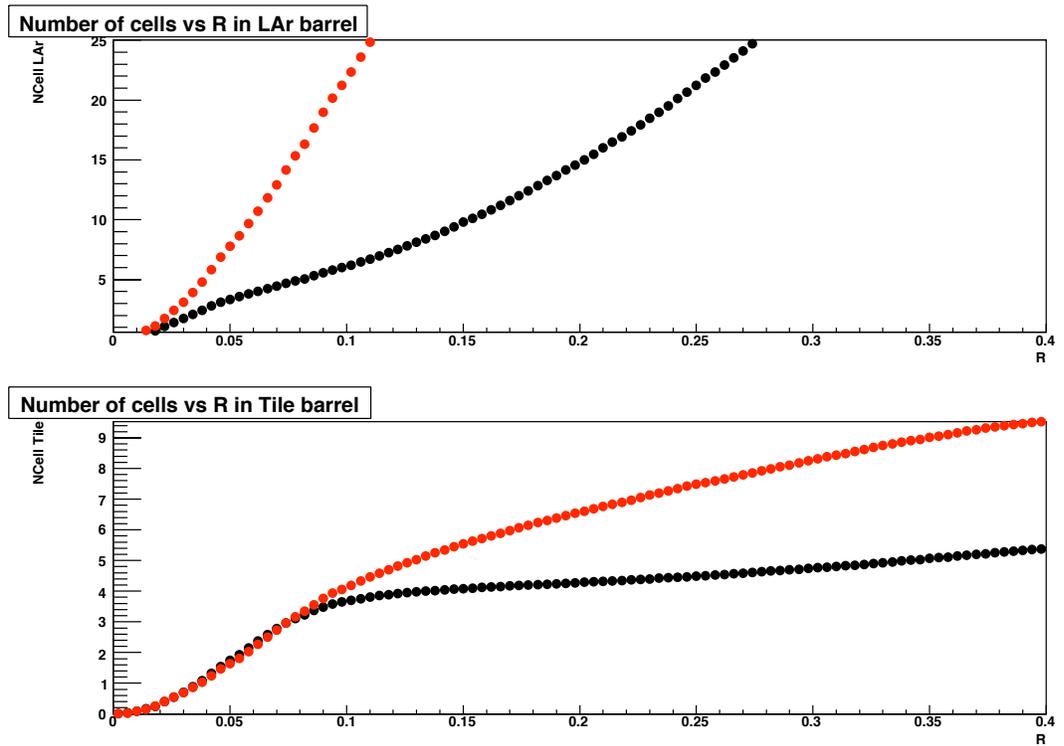


Figura 3.3 In queste figure è illustrato l'andamento del numero di celle sopra-soglia ($E > 60 MeV$) entro un cono $\Delta R \leq R$ al variare di R . Il fondo $B\bar{B} \rightarrow \mu 15 + X$ è rappresentato in rosso, mentre in nero il segnale $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$. In alto si ha la distribuzione relativa al *barrel* del calorimetro elettromagnetico, in basso quella del *barrel* del calorimetro adronico.

al variare della soglia, scegliendo quella che minimizzava il rumore elettronico senza agire sulla distribuzione di segnale.

Nella sezione 3.2.1 parlerò della scelta delle variabili dell'algoritmo di isolamento nel barrel dei calorimetri elettromagnetico e adronico. Questi studi sono stati fatti utilizzando dei dati simulati generati con la versione 12.0.6 del *software* di ATLAS. Nella sezione 3.2.2 parlerò invece dell'introduzione delle celle calorimetriche degli *endcaps* nell'algoritmo. Gli studi per questa seconda parte sono stati effettuati invece con un nuovo campione di eventi generati con la versione 13.2.0. In questa seconda parte mi soffermerò in particolare sui problemi di calibrazione che abbiamo incontrato considerando le variabili su tutto l'intervallo di η . In generale nello sviluppo dell'algoritmo si considerano per il segnale decadimenti $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ e per il fondo eventi $b\bar{b} \rightarrow \mu^\pm + X$, dove X indica la presenza di qualunque altra cosa, e il muone è prodotto con almeno 15 GeV/c di impulso trasverso.

3.2.1 L'algoritmo nel *barrel*

Nelle figure 3.4 e 3.5 sono rappresentate alcune delle distribuzioni delle dieci variabili di μIso relative la prima al *barrel* elettromagnetico e la seconda a quello adronico. In rosso si ha il fondo e in nero il segnale.

Queste variabili sono troppo numerose e fortemente correlate. Le variabili in eccesso appesantiscono l'algoritmo, mentre le correlazioni potrebbero rendere inaffidabili i risultati dell'ottimizzazione. Qualitativamente le correlazioni sono piuttosto evidenti. Si noti ad esempio che l'isolamento è una combinazione di altre due variabili ($\Sigma E_T^{outer\ ring}$ e $\Sigma E_T^{inner\ cone}$), o che l'energia depositata nelle celle è intrinsecamente correlata al numero di celle accese. Uno studio quantitativo delle correlazioni verrà fatto nel seguito.

Si potrebbe decidere di effettuare una decorrelazione delle variabili prima di procedere con l'ottimizzazione. Il processo di decorrelazione ha però il difetto di produrre un nuovo set di variabili, combinazioni delle variabili iniziali, prive di alcun significato fisico apparente. Abbiamo deciso di non utilizzare questo metodo tenendo conto del fatto che, in particolare al livello di trigger, è importante che le variabili su cui si taglia abbiano un significato fisico di semplice e rapida comprensione in modo tale da poterle usare facilmente per il controllo del funzionamento dell'algoritmo e dei rivelatori in tempo reale.

Si è quindi deciso di eliminare alcune variabili dall'algoritmo. Nella sele-

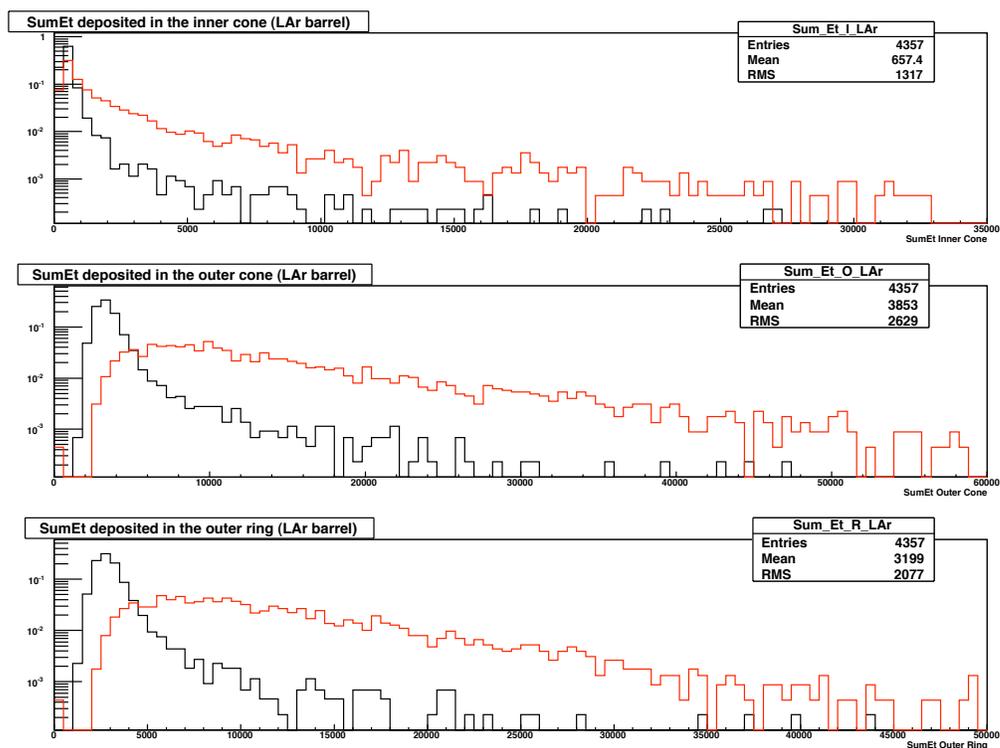


Figura 3.4 In figura si hanno alcune delle distribuzioni delle variabili dell'algoritmo di isolamento nel *barrel* elettromagnetico, in particolare: in (a) ΣE_T depositata nell'*inner cone*, in (b) ΣE_T depositata nell'*outer cone* e in (c) ΣE_T depositata nell'*outer ring*. Il fondo $B\bar{B} \rightarrow \mu 15 + X$ è rappresentato in rosso, mentre in nero il segnale $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$.

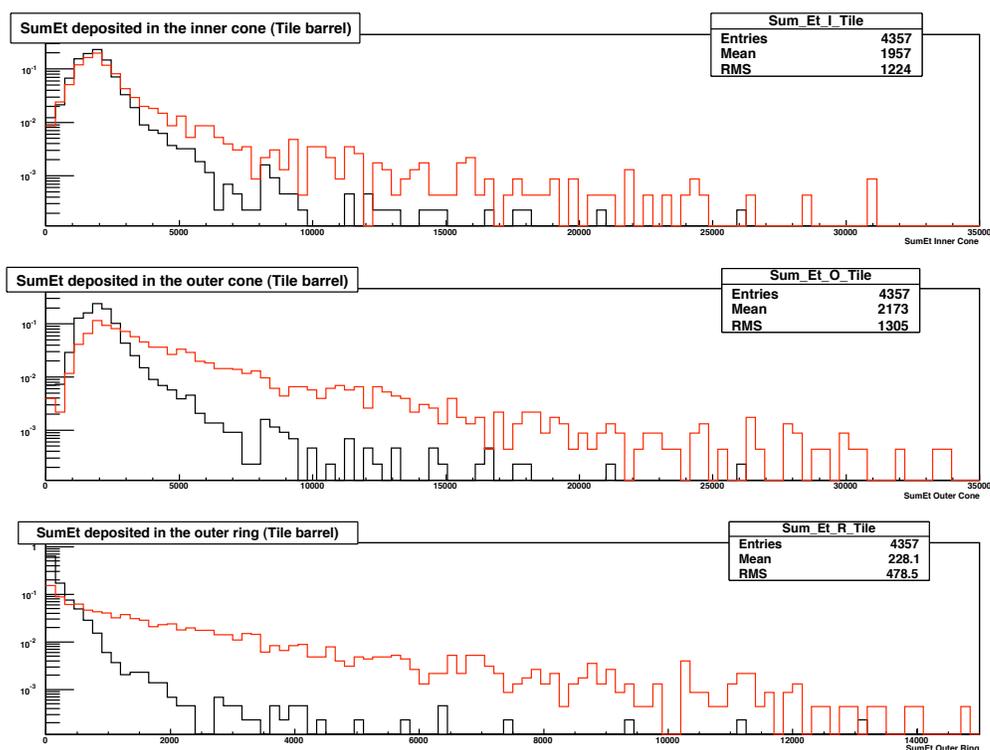


Figura 3.5 In figura si hanno alcune delle distribuzioni delle variabili dell'algoritmo di isolamento nel *barrel* adronico, in particolare: in (a) ΣE_T depositata nell'*inner cone*, in (b) ΣE_T depositata nell'*outer cone* e in (c) ΣE_T depositata nell'*outer ring*. Il fondo $B\bar{B} \rightarrow \mu 15 + X$ è rappresentato in rosso, mentre in nero il segnale $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$.

Variabile (LAr)	Separazione	Variabile (Tile)	Separazione
$\Sigma E_T^{outer\ ring}$	0.72	$\Sigma E_T^{outer\ ring}$	0.38
$\Sigma NCell^{outer\ ring}$	0.71	$\Sigma NCell^{outer\ ring}$	0.36
$\Sigma NCell^{inner\ cone}$	0.31	<i>Iso</i>	0.29
$\Sigma E_T^{inner\ cone}$	0.23	$\Sigma E_T^{inner\ cone}$	0.07
<i>Iso</i>	0.22	$\Sigma NCell^{inner\ cone}$	0.06

Tabella 3.1 Ordinamento delle cinque variabili dell'algorithmo di isolamento nel calorimetro elettromagnetico (*barrel*) e nel calorimetro adronico (*barrel*) in ordine di separazione decrescente. La separazione è una quantità che vale 1 se segnale e fondo sono completamente separati, e vale 0 nel caso opposto in cui segnale e fondo siano sovrapposti del tutto.

zione delle variabili è stata utilizzata una libreria di classificatori multivariati specificamente sviluppata per le analisi di fisica delle alte energie e che lavora in ambiente ROOT [26]: TMVA (*Toolkit for Multivariate Analysis*) [25]. Il *software* di TMVA contiene implementazioni, scritte in linguaggio a oggetti C++ e ROOT, di un grande numero di tecniche di discriminazione, quali ad esempio la *likelihood* o le *neural networks*.

TMVA utilizza delle classi di tipo *factory* per organizzare l'interazione tra l'utente e gli algoritmi di analisi, e fornisce le caratteristiche di base delle variabili discriminanti nell'ambito del preprocessing del *training* dei dati che gli vengono sottoposti. Tra queste proprietà di base ci sono i parametri che abbiamo utilizzato nello sviluppo dell'algorithmo di isolamento, ovvero la separazione corrispondente alla singola variabile e le correlazioni tra le diverse variabili, di cui parlerò in seguito.

Il primo passo è stato ordinare le variabili in termini della separazione stimata per ognuna di esse da TMVA. Tale grandezza vale 1 se segnale e fondo sono completamente separati, e 0 se sono invece perfettamente sovrapposti. I risultati di questo studio per calorimetro elettromagnetico e calorimetro adronico sono riportati nelle tabelle in 3.1. Si noti che questo test è indicativo esclusivamente della potenza delle singole variabili, e non tiene conto della loro correlazione. Sia nel *barrel* del calorimetro elettromagnetico (*LAr*) sia in quello del calorimetro adronico (*Tile*) le due variabili con separazione maggiore sono $\Sigma E_T^{outer\ ring}$ e $\Sigma NCell^{outer\ ring}$, notevolmente migliori rispetto alle restanti tre.

Le correlazioni tra le variabili sia del *LAr* sia del *Tile* sono mostrate nel grafico in figura 3.6, prodotto anche questo con TMVA. Le due variabili migliori sono molto correlate tra di loro, $\sim 90\%$. In questo stesso grafico

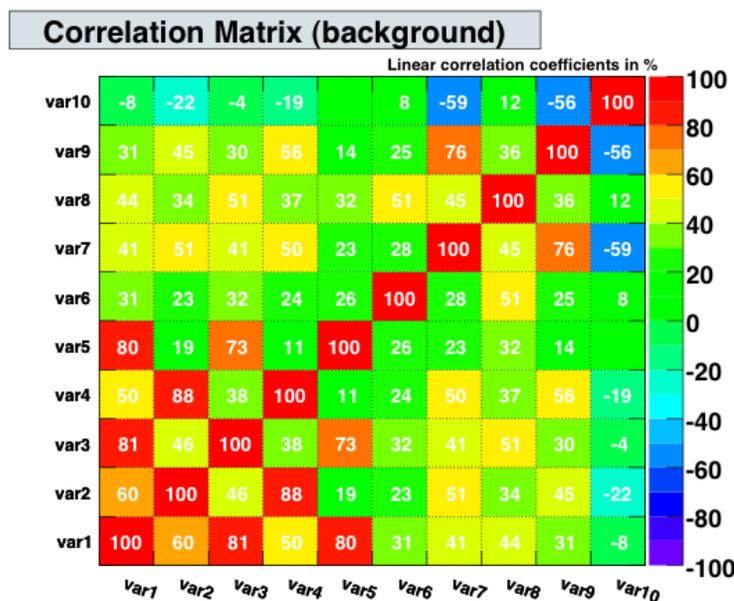


Figura 3.6 Grafico delle correlazioni tra le dieci variabili dell'algoritmo, cinque del calorimetro elettromagnetico e cinque di quello adronico. In particolare le variabili sono numerate in questo ordine: $\Sigma NCell^{inner\ cone} LAr$, $\Sigma NCell^{outer\ ring} LAr$, $\Sigma E_T^{inner\ cone} LAr$, $\Sigma E_T^{outer\ ring} LAr$, $Iso LAr$, e poi le stesse per il *Tile*.

si osserva che invece la variabile $\Sigma E_T^{outer\ ring}$ nel *LAr* non è molto correlata con la stessa nel *Tile*, $\sim 56\%$. Quindi, tenuto conto sia della separazione sia delle correlazioni, abbiamo scelto come variabili definitive dell'algoritmo di isolamento calorimetrico le variabili $\Sigma E_T^{outer\ ring}$ nel *LAr* e nel *Tile*.

Il nostro algoritmo si trova quindi a dipendere da due sole variabili, poco correlate, e ciascuna risultante dalla misura di un rivelatore diverso. Quest'ultima caratteristica permette di effettuare facilmente il controllo *online* dei due calorimetri.

3.2.2 L'aggiunta degli *endcaps*

Il passo successivo è stata l'introduzione degli *endcaps* dei calorimetri nell'algoritmo. Per fare questo è stato necessario produrre un nuovo campione di eventi simulati che contenesse anche le informazioni delle celle calorimetriche

a grande pseudorapidità. I nuovi dati sono stati prodotti con una versione più recente (13.2.0) del *software* di ATLAS rispetto ai primi (12.0.6).

Come prima cosa abbiamo verificato che le nuove distribuzioni fossero compatibili con quelle vecchie. Nelle figure 3.7 e 3.8 sono rappresentate $\Sigma E_T^{outer\ ring}$ rispettivamente nel *barrel* dell'ECAL e in quello dell'HCAL. In nero si hanno i grafici ottenuti con i dati simulati con la versione 12.0.6 e in rosso con quelli simulati con la versione 13.2.0. In alto si ha il confronto sul segnale, $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$, in basso sul fondo, $B + \bar{B} \rightarrow \mu 15 + X$. Le due distribuzioni sono in accordo sia per il segnale sia per il fondo, quindi siamo passati allo studio delle variabili negli *endcaps*.

Dopo aver verificato che le nostre nuove distribuzioni fossero compatibili con le vecchie, abbiamo studiato il loro andamento in funzione di η , ϕ e p_T . Mentre negli ultimi due casi non si sono verificati problemi particolari, essendo le distribuzioni per il segnale e per il fondo fondamentalmente costanti su tutto l'intervallo considerato (come vedremo in seguito nel capitolo 5) abbiamo osservato una forte dipendenza da η di $\Sigma E_T^{outer\ ring}$ sia nel calorimetro elettromagnetico (figura 3.9(a)) sia in quello adronico (figura 3.9(b)).

In particolare si osserva che nella zona del *barrel*, per $|\eta| \leq 1.0$ la distribuzione è abbastanza piatta in entrambi i calorimetri, a meno di effetti dovuti alla scarsa statistica. Per $|\eta| > 1.0$ invece entrambe le distribuzioni presentano dei picchi che vanno poi a zero intorno a $|\eta| = 2.4$, dove finisce la zona del calorimetro decodificata dal secondo livello di trigger.

La diretta conseguenza di questa osservazione è che l'efficienza sul segnale ottenuta a partire da un'ottimizzazione su queste variabili non è costante su tutto l'intervallo di η . Questo significa che a parità di tagli si avranno diverse efficienze in diverse zone del rivelatore. È quindi importante correggere l'effetto, studiandone in primo luogo le cause.

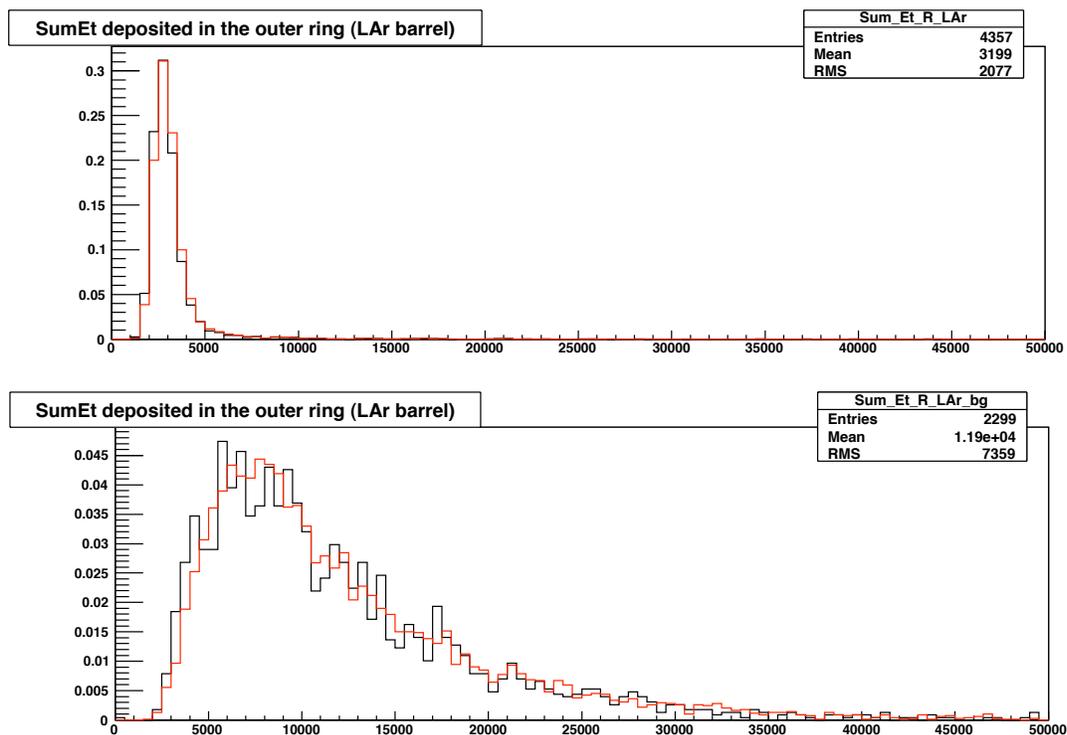


Figura 3.7 Confronto tra le due versioni del *software* di ATLAS con cui sono stati prodotti i dati simulati per lo sviluppo dell'algoritmo: in nero è rappresentata la versione 12.0.6, in rosso la 13.2.0. È mostrata la distribuzione di $\Sigma E_T^{outer\ ring}$ nel *barrel* del calorimetro elettromagnetico (LAr): in alto il segnale $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ e in basso il fondo $B + \bar{B} \rightarrow \mu_{15} + X$.

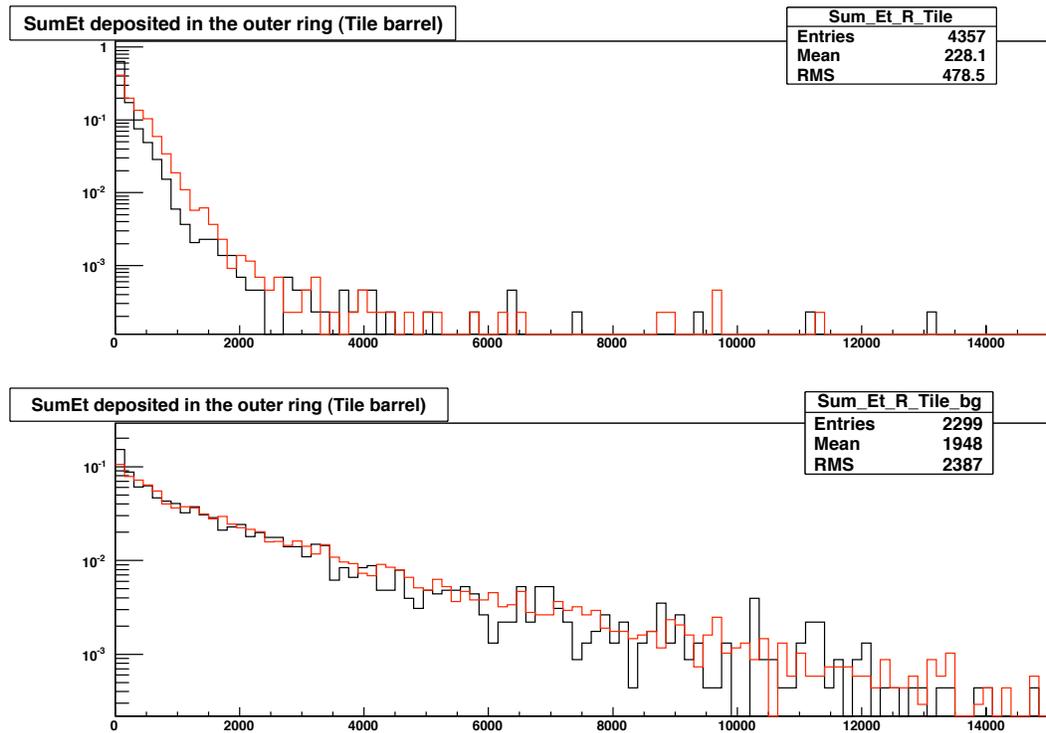
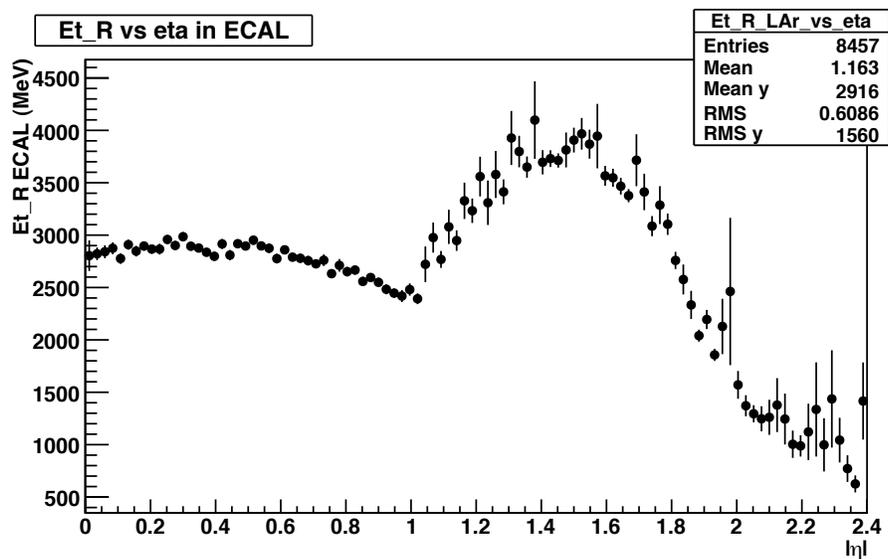
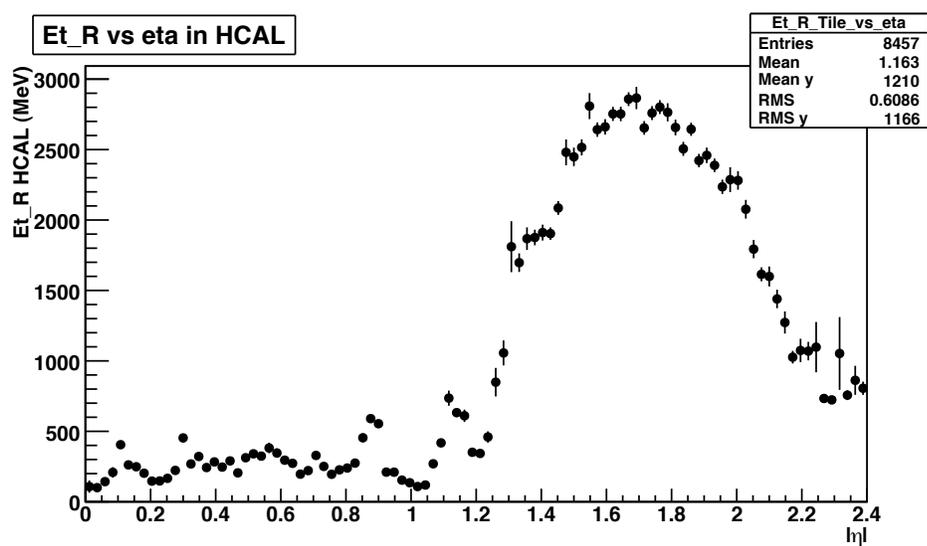


Figura 3.8 Confronto tra le due versioni del *software* di ATLAS con cui sono stati prodotti i dati simulati per lo sviluppo dell'algoritmo: in nero è rappresentata la versione 12.0.6, in rosso la 13.2.0. È mostrata la distribuzione di $\Sigma E_T^{outer\ ring}$ nel *barrel* del calorimetro adronico (Tile): in alto il segnale $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ e in basso il fondo $B + \bar{B} \rightarrow \mu_{15} + X$.

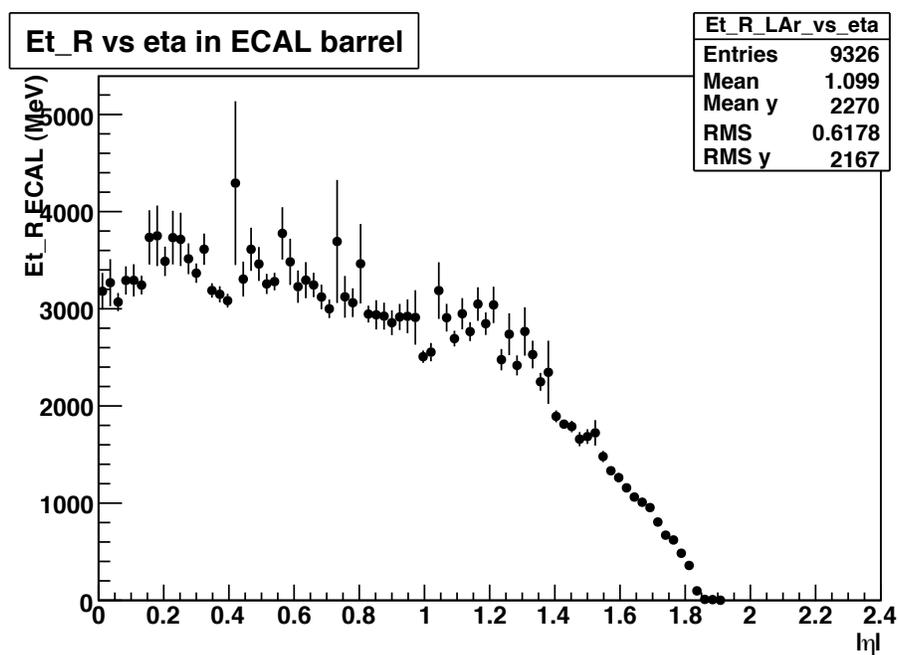


(a)

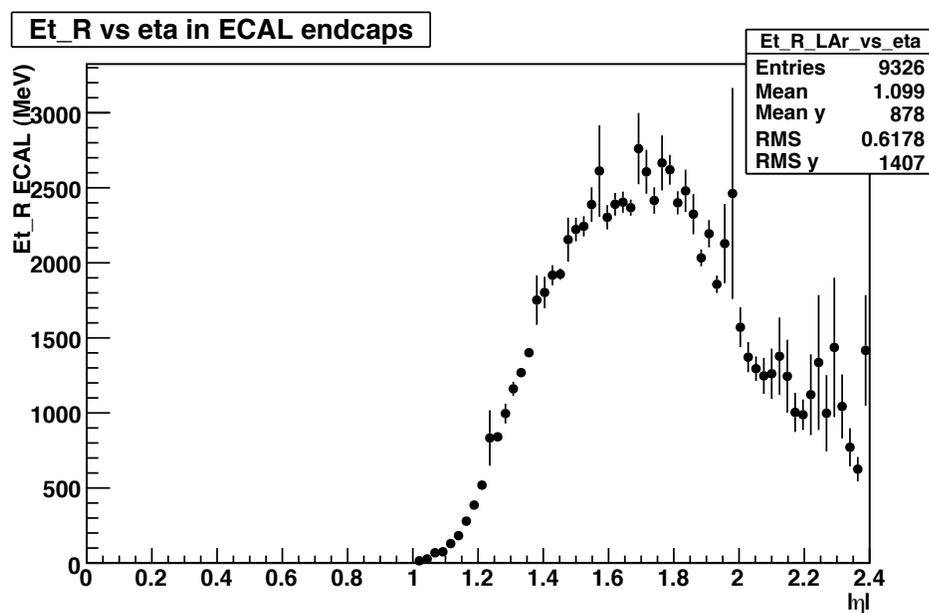


(b)

Figura 3.9 Andamento della variabile $\Sigma E_T^{outer\ ring}$ in funzione di η per il segnale nel calorimetro elettromagnetico in (a) e in quello adronico in (b).

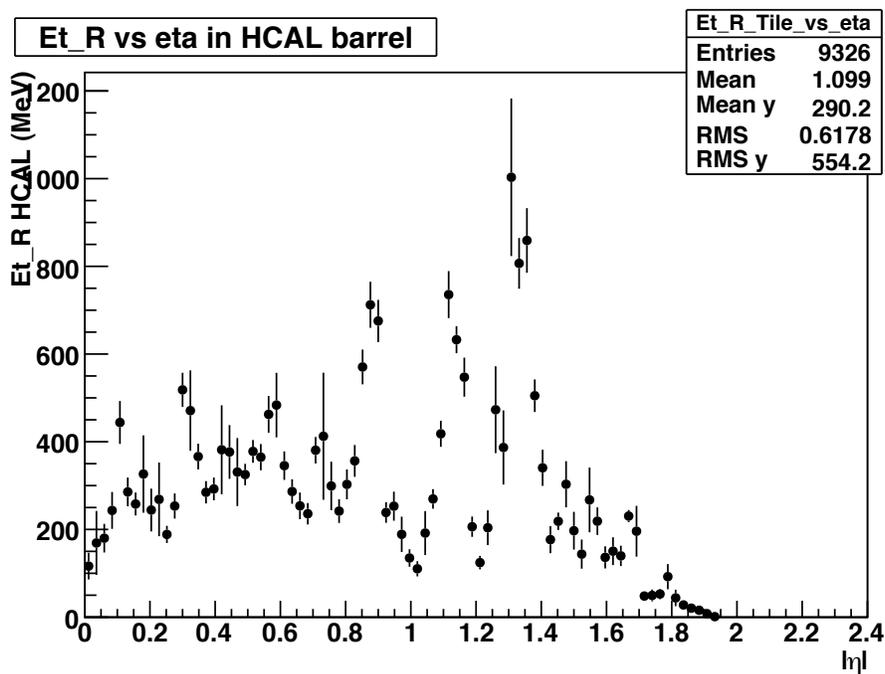


(a)

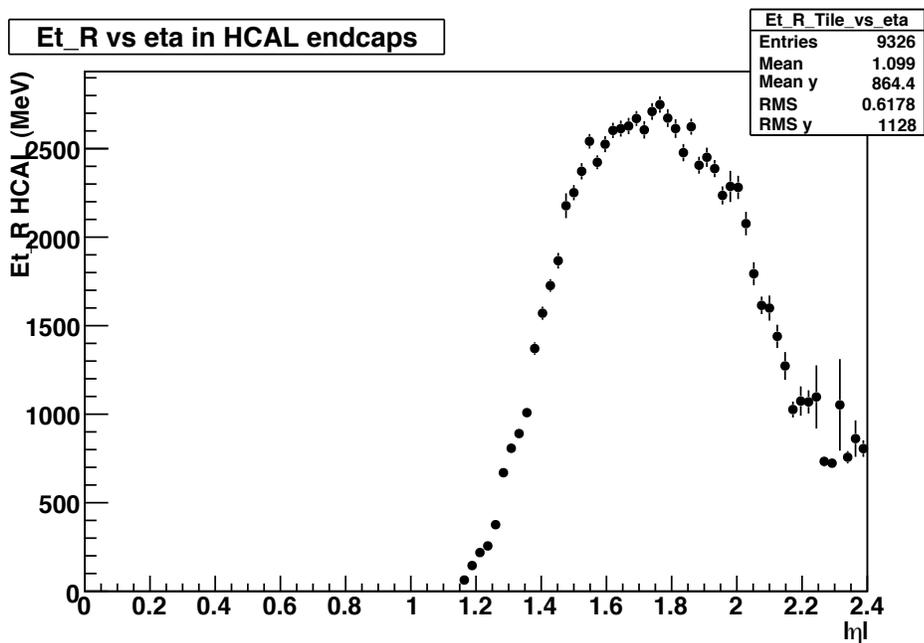


(b)

Figura 3.10 Andamento della variabile $\Sigma E_T^{outer\ ring}$ in funzione di η per il segnale nel calorimetro elettromagnetico in (a) nel *barrel* e in (b) negli *endcaps*.



(a)



(b)

Figura 3.11 Andamento della variabile $\Sigma E_T^{outer\ ring}$ in funzione di η per il segnale nel calorimetro adronico in (a) nel *barrel* e in (b) negli *endcaps*.

Per capire l'origine del problema abbiamo effettuato diversi test, a cominciare dallo studio della struttura stessa dei calorimetri. Innanzitutto abbiamo studiato i grafici delle distribuzioni in energia trasversa e in numero di celle sopra-soglia selezionando ogni zona singolarmente: una prima zona costituita dal solo *barrel* per il calorimetro elettromagnetico (figura 3.9(a)) o il (*barrel* e *extended barrel*) per il calorimetro adronico (in figura 3.11(a)); una seconda zona con gli *endcaps* per entrambi i calorimetri (ECAL in figura 3.10(b) e HCAL in figura 3.11(b)).

Quello che si osserva è una sovrapposizione tra le due zone per entrambi i calorimetri, nel caso dell'ECAL per $1.0 \leq |\eta| \leq 1.9$, e nell'HCAL per $1.2 \leq |\eta| \leq 2.0$. Ovvero nella costruzione della variabile $\Sigma E_T^{outer\ ring}$ viene sommata l'energia trasversa depositata in un numero di celle maggiore nella zona in η dove si ha sovrapposizione, il che risulta in un doppio conteggio rispetto alle zone dove si hanno solo le celle del *barrel* o quello degli *endcaps*. La sovrapposizione può contribuire quindi alla formazione dei picchi, e in effetti si trova in corrispondenza della zona in cui questi sono centrati: $|\eta| \simeq 1.5$ nel calorimetro elettromagnetico e $|\eta| \simeq 1.7$ in quello adronico.

Si vede anche che nella regione degli *endcaps* del calorimetro adronico il numero di celle sopra-soglia è in media molto maggiore rispetto a quelle contate nel solo *barrel*. Nel calorimetro adronico deve esserci quindi un secondo effetto, oltre alla sovrapposizione delle due zone, che concorre alla formazione dei picchi. La struttura stessa del *barrel* (a *Tile*) è infatti completamente diversa da quella degli *endcaps* (ad argon liquido) (si veda la sezione 2.3), quindi la risposta del rivelatore sarà diversa nelle due regioni. In particolare il calorimetro ad argon liquido è soggetto a un rumore elettronico molto più elevato rispetto al calorimetro a *Tile*. Quindi sommare le due risposte senza tenere conto di questa differenza nel costruire la variabile $\Sigma E_T^{outer\ ring}$ su tutto l'intervallo in η , è un procedimento chiaramente errato.

Abbiamo perciò eliminato gli *endcaps* del calorimetro adronico dalla nostra analisi. Questa decisione è stata presa osservando che gli *endcaps* del calorimetro adronico costituiscono un secondo strato di rivelatore a argon liquido dietro agli *endcaps* del calorimetro elettromagnetico, con una granularità peggiore, e con un rumore elettronico altrettanto elevato. Inoltre l'aggiunta di informazioni data da questa parte di calorimetro adronico è bilanciata dallo svantaggio rappresentato dai tempi di acquisizione dei dati, particolarmente lunghi per le celle di argon liquido. Tenendo conto quindi dei requisiti di un algoritmo di secondo livello di trigger, abbiamo deciso di

non includere gli *endcaps* del calorimetro adronico nella nostra analisi.

Per risolvere definitivamente il problema dei picchi abbiamo dovuto ricallibrare il calorimetro per correggere le sue disomogeneità, la diversa natura delle sue componenti e le sovrapposizioni di alcune sue parti, ottenendo così un'ottimizzazione uniforme nelle diverse zone del calorimetro su tutto l'intervallo di η . Per fare questo abbiamo parametrizzato separatamente l'andamento di $\Sigma E_T^{outer\ ring}$ nel calorimetro elettromagnetico e in quello adronico al variare di η con delle funzioni polinomiali. Abbiamo così ottenuto una funzione peso dipendente da η , rispettivamente per $|\eta| \in [0, 2.4]$ nel primo e per $|\eta| \in [0, 1.5]$ nel secondo. Abbiamo poi ripesato le vecchie variabili con tale funzione calcolata nell' η corrispondente alla cella considerata. In questo modo si ottiene un campione di variabili analoghe alle precedenti ma costanti in pseudo-rapidità.

In figura 3.12 è mostrato l'andamento dell'efficienza sugli eventi simulati di segnale in funzione di η risultante da un'ottimizzazione sulle variabili calorimetriche dell'algoritmo di isolamento. In alto si ha l'andamento ottenuto con le variabili di partenza, in basso quello relativo invece alle variabili ripesate, Questo risulta essere in effetti circa costante su tutto l'intervallo considerato. Il metodo di ottimizzazione utilizzato per calcolare tali efficienze verrà descritto nel capitolo 4.

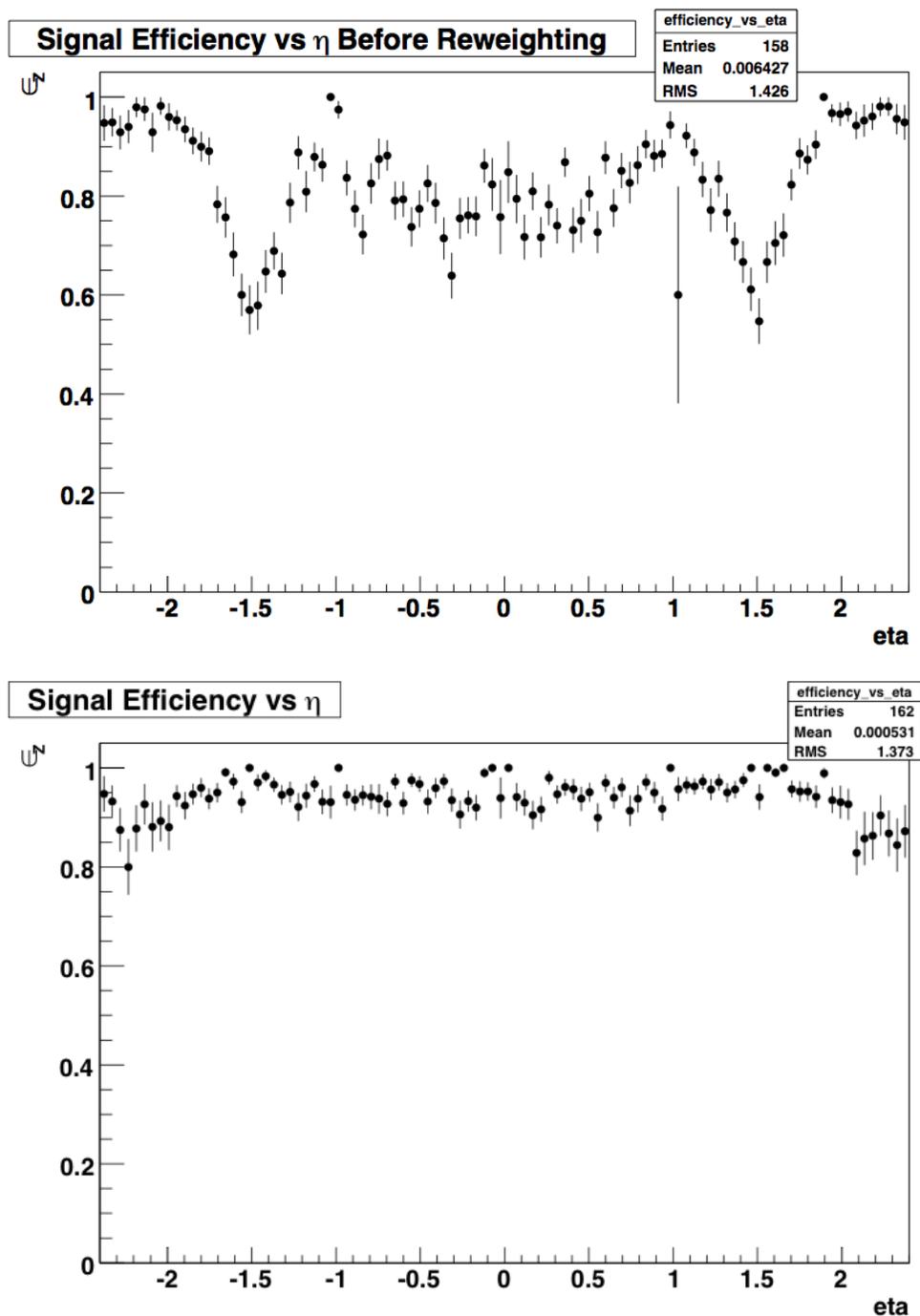


Figura 3.12 Andamento dell'efficienza sul segnale ottenuta ottimizzando i tagli sulle variabili dell'algoritmo di isolamento muonico nel calorimetro. In alto si ha l'efficienza relativa all'ottimizzazione sulle variabili di partenza, $\Sigma E_T^{outer\ ring}$ nel LAr e nel Tile. In basso quella corrispondente invece all'ottimizzazione delle stesse variabili dopo il ripesaggio.

3.3 L'algoritmo nel tracciatore interno

Per rendere più efficace l'algoritmo di isolamento calorimetrico abbiamo deciso di estendere il nostro studio, ed eventualmente l'ottimizzazione, al tracciatore interno. Per fare ciò viene definito un solo cono intorno alla *RoI* del muone, definito in analogia all'*outer cone* dell'equazione (3.1).

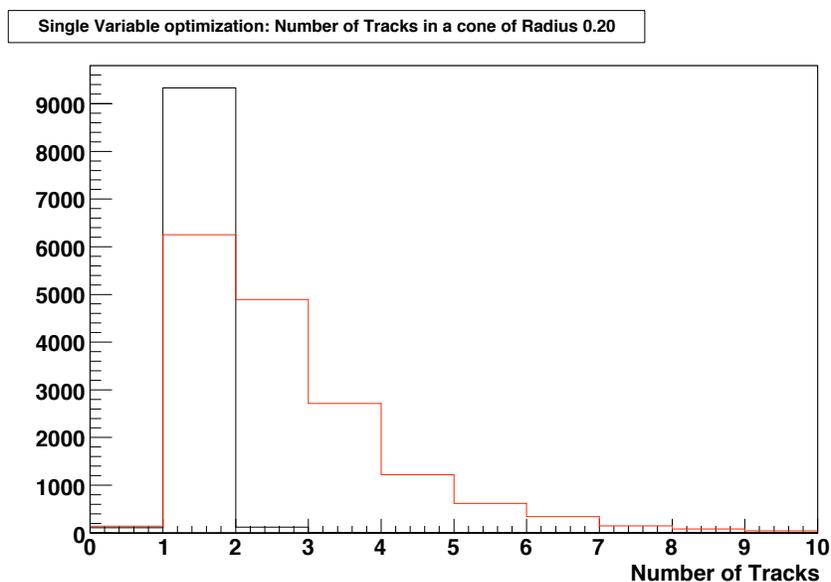


Figura 3.13 Distribuzione del numero di tracce nel cono $\Delta R \leq 0.2$ costruito nell'ID. In nero è rappresentato il segnale, decisamente piccato su una traccia rilasciata dal singolo muone prodotto nel decadimento dello Z . In rosso si ha invece il fondo, costituito dai decadimenti semileptonici di coppie $b\bar{b}$ che producono muoni all'interno di *jet*. In questo caso si vedono fino a otto tracce per evento.

Abbiamo quindi costruito e studiato quattro variabili a partire dai dati a disposizione:

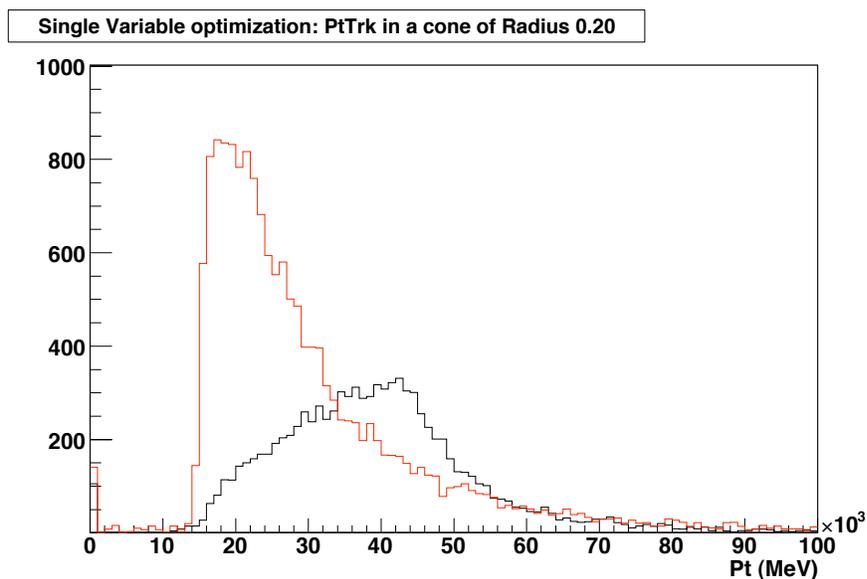


Figura 3.14 Distribuzione della somma degli impulsi trasversi delle tracce ricostruite nel cono $\Delta R \leq 0.2$ nell'ID. In nero è rappresentato il segnale, ovvero i muoni singoli prodotti dal decadimento dello Z . Come ci si aspetta la distribuzione è piccata su un p_T di circa 40 GeV/c. Il fondo è invece rappresentat in rosso. Questi eventi sono decadimenti semileptonici di coppie $b\bar{b}$ che producono muoni all'interno di jet . Questi muoni sono prodotti con un impulso trasverso medio-alto, la distribuzione è infatti piccata in corrispondenza di un p_T di circa 20 GeV/c.

- il numero di tracce all'interno del cono (N_{trk})
- la somma degli impulsi trasversi delle tracce contenute nel cono (Σp_T)
- la somma degli impulsi trasversi delle tracce contenute nel cono meno l'impulso trasverso del muone ($\Sigma p_T - p_T^{muone}$)
- il cosiddetto isolamento, definito come $Iso = \frac{p_T^{muone}}{\Sigma p_T}$. Per queste ultime due variabili la scelta del p_T del muone da usare è determinante, e ne parlerò estesamente nella sezione 3.3.2.

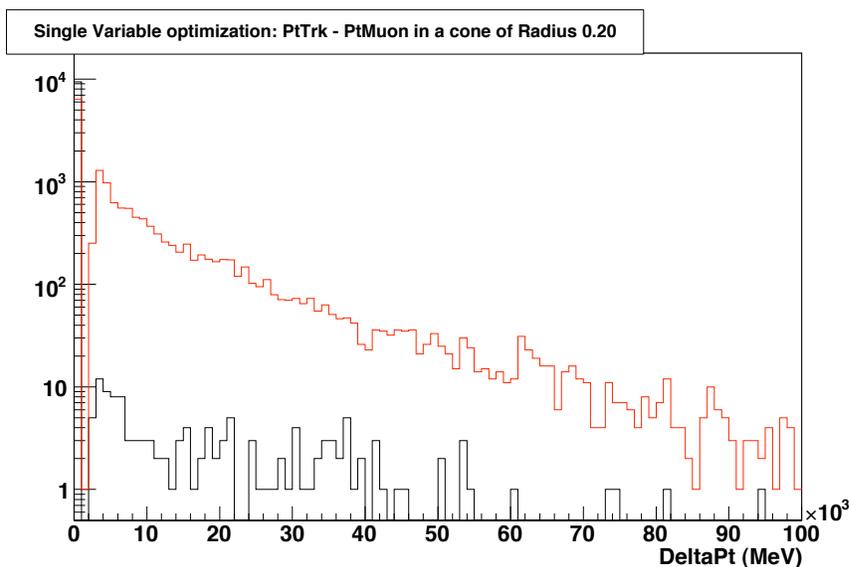


Figura 3.15 In figura si ha la distribuzione della variabile $\Delta p_T = \Sigma p_T - p_T^{muone}$. In nero si ha il segnale e in rosso il fondo. Si osserva che sono entrambi piccati sullo zero, però la coda per il fondo, che produce muoni all'interno di *jet*, è più grande rispetto a quella del segnale. Il buco tra il bin corrispondente a $\Delta p_T = 0$ e il resto della distribuzione è dovuto ai tagli sull'impulso trasverso effettuato indirettamente dagli algoritmi di ricostruzione di traccia al secondo livello di trigger dell'ID.

La distribuzione del numero di eventi in funzione della variabile $NTrk$ è rappresentata in figura 3.13, in nero si ha il segnale e in rosso il fondo. Il segnale mostra un picco evidente in corrispondenza di $NTrk = 1$, mentre gli eventi di fondo raggiungono una molteplicità molto più elevata, fino a otto tracce per evento. Questo andamento sembra ragionevole, infatti gli eventi simulati di segnale sono muoni singoli isolati, prodotti nel decadimento $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$, mentre gli eventi di fondo sono decadimenti semileptonici di coppie $b\bar{b}$ che producono quindi muoni all'interno di *jet*.

In figura 3.14 si ha invece la distribuzione della variabile Σp_T . Anche in

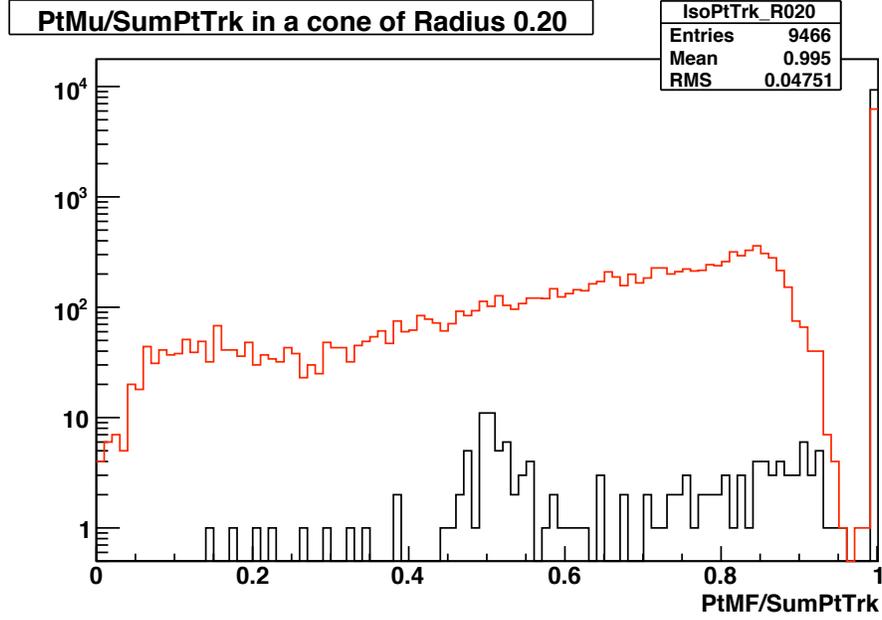


Figura 3.16 In figura si ha la distribuzione della variabile $Iso = \frac{p_T^{muone}}{\Sigma p_T}$. In nero si ha il segnale e in rosso il fondo. Questa variabile è limitata tra zero, quando ho al limite infinite tracce nel cono oltre a quella del muone, e uno quando ho solo il muone. Si osserva che la maggior parte degli eventi di segnale hanno $Iso \simeq 1$), mentre il fondo ha una coda non trascurabile per $Iso > 1$. Anche qui si osserva la stessa discontinuità che si riscontrava nella distribuzione in figura 3.15.

questo caso, tenendo presente la natura degli eventi di segnale e di fondo, gli andamenti sono quelli aspettati. Per il segnale (in nero) si ha una distribuzione con un massimo per valori di impulso trasverso di circa 40 GeV/c. Il picco della distribuzione di fondo presenta invece un picco in corrispondenza di valori di impulso più bassi, intorno ai 20 GeV/c, e ha però una coda non trascurabile fino a impulsi trasversi di circa 50-60 GeV/c.

Infine nelle figure 3.15 e 3.16 si hanno rispettivamente le distribuzioni di Δp_T e della variabile di isolamento delle tracce. Queste due distribuzioni sono simili. Per la maggior parte degli eventi di segnale si ha $p_T^{muone} = p_T^{traccia}$. La prima distribuzione infatti ha un picco in corrispondenza di $\Delta p_T = 0$, mentre la seconda in $Iso = 1$. Il fondo presenta una distribuzione simile, in entrambi i casi, a quella del segnale però presenta code non trascurabili per valori di Δp_T (Iso) diversi da zero (uno).

Per concludere bisogna notare che in entrambe queste distribuzioni si nota una discontinuità, sia per il segnale sia per il fondo, tra il picco e le code. Queste discontinuità sono prodotte dal taglio sul parametro d'impatto applicato da *SITrack*, che ha come conseguenza un taglio su impulsi trasversi dell'ordine di 1 o 2 GeV/c.

Come nel caso dell'algoritmo calorimetrico la scelta delle dimensioni del cono è fondamentale. Si deve avere un cono con ΔR non troppo esteso a causa della limitatezza dei tempi di acquisizione dati. Dev'essere però grande a sufficienza per contenere la traccia del muone e la massima parte delle tracce delle particelle cariche del *jet* che lo circondano, nel caso del fondo.

In figura 3.17 è mostrato l'andamento della variabile Σp_T in funzione del raggio del cono R , in nero per il segnale e in rosso per il fondo. In figura si vede che il segnale è contenuto in un cono $\Delta R \leq 0.05$, mentre la distribuzione di fondo continua ad aumentare sensibilmente fino a $\Delta R = 0.20 - 0.30$.

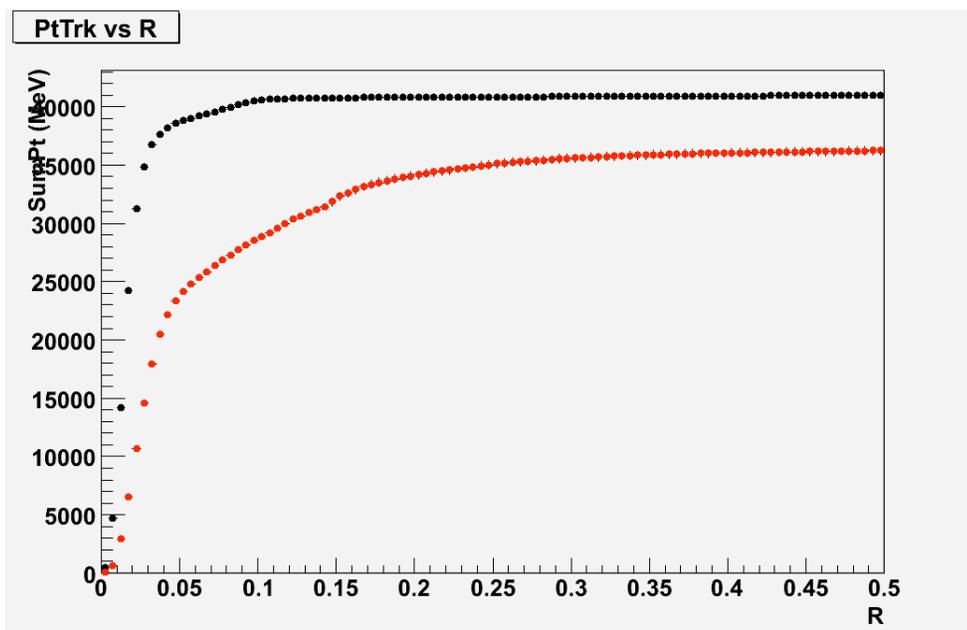


Figura 3.17 Andamento della somma degli impulsi trasversi delle tracce contenute in un cono $\Delta R \leq R$ al variare di R . In nero si ha il segnale, ovvero muoni singoli, che tendono ad avere un impulso trasverso di 40 GeV/c, in rosso si ha invece il fondo, che invece tende a un valore complessivo più basso, intorno ai 35 GeV/c.

Gli algoritmi di ricostruzione di traccia del secondo livello di trigger nell'ID acquisiscono dati da coni con ΔR massimo pari al massimo a 0.20. D'altra parte studiando la figura 3.17 si vede che il guadagno di informazione per raggi maggiori di 0.20, per i quali la distribuzione è già quasi costante, non è sostanziale. Abbiamo quindi scelto di lavorare in un cono $\Delta R \leq 0.20$.

Le quattro variabili definite e studiate nell'algoritmo di isolamento nell'ID sono correlate fisicamente. Tre delle quattro variabili sono infatti funzione della somma degli impulsi trasversi misurati nel cono, in due casi combinati con l'impulso trasverso del muone. È quindi necessario scegliere una sola grandezza da tenere nell'algoritmo.

La potenza di separazione delle quattro variabili è comparabile. Abbiamo scelto di lavorare sull'isolamento, ovvero $\frac{p_T^{\mu\text{uone}}}{\Sigma p_T}$. Pensiamo infatti che questa variabile sia da preferire al numero di tracce nel cono in quanto probabilmente meno sensibile al *pile-up*, anche se purtroppo questo potrà essere verificato solo quando verranno prodotte delle simulazioni di eventi contenenti anche tale fenomeno. Rispetto alle altre due variabili invece, cioè Σp_T e $\Sigma p_T - p_T^{\mu\text{uone}}$, la variabile di isolamento ha il vantaggio di essere limitata tra zero e uno.

3.3.1 Stima del p_T del muone nell'ID

Come accennato nella sezione precedente è di fondamentale importanza in questo algoritmo la stima dell'impulso trasverso del muone, utilizzato al numeratore della definizione della variabile di isolamento. Nello studio preliminare delle variabili, abbiamo utilizzato l'impulso trasverso misurato da $\mu Fast$ o dalla combinazione di $\mu Fast$ e $\mu Comb$. In questo modo però μIso risulta essere fortemente dipendente dalla strategia di trigger scelta, essendo la distribuzione dell'isolamento sensibile alle variazioni della stima dell'impulso trasverso del muone.

Bisogna anche notare che $\mu Comb$ utilizza al suo interno l'algoritmo *ID-Scan* per ricostruire la traccia del muone nell'ID. Nelle nuove versioni del *software* di ATLAS è stato implementato un secondo algoritmo, *SITrack*, alternativo a *IDScan* e più accurato. In μIso le tracce possono essere quelle ricostruite da uno dei due algoritmi a scelta. È preferibile minimizzare la dipendenza da $\mu Comb$ per poter scegliere liberamente l'algoritmo di tracciamento evitando che ci siano discrepanze tra la traccia muonica ricostruita in $\mu Comb$, e quella considerata da μIso .

Abbiamo quindi deciso di utilizzare nel calcolo dell'isolamento il p_T della traccia interna al cono più "vicina", in termini di η e ϕ , a quella ricostruita da $\mu Fast$ o $\mu Fast$ e $\mu Comb$. È stato costruito un χ^2 a partire dalle differenze tra la direzione del muone misurato dall'algorithm del trigger muonico scelto ($\mu Fast$ o $\mu Fast$ e $\mu Comb$) e la direzione di ognuna delle tracce ricostruite all'interno del cono dall'algorithm di tracciamento nell'ID (*IDScan* o *SITrack*):

$$\chi^2 = \frac{\Delta\eta^2}{\sigma_\eta^2} + \frac{\Delta\phi^2}{\sigma_\phi^2} \quad (3.2)$$

Per stimare σ_η (σ_ϕ) abbiamo inizialmente calcolato la differenza tra l' η (ϕ) del muone come misurato da $\mu Fast$ (in figura 3.18) o da $\mu Fast$ e $\mu Comb$ (in figura 3.19) e l' η (ϕ) della traccia con maggiore p_T all'interno del cono nell'ID. Le distribuzioni del numero di eventi in funzione di $\Delta\eta$ ($\Delta\phi$) presentano dei picchi intorno a zero, e sono più strette nel caso in cui vengano utilizzati $\mu Fast$ e $\mu Comb$ insieme. Abbiamo notato che la distribuzione in ϕ misurata dall'algorithm *muFast* è traslata di ± 0.01 a seconda se il segno del p_T del muone sia negativo o positivo. Corretto questo problema, abbiamo fatto un fit delle distribuzioni in $\Delta\eta$ ($\Delta\phi$) con delle gaussiane (in figura 3.20 e 3.21), e posto σ_η (σ_ϕ) pari al parametro σ della gaussiana ottenuto.

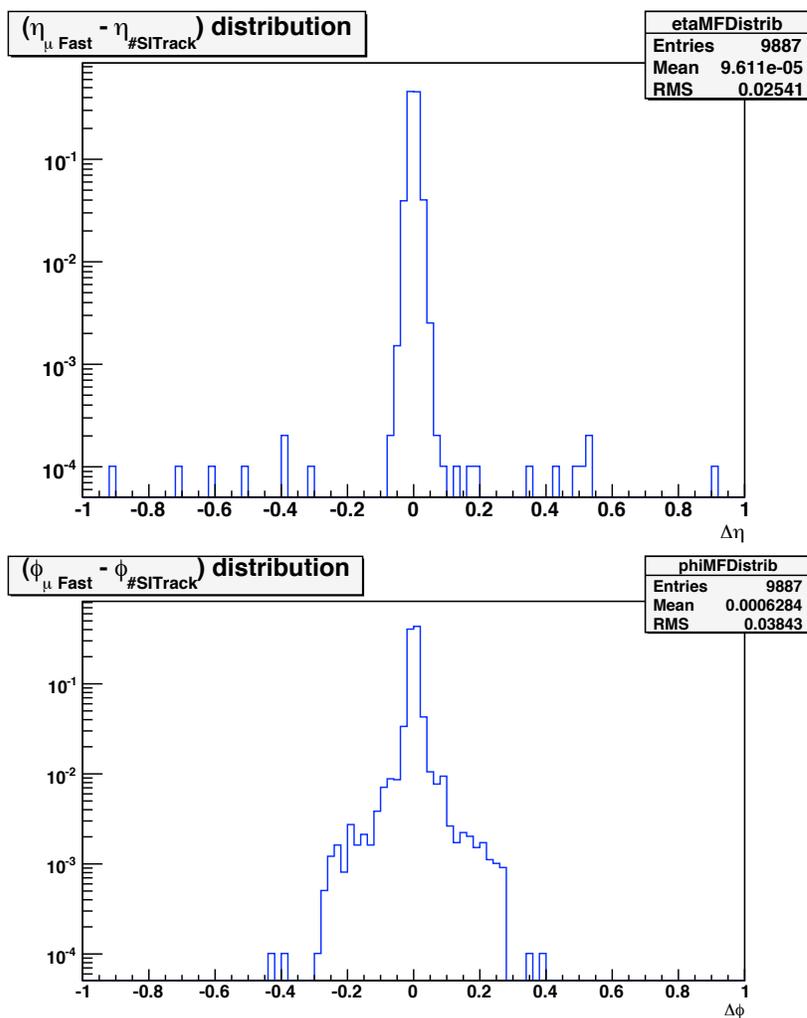


Figura 3.18 Dall'alto verso il basso andamento della differenza tra l' η e il ϕ misurati da $\mu Fast$ e quelli della traccia ricostruita nell' ID ($SITrack$) con p_T massimo.

Viene selezionato come p_T del muone quello corrispondente alla traccia che minimizza tale χ^2 . Con questo procedimento, molto rapido in termini di processamento, abbiamo ottenuto un algoritmo nell' ID stabile rispetto alle varie configurazioni del menù di trigger, come vedremo nel capitolo 4 dai risultati delle ottimizzazioni dell'algoritmo nelle diverse combinazioni.

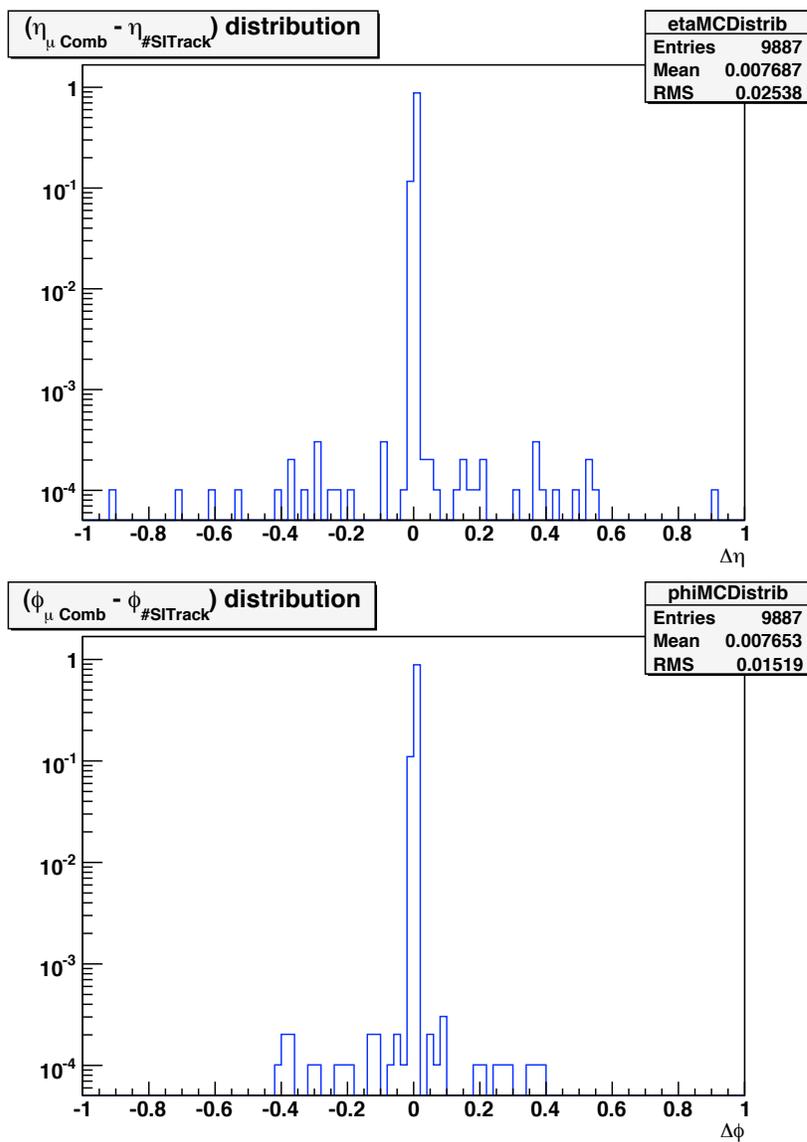


Figura 3.19 Dall'alto verso il basso andamento della differenza tra l' η e il ϕ misurati da $\mu Comb$ e quelli della traccia ricostruita nell'ID ($SITrack$) con p_T massimo.

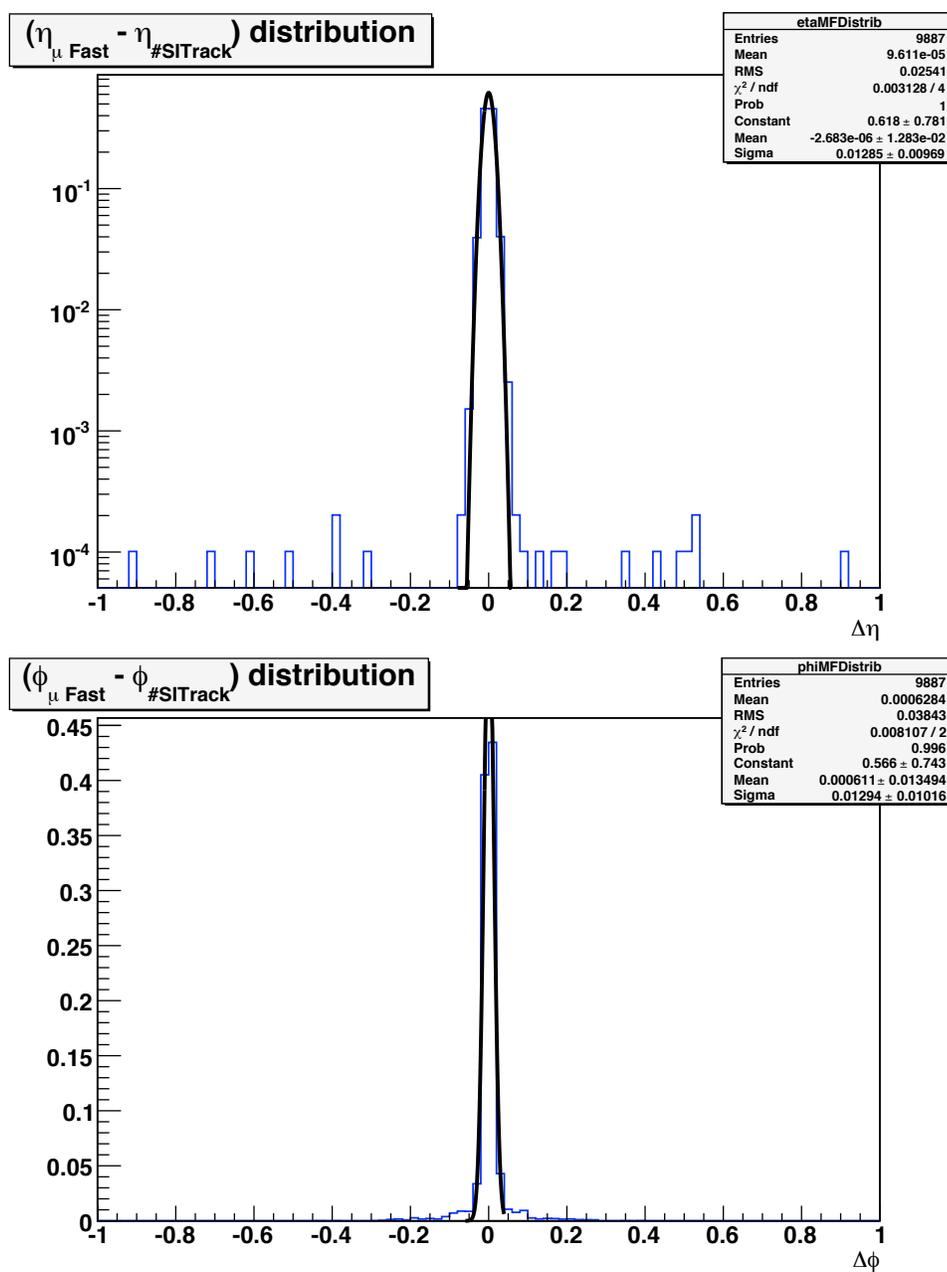


Figura 3.20 Fit gaussiano delle distribuzioni in figura 3.18.

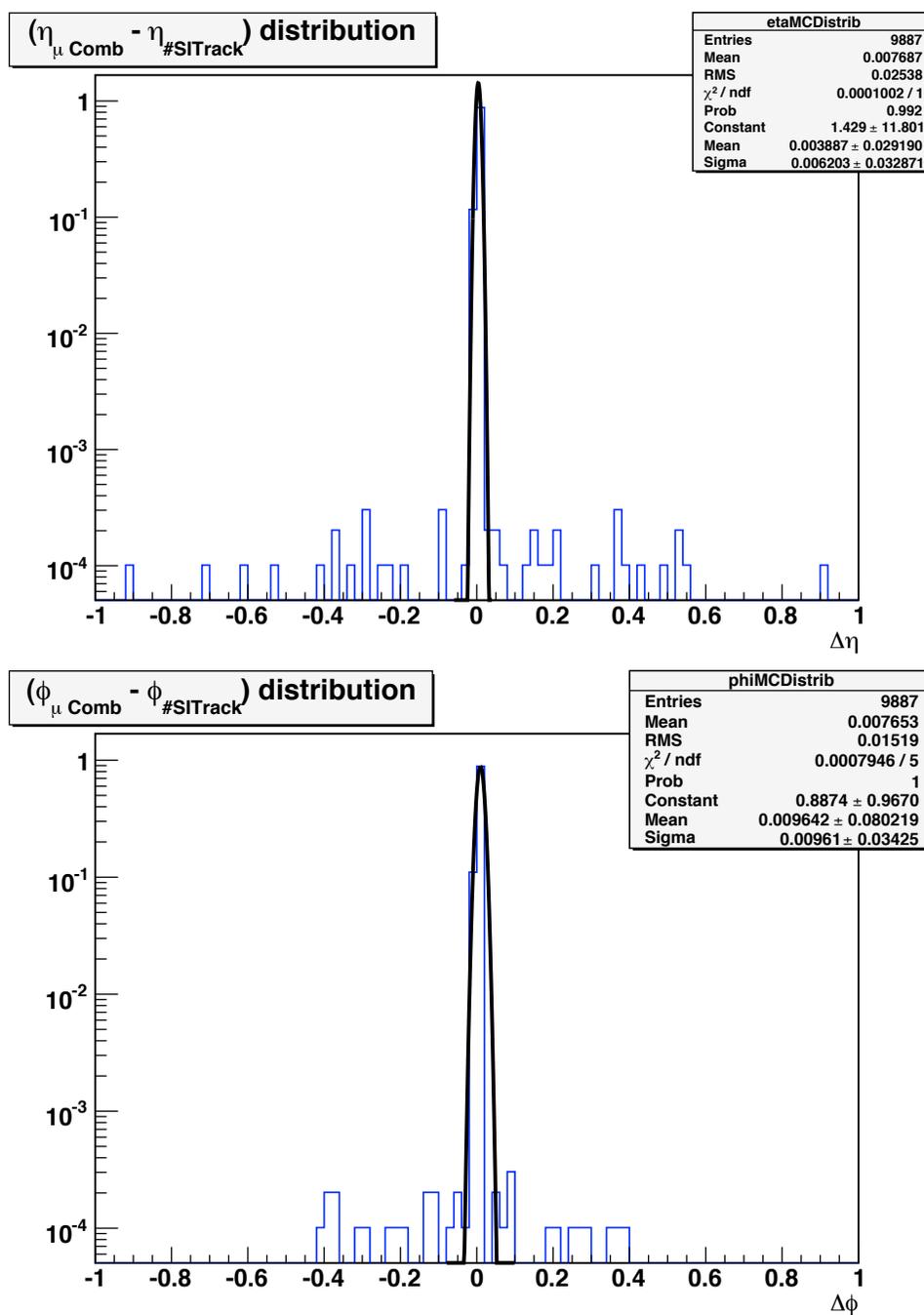


Figura 3.21 Fit gaussiano delle distribuzioni in figura 3.19.

Capitolo 4

Ottimizzazione

4.1 Il procedimento di ottimizzazione

In questo capitolo parlerò dell'ottimizzazione dei tagli sulle variabili degli algoritmi di isolamento nel calorimetro e nel tracciatore interno, presentate nel capitolo 3. μIso deve fornire un'efficienza sul segnale di almeno il 95%, in corrispondenza di una reiezione sul fondo che sia la più elevata possibile. A questo scopo bisogna effettuare un'ottimizzazione multivariata dei tagli sulle variabili selezionate nel capitolo 3.

In questa parte del lavoro ho utilizzato gli strumenti di analisi forniti dalla versione 5.18 di ROOT [26], scrivendo un algoritmo di ottimizzazione che descriverò nella prima parte di questo capitolo. Successivamente parlerò dei risultati di tali ottimizzazioni: quella sulle due variabili calorimetriche ($\Sigma E_T^{outer\ ring}$ nel *LAr* e nel *Tile*), quella sulla variabile del tracciatore interno (l'isolamento definito come $\frac{p_T^{muone}}{\Sigma p_T}$) e infine l'ottimizzazione combinata sulle tre variabili.

4.1.1 L'algoritmo di ottimizzazione

L'algoritmo di ottimizzazione applica tutte le combinazioni di tagli possibili a degli istogrammi di ROOT contenenti le distribuzioni delle variabili da ottimizzare. Per ogni combinazione fornisce un'efficienza sul segnale e la corrispondente reiezione sul fondo. Alla fine si sceglierà, per ogni efficienza sul segnale, la configurazione che massimizza la reiezione sul fondo.

Per fare questo bisogna quindi inizialmente procedere con la costruzione degli istogrammi di ROOT n -dimensionali ($THnF$) per il segnale e per il fondo, riempiti con le distribuzioni delle n variabili che si vogliono ottimizzare. Il numero di dimensioni di ciascun istogramma corrisponderà al numero di variabili da ottimizzare.

Successivamente ho considerato tutte le possibili combinazioni di tagli sulle variabili, calcolando per ognuna di esse l'efficienza sul segnale e la corrispondente reiezione sul fondo. La reiezione è qui definita come $rej = (1 - \epsilon_{fondo})$ con ϵ_{fondo} l'efficienza sul fondo. Le efficienze sul segnale e sul fondo fissati i tagli sono calcolate come il rapporto tra l'integrale dell'istogramma, di segnale o di fondo, della variabile nell'intervallo in cui ha passato i tagli, e l'integrale complessivo dello stesso istogramma.

Se si hanno più variabili, e quindi più tagli da ottimizzare, a diverse configurazioni di tagli può corrispondere una stessa efficienza sul segnale e diverse reiezioni del fondo. In questi casi si sceglie, a efficienza fissata, la combinazione di tagli che massimizza la reiezione.

Una volta calcolate, queste grandezze vengono riportate in un grafico che mostra i diversi punti di lavoro trovati. In generale abbiamo prodotto grafici di reiezione del fondo in funzione dell'efficienza sul segnale. Nel caso specifico dell'isolamento nell'ID questo non è stato possibile, come si vedrà in seguito, e abbiamo presentato i risultati in un grafico con l'efficienza, sul fondo e sul segnale, in funzione del taglio sulla variabile.

Questo metodo ha il pregio di essere estremamente rapido anche quando si ha più di una variabile, se confrontato ad esempio con un metodo di ottimizzazione Monte Carlo. Non può essere utilizzato però per ottimizzare un numero di variabili maggiore di tre, in quanto gli istogrammi di ROOT non vanno oltre le tre dimensioni per l'eccessiva quantità di memoria che verrebbe occupata. In generale i tagli ottenuti saranno fortemente dipendenti dal *binning* dell'istogramma, quindi nella scelta del punto di lavoro bisognerà tenere conto del fatto che questi ultimi oscillano in realtà intorno ad un intervallo di valori di larghezza pari a quella del bin dell'istogramma.

4.2 Ottimizzazione calorimetrica

Nelle analisi trattate in questa sezione ho usato l'algoritmo $\mu Fast$ per la stima della direzione (η e ϕ) e dell'impulso trasverso del muone, simulando

l'applicazione di una soglia nominale sull'impulso trasverso di 20 GeV/c nel primo e nel secondo livello di trigger. Abbiamo osservato che l'utilizzo di $\mu Fast$ piuttosto che non di $\mu Fast$ e $\mu Comb$ non comporta variazioni apprezzabili nella struttura delle variabili calorimetriche, né nelle prestazioni dell'algoritmo. Ritorneremo su questo punto, ovvero sulla stabilità dell'algoritmo, nella sezione 4.4 quando ci occuperemo dell'ottimizzazione combinata delle variabili del calorimetro con quelle del tracciatore interno.

Come prima cosa è utile confrontare i risultati dell'ottimizzazione effettuata nel *barrel* con le otto più potenti tra le variabili definite nella sezione 3.2 e quelli ottenuti con l'ottimizzazione sulle due sole variabili scelte ($\Sigma E_T^{outer\ ring}$ nel *LAr* e nel *Tile*) nel *barrel* senza ripesaggio. Confrontiamo le reiezioni risultanti da queste ottimizzazioni corrispondenti a un'efficienza sul segnale del 95%: nel caso si utilizzino le otto variabili si trova una reiezione di $\sim 93\%$, nel caso si ottimizzino solo le due variabili migliori si ha invece $\sim 91\%$. Il peggioramento è trascurabile, soprattutto se considerato che l'errore su questi numeri è dell'ordine dell'1%. La scelta di far lavorare l'algoritmo di isolamento solo su due delle otto variabili, le più potenti e meno correlate, sembra quindi non comportare una variazione consistente delle sue prestazioni, porta invece a un notevole alleggerimento dell'algoritmo.

Dopo aver verificato che le due variabili selezionate danno i risultati che ci si aspetta nel *barrel* abbiamo quindi esteso l'ottimizzazione alla zona degli *endcaps*, utilizzando le stesse variabili ($\Sigma E_T^{outer\ ring}$ nel *LAr* e nel *Tile*), ripesate come descritto nella sezione 3.2.2. Abbiamo visto nella sezione 3.2.2 che i calorimetri di ATLAS sono disomogenei in η . È quindi ragionevole pensare che a seconda della regione considerata si abbia una combinazione di tagli ottimizzati diversa.

Per ottenere le prestazioni migliori su tutto l'intervallo in η del calorimetro abbiamo deciso di suddividerlo in tre regioni. La prima regione è definita da $|\eta| \leq 1.0$, la seconda da $1.0 < |\eta| \leq 1.5$ e la terza da $1.5 < |\eta| \leq 2.4$. La prima zona comprende il *barrel* del calorimetro elettromagnetico e quello del calorimetro adronico, la seconda parte degli *endcaps* elettromagnetici e il *forward barrel* adronico, e la terza la seconda parte degli *endcaps* elettromagnetici. Le celle degli *endcaps* adronici non sono incluse, come visto nella sezione 3.2.2. Le zone avranno tre configurazioni di tagli e livelli di reiezione diversi, mentre l'efficienza sul segnale presa come punto di riferimento è sempre fissata al $\sim 95\%$.

Il grafico 4.1 mostra l'andamento della reiezione sul fondo in funzione

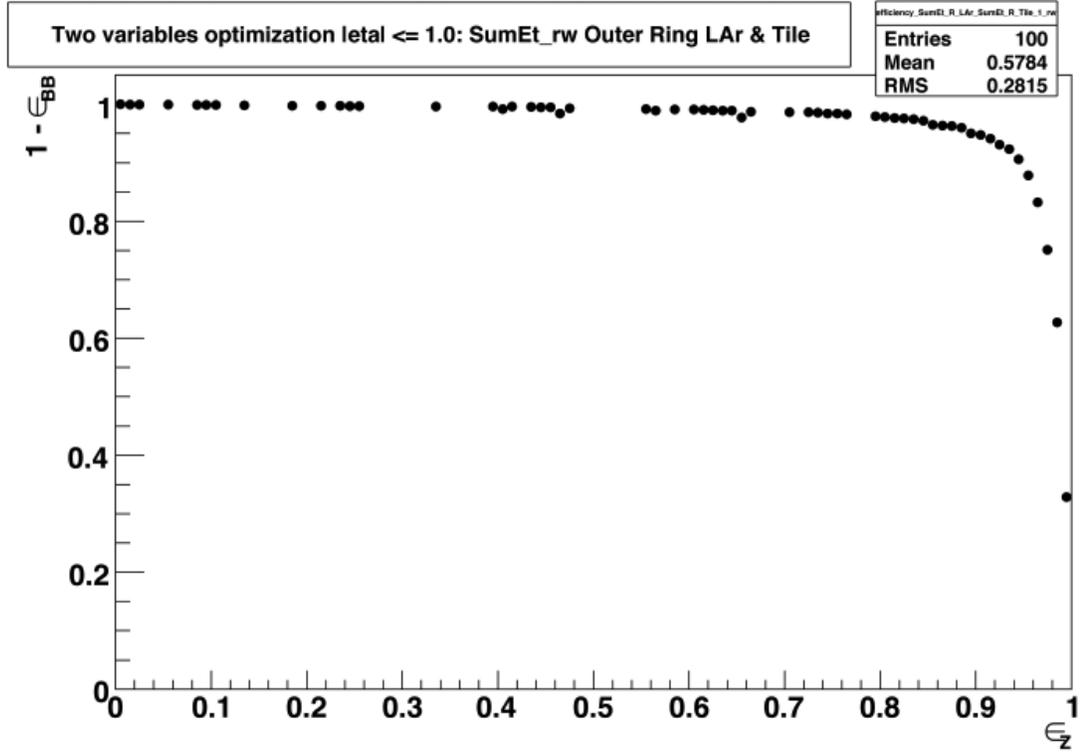


Figura 4.1 Grafico che rappresenta l'andamento della reiezione del fondo ($1 - \epsilon_{BB}$) al variare dell'efficienza sul segnale ϵ_Z . Questi risultati sono stati ottenuti ottimizzando le due variabili calorimetriche ripesate, nella zona $|\eta| < 1.0$. Al 95% dell'efficienza corrisponde una reiezione del 90%.

dell'efficienza sul segnale risultante dall'ottimizzazione nella prima zona. In particolare $\epsilon_Z \simeq 0.95$ corrisponde a una reiezione sul fondo $(1 - \epsilon_{BB}) \simeq 0.90$, e alla seguente combinazione di tagli:

$$\Sigma E_T^{outer\ ring\ ECAL} \leq 5250\ MeV \quad (4.1)$$

$$\Sigma E_T^{outer\ ring\ HCAL} \leq 6750\ MeV \quad (4.2)$$

Il grafico 4.2 mostra invece l'andamento della reiezione sul fondo in funzione dell'efficienza sul segnale risultante dall'ottimizzazione della seconda zona. In questo caso si ottiene per $\epsilon_Z = 0.95$ una reiezione sul fondo $(1 - \epsilon_{BB}) = 0.84$, e i tagli sono:

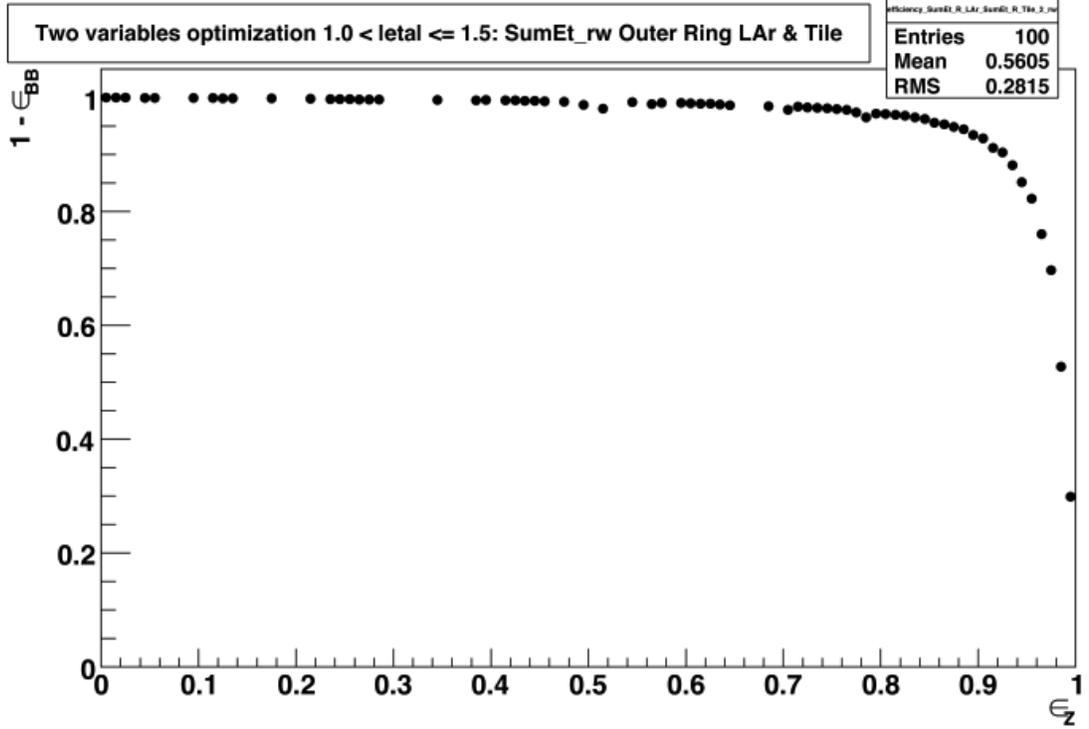


Figura 4.2 Grafico che rappresenta l'andamento della reiezione del fondo ($1 - \epsilon_{BB}$) al variare dell'efficienza sul segnale ϵ_Z . Questi risultati sono stati ottenuti ottimizzando le due variabili calorimetriche ripesate, nella zona $1.0 < |\eta| \leq 1.5$. Al 95% dell'efficienza corrisponde una reiezione dell'84%.

$$\Sigma E_T^{outer\ ring\ ECAL} \leq 5550\ MeV \quad (4.3)$$

$$\Sigma E_T^{outer\ ring\ HCAL} \leq 13050\ MeV \quad (4.4)$$

Nella terza zona, per $1.5 < |\eta| \leq 2.4$, abbiamo ottimizzato i tagli su una sola variabile: $\Sigma E_T^{outer\ ring}$ nel calorimetro elettromagnetico, visto che non consideriamo gli *endcaps* del calorimetro adronico. Il grafico in figura 4.3 mostra l'andamento della reiezione sul fondo in funzione dell'efficienza sul segnale risultante. In questo caso si ottiene per $\epsilon_{segnale} = 0.95$ una reiezione sul fondo $(1 - \epsilon_{fondo}) = 0.84$ in corrispondenza di un solo taglio:

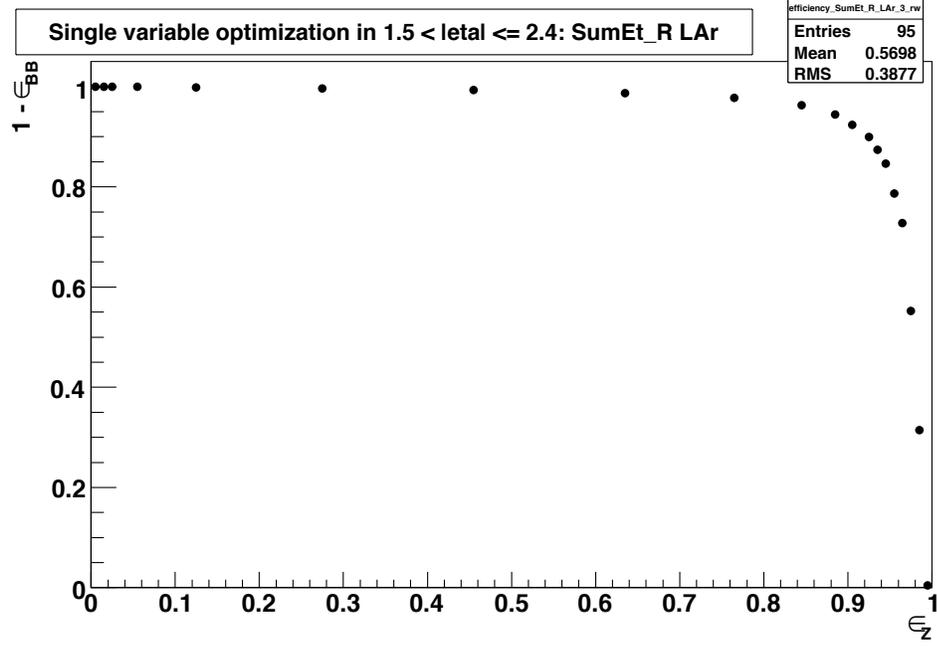


Figura 4.3 Grafico che rappresenta l'andamento della reiezione del fondo ($1 - \epsilon_{BB}$) al variare dell'efficienza sul segnale ϵ_Z . Questi risultati sono stati ottenuti ottimizzando la sola variabile $\Sigma E_T^{outer\ ring}$ del calorimetro elettromagnetico ripesata, nella zona $1.5 < |\eta| \leq 2.4$. Al 95% dell'efficienza corrisponde una reiezione dell'84%.

$$\Sigma E_T^{outer\ ring\ ECAL} \leq 5700\ MeV \quad (4.5)$$

Si può notare che la reiezione sul fondo peggiora nelle zone due e tre, pur restando comunque piuttosto elevata. Abbiamo verificato che la differenziazione dell'ottimizzazione in tre zone migliora effettivamente le prestazioni di μIso in termini di reiezione, in quanto tiene conto delle disomogeneità del rivelatore a fissati valori di η .

4.3 Ottimizzazione nel tracciatore interno

L'ottimizzazione della variabile di isolamento nel tracciatore interno, definita come $Iso = \frac{p_T^{muone}}{\Sigma p_T^{tracce}}$, è stata fatta per diverse configurazioni di trigger, e lavorando solo sui muoni che passano i tagli *MU20* del trigger di primo livello e *mu20* di quello di secondo livello. Le possibilità dal punto di vista degli algoritmi sono due per la stima delle caratteristiche del muone (η , ϕ e p_T), che può essere fatta con $\mu Fast$ o con l'utilizzo in serie di $\mu Fast$ e $\mu Comb$. Sono due anche gli algoritmi di ricostruzione delle tracce nell'*ID* al secondo livello di trigger, *IDScan* e *SITrack*.

In tutto abbiamo quindi quattro possibili configurazioni per l'ottimizzazione di μIso nel tracciatore interno. Come vedremo in seguito, grazie al metodo descritto nella sezione 3.3.1 a proposito della misura dell'impulso trasverso del muone come vedremo le differenze tra le due strategie di ricostruzione al livello di trigger muonico sono trascurabili. Nel caso degli algoritmi di tracciamento, *SITrack* e *IDScan*, i risultati sono invece sensibilmente diversi.

Utilizzando il metodo descritto nella sezione 4.1 con una sola variabile, abbiamo calcolato l'efficienza e la reiezione sul fondo per diversi tagli sulla variabile di isolamento. Essendo la maggior parte del segnale contenuta nell'ultimo bin, per $Iso \simeq 1$, come si vede nella figura 3.16, non si scende sotto valori piuttosto alti di efficienza del segnale sia che si utilizzi *SITrack* sia che si utilizzi *IDScan*, restando sopra al 98% con il primo algoritmo e al 91% con il secondo. Per questo abbiamo pensato che fosse più appropriato rappresentare separatamente l'efficienza sul segnale e la reiezione sul fondo al variare del taglio sull'isolamento, invece di dare la reiezione in funzione dell'efficienza.

In figura 4.4 sono rappresentati questi grafici nel caso di *SITrack* in (a) con $\mu Fast$ e in (b) con $\mu Fast$ e $\mu Comb$. In figura 4.5 si ha la stessa cosa per l'algoritmo *IDScan*. In entrambi i grafici si ha in nero l'efficienza sul segnale e in rosso la reiezione sul fondo. Come si vede da questi grafici mentre, come già detto, $\mu Fast$ o la combinazione di $\mu Fast$ e $\mu Comb$ da risultati comparabili, la scelta dell'algoritmo di ricostruzione di traccia sembra avere un impatto non trascurabile sulle prestazioni di μIso . Nel caso di *SITrack* l'efficienza sul segnale resta sempre molto alta, nel caso di *IDScan* invece l'efficienza sul segnale scende fino a raggiungere valori più bassi.

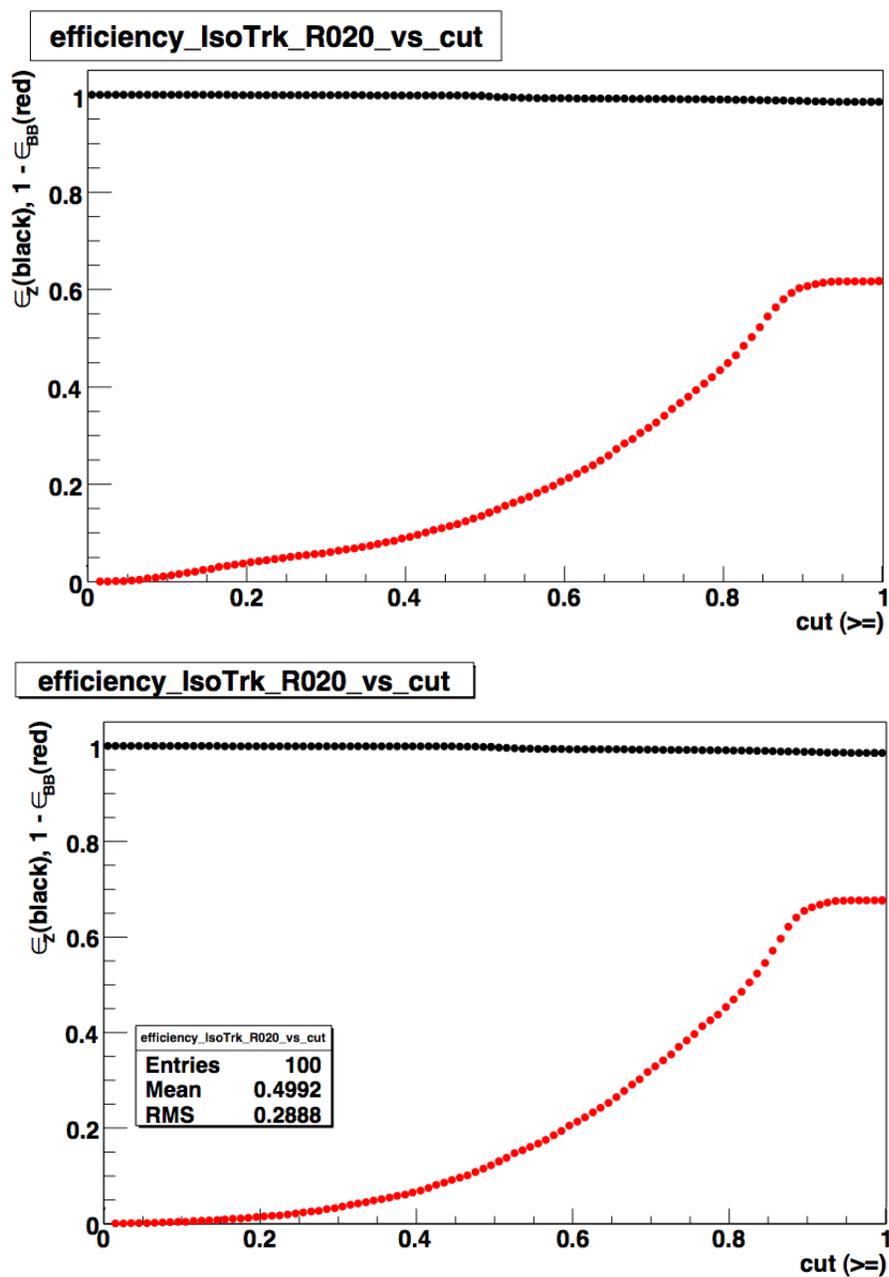


Figura 4.4 Andamento delle efficienze, in nero sul segnale e in rosso sul fondo, in funzione del taglio effettuato sulla variabile di isolamento del tracciatore interno. La ricostruzione delle tracce è stata effettuata con l'algoritmo *SITrack*. Nel grafico sopra si è usato l'algoritmo $\mu Fast$ nella stima del p_T del muone, in quello sotto invece si è utilizzato $\mu Comb$.

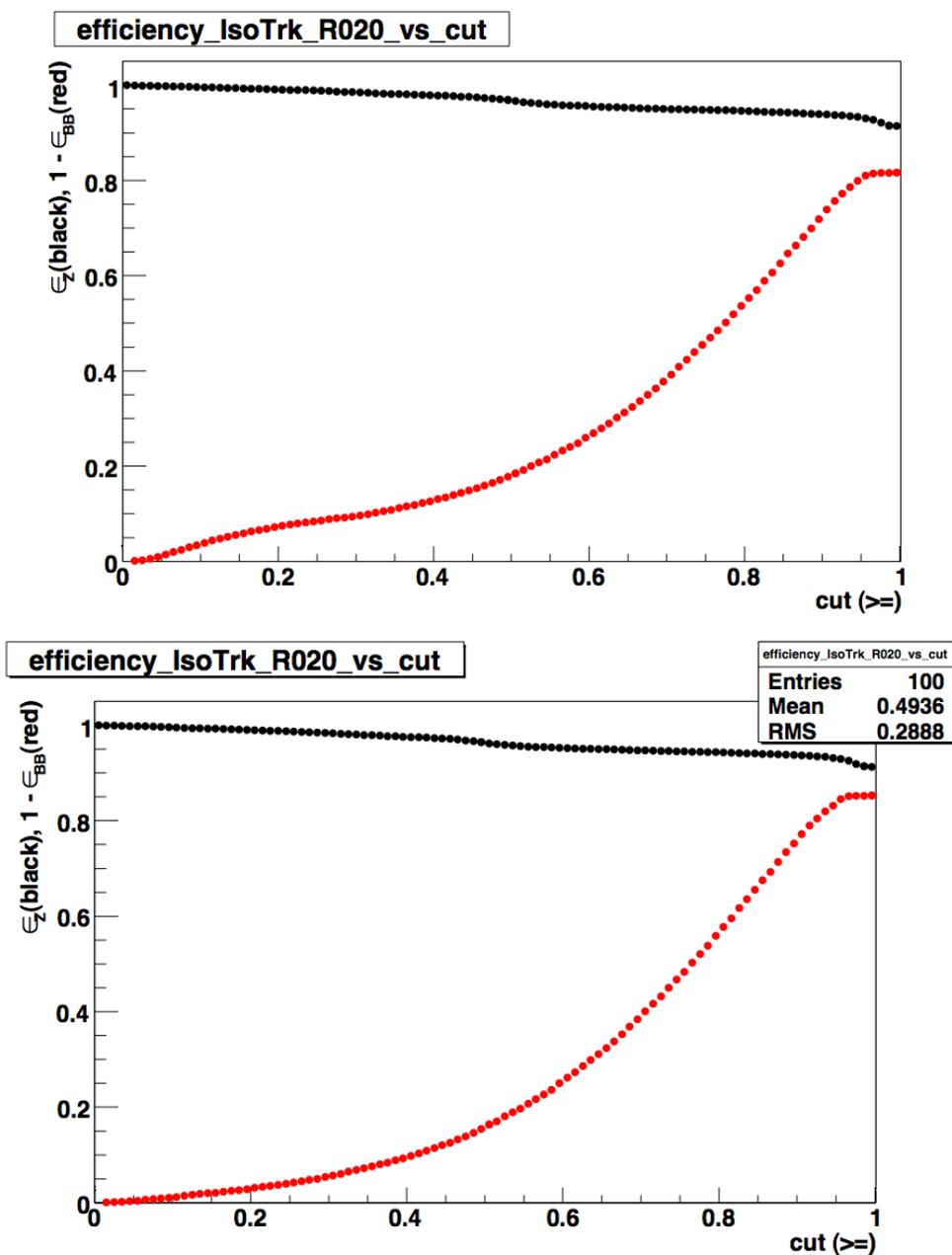


Figura 4.5 Andamento delle efficienze, in nero sul segnale e in rosso sul fondo, in funzione del taglio effettuato sulla variabile di isolamento del tracciatore interno. La ricostruzione delle tracce è stata effettuata con l'algoritmo *IDScan*. Nel grafico sopra si è usato l'algoritmo *μFast* nella stima del p_T del muone, in quello sotto invece si è utilizzato *μComb*.

	$\mu Fast IDScan$	$\mu Comb IDScan$	$\mu Fast SITrack$	$\mu Comb SITrack$
$(1 - \epsilon_{fondo})$	0.094	0.047	0.617	0.676
taglio Iso	0.30	0.28	0.96	0.97

Tabella 4.1 Nella prima riga si ha la reiezione sul fondo ottenuta in corrispondenza a un'efficienza sul segnale pari al 98.5% con l'ottimizzazione dei tagli sulla variabile di isolamento nell'*inner detector* per le quattro diverse configurazioni di trigger. Nella seconda riga sono invece riportati i tagli corrispondenti, dove questi vanno letti come $Iso \leq \text{taglio}$.

In entrambi i casi, ma in maniera più accentuata per *SITrack*, l'efficienza sul fondo diventa costante per tagli di isolamento maggiori di 0.85. Questo è dovuto al “buco” presente nella variabile di isolamento tra l'ultimo bin e il resto della distribuzione. Tale effetto è a sua volta causato dalla presenza di tagli all'interno di *SITrack*, che nel complesso non ricostruiscono tracce con p_T minore di 2 GeV/c. Questo taglio è di fondamentale importanza affinché l'algoritmo di tracciamento lavori in tempi rapidi. Infatti la ricostruzione di traccia per particelle di basso momento trasverso richiede più tempo rispetto a quella per particelle di momento trasverso elevato a causa dello spiraleggiamento indotto dal campo magnetico, meno accentuato per impulsi elevati (si veda l'equazione 2.3).

SITrack fornisce in generale risultati migliori rispetto a *IDScan*. Questo si può verificare scegliendo una stessa efficienza per entrambi gli algoritmi confrontando le reiezioni ottenute nei due casi, tenuto conto che questo punto non può ovviamente essere il 95% di efficienza sul segnale perchè non lo si raggiunge mai nel caso di *SITrack*. I risultati sono mostrati in tabella 4.1, in generale si può notare che il taglio sull'isolamento resta stabile nelle diverse configurazioni, e che in ogni caso la configurazione migliore è quella in cui si determinano le caratteristiche del muone con $\mu Fast$ e $\mu Comb$ e si ricostruiscono le tracce con *SITrack*.

4.4 Ottimizzazione combinata

Il taglio sulla variabile di isolamento nel tracciatore interno ottimizzato nella sezione precedente non fornisce da solo una reiezione del fondo sufficiente ai fini di abbassare la *rate* in maniera consistente. Se si combina l'algoritmo

nell'*ID* con quello calorimetrico si può però pensare di migliorare i risultati del primo e guadagnare così qualche percento di reiezione, e ottenendo inoltre un algoritmo più robusto. Per verificarne le prestazioni abbiamo ottimizzato i tagli su tutte le variabili, calorimetriche e del tracciatore interno.

Anche in questo caso si considerano le tre zone del calorimetro una per una. Nelle prime due zone si taglia su tre variabili: $\Sigma E_T^{outer\ ring}$ nell'*ECAL* e nell'*HCAL* e l'isolamento nell'*ID* ($Iso = \frac{p_T^{muone}}{\Sigma p_T^{tracce}}$), invece su due sole variabili: $\Sigma E_T^{outer\ ring}$ nell'*ECAL* e l'isolamento nell'*ID*. Allo stesso tempo si hanno due configurazioni possibili per la ricostruzione dei muoni al secondo livello di trigger ($\mu Fast$, $\mu Fast$ e $\mu Comb$), e due algoritmi diversi per la ricostruzione di traccia nell'*ID* (*IDScan* e *SITrack*). In tutto si hanno quindi dodici ottimizzazioni indipendenti.

Anche in questa nuova ottimizzazione si considerano come fondo i muoni prodotti nel decadimento $b\bar{b} \rightarrow \mu^\pm 15 + X$ e come segnale quelli prodotti in $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$. Abbiamo inizialmente effettuato l'ottimizzazione su muoni che avevano precedentemente superato il taglio nominale di 20 GeV/c sull'impulso trasverso al primo e al secondo livello di trigger. In un secondo tempo abbiamo ripetuto la stessa ottimizzazione per muoni che avevano invece superato un taglio di 15 GeV/c.

Nelle figure 4.6, 4.7, 4.8 si hanno i grafici per le zone 1, 2, e 3 della reiezione del fondo in funzione dell'efficienza sul segnale per muoni che abbiano passato una soglia mu20 nella migliore configurazione degli algoritmi, cioè con $\mu Fast$ e $\mu Comb$ per la misura della direzione e dell'impulso trasverso del muone e con *SITrack* per la ricostruzione di traccia nell'*ID*. Nella tabella 4.2 in alto invece sono riportati i risultati delle ottimizzazioni combinate fatte in tutte le configurazioni muoniche possibili nelle tre zone, usando l'algoritmo di ricostruzione di traccia *SITrack*.

Nelle figure 4.9, 4.10, 4.11 si hanno invece i grafici della reiezione del fondo in funzione dell'efficienza sul segnale per muoni che abbiano passato una soglia di 15 GeV/c nella configurazione $\mu Fast$ e $\mu Comb$ e con *SITrack*, anche in questo caso la migliore delle diverse possibili. Nella tabella 4.2 in basso sono riportati questi risultati con $\mu Fast$ o $\mu Fast$ e $\mu Comb$ e usando *SITrack* nelle tre zone.

L'algoritmo μIso , così ottimizzato, sembra essere piuttosto stabile. Infatti i tagli sulle variabili non variano di molto né a seconda delle configurazioni,

mu20					
	zona	$1 - \epsilon_{BB}$	$\Sigma E_T^{outer\ ring} LAr \geq (MeV)$	$\Sigma E_T^{outer\ ring} Tile \geq (MeV)$	$Iso \leq$
$\mu Fast$	1	0.91	5550	4650	0.91
	2	0.87	5250	8250	0.99
	3	0.81	7050	-	0.99
$\mu Comb$	1	0.93	5550	4350	0.94
	2	0.90	5250	6150	0.99
	3	0.84	7050	-	0.99
mu15					
	zona	$1 - \epsilon_{BB}$	$\Sigma E_T^{outer\ ring} LAr \geq (MeV)$	$\Sigma E_T^{outer\ ring} Tile \geq (MeV)$	$Iso \leq$
$\mu Fast$	1	0.88	5550	6450	0.91
	2	0.86	5250	8250	0.91
	3	0.80	7050	-	0.99
$\mu Comb$	1	0.88	5550	5550	0.91
	2	0.86	5250	7050	0.99
	3	0.80	7050	-	0.99

Tabella 4.2 Reiezione del fondo (prima colonna) e configurazione di tagli in corrispondenza di un'efficienza sul segnale pari al 95% per muoni $mu20$ in alto, e per muoni $mu15$ in basso. Si è utilizzato l'algoritmo di ricostruzione di traccia $SITrack$ in ognuno dei casi riportati. Le prime tre righe sono usando $\mu Fast$ nelle tre zone, le ultime tre usando $\mu Fast$ e $\mu Comb$.

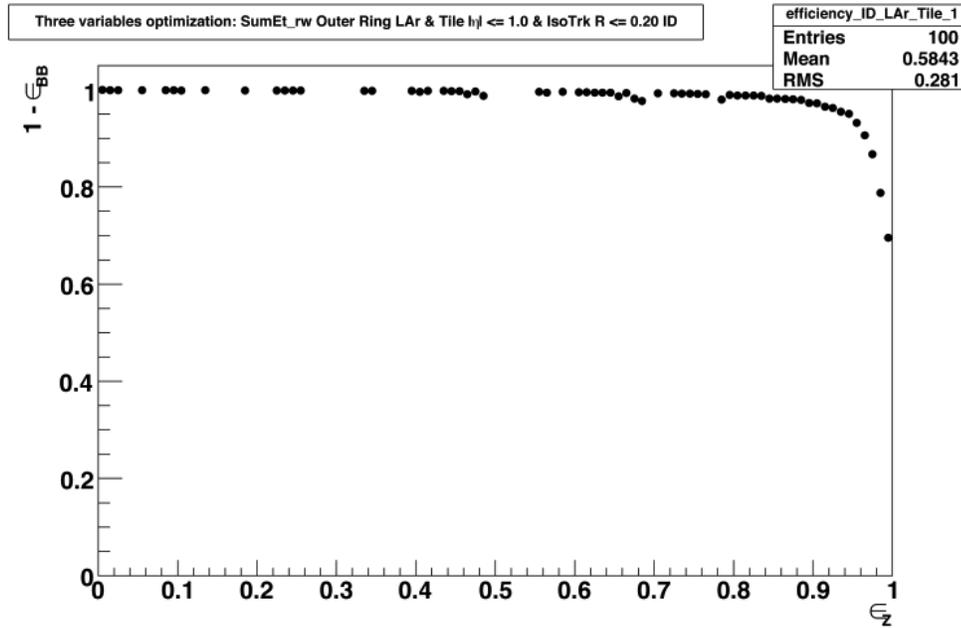


Figura 4.6 Grafico della reiezione del fondo in funzione dell'efficienza sul segnale ottenuto nella zona $|\eta| \leq 1.0$ ottimizzando le due variabili calorimetriche ripesate e l'isolamento del tracciatore interno. Tale ottimizzazione è stata fatta considerando muoni già selezionati dal trigger di primo livello, e dagli algoritmi del secondo livello $\mu Fast$ e $\mu Comb$, con una soglia $\mu 20$, e l'algoritmo di ricostruzione di traccia $SITrack$.

né tra muoni che hanno subito tagli di 20 GeV/c piuttosto che non di 15. Questa osservazione permette di avere, per muoni ad alto impulso trasverso, una sola combinazione di tagli per l'algoritmo di isolamento nel menù di trigger. Abbiamo fatto dei test usando campioni di dati simulati differenti rispetto a quelli usati per l'ottimizzazione per verificare le prestazioni di una combinazione di tagli unica su muoni di diverso impulso, i risultati sono riportati nell'ultimo capitolo.

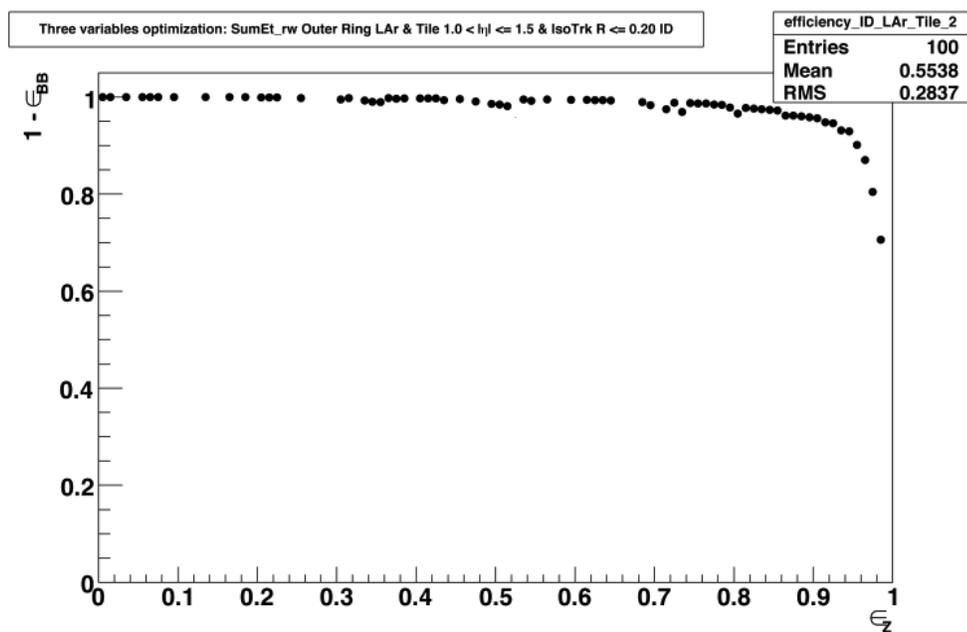


Figura 4.7 Grafico della reiezione del fondo in funzione dell'efficienza sul segnale ottenuto nella zona $1.0 < |\eta| \leq 1.5$ ottimizzando le due variabili calorimetriche ripesate e l'isolamento del tracciatore interno. Tale ottimizzazione è stata fatta considerando muoni già selezionati dal trigger di primo livello, e dagli algoritmi del secondo livello $\mu Fast$ e $\mu Comb$, con una soglia $\mu 20$, e l'algoritmo di ricostruzione di traccia $SITrack$.

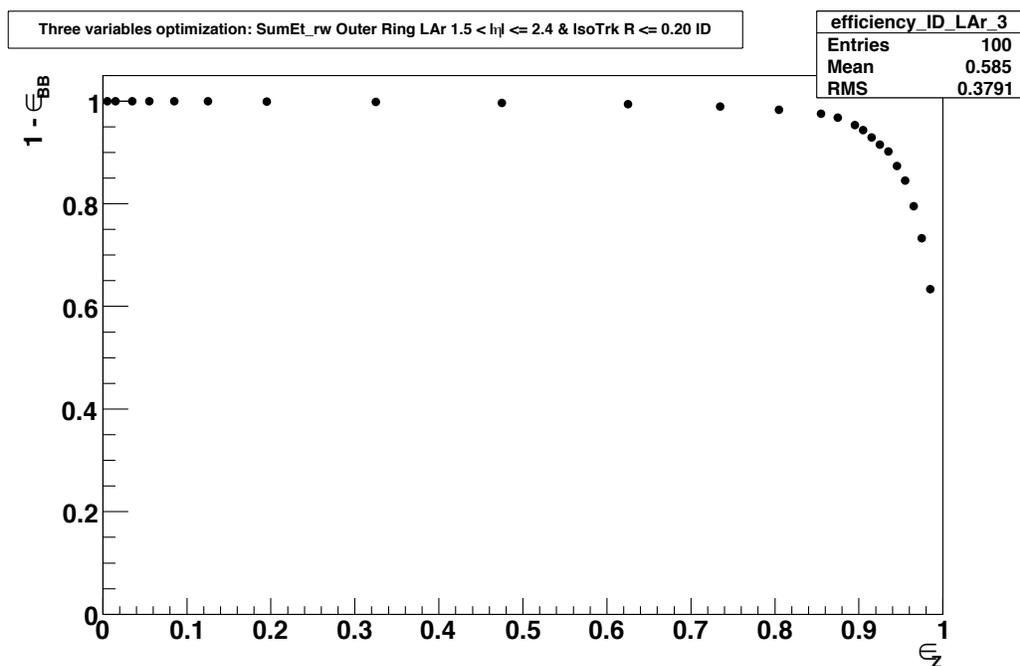


Figura 4.8 Grafico della reiezione del fondo in funzione dell'efficienza sul segnale ottenuto nella zona $1.5 < |\eta| \leq 2.4$ ottimizzando una variabile calorimetrica ripesata, $\Sigma E_T^{outer\ ring}$ nel *LAr*, e l'isolamento del tracciatore interno. Tale ottimizzazione è stata fatta considerando muoni già selezionati dal trigger di primo livello, e dagli algoritmi del secondo livello *μFast* e *μComb*, con una soglia μ_{20} , e l'algoritmo di ricostruzione di traccia *SITrack*.

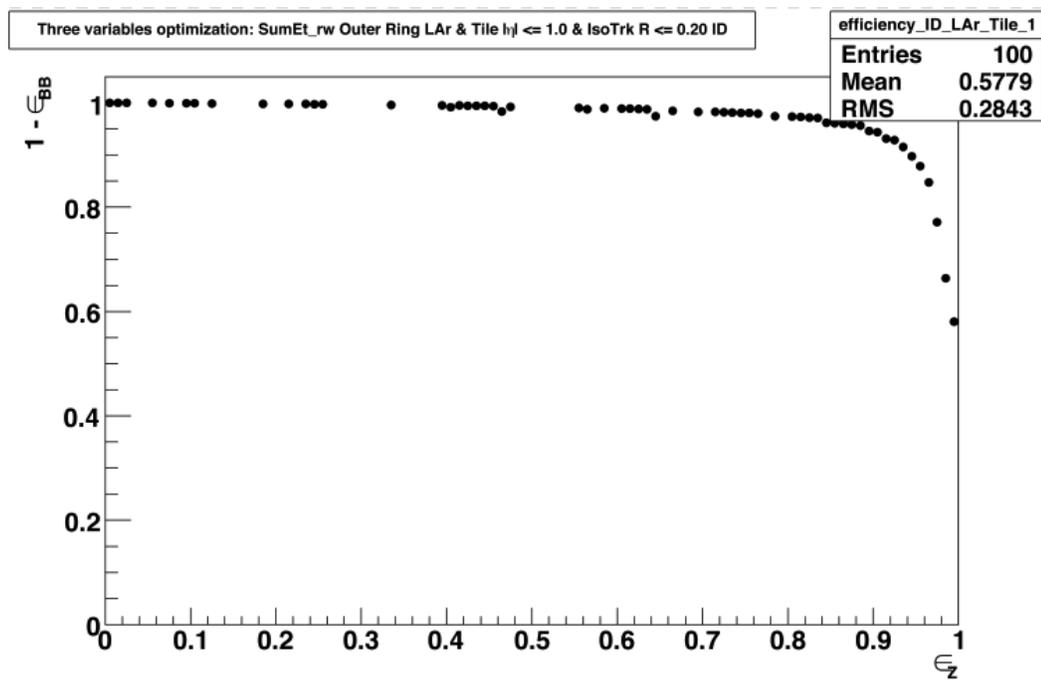


Figura 4.9 Figura analoga alla 4.6 ($|\eta| \leq 1.0$) ma ottenuta con una soglia sull'impulso trasverso dei muoni μ_{15} .

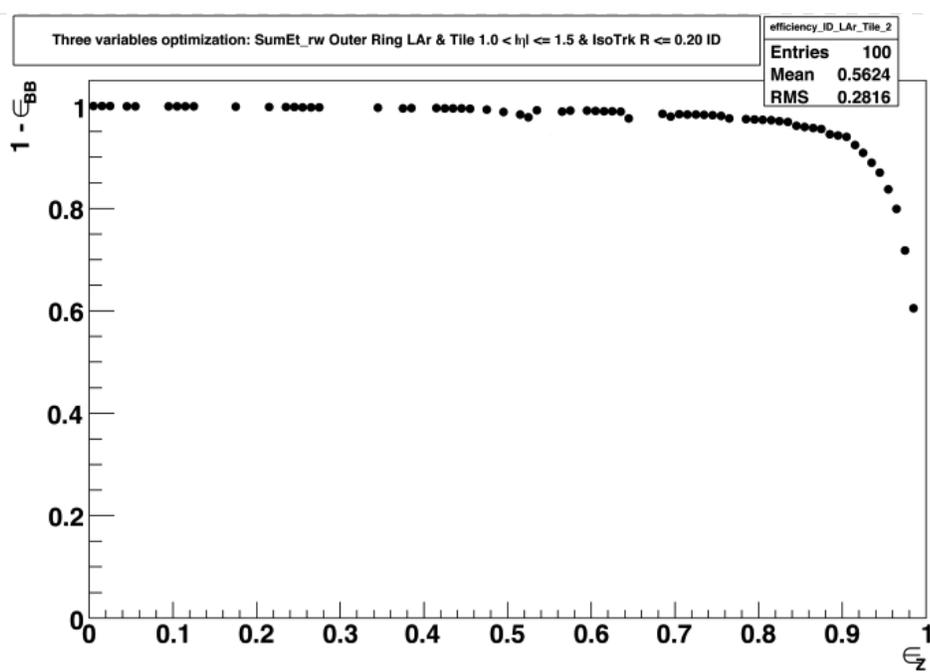


Figura 4.10 Figura analoga a 4.7 ($1.0 < |\eta| \leq 1.5$) ma ottenuta con una soglia sull'impulso trasverso dei muoni μ_{15} .

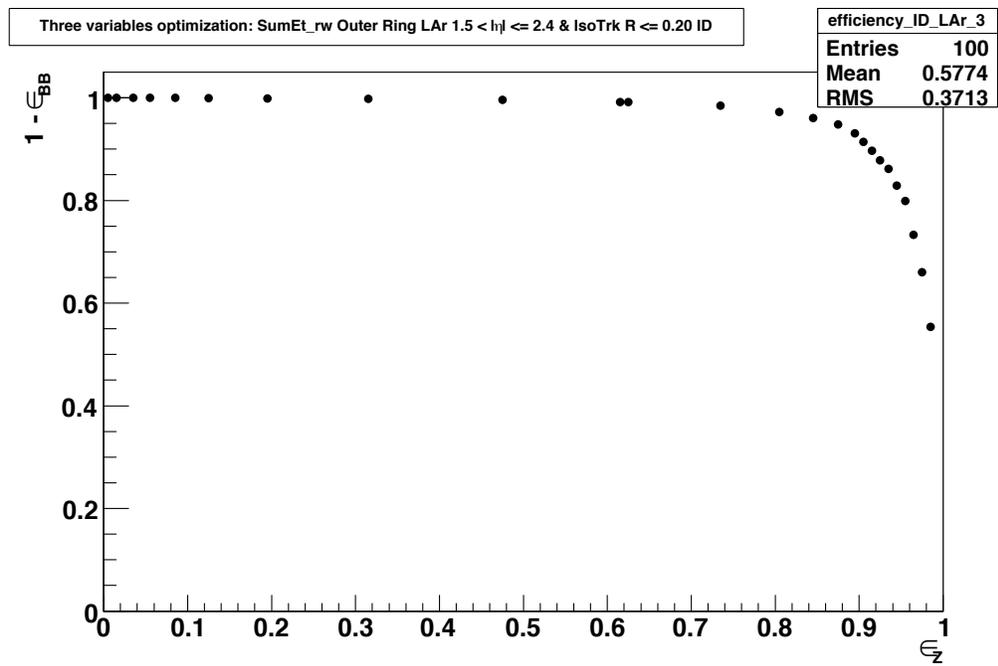


Figura 4.11 Figura analoga a 4.8 ($1.5 < |\eta| \leq 2.4$) ma ottenuta con una soglia sull'impulso trasverso dei muoni mu15.

Capitolo 5

Risultati dell'ottimizzazione

In questo capitolo sono presentate le prestazioni dell'algoritmo di isolamento muonico in termini di:

- efficienza sul singolo muone isolato e corrispondente riduzione del fondo di muoni non isolati, con selezione di secondo livello $\mu Fast$ o $\mu Fast$ e $\mu Comb$ con soglia nominale sull'impulso trasverso di 15, 20 o 40 GeV/c ($\mu 15$, $\mu 20$ o $\mu 40$);
- efficienza su alcuni tipi di eventi simulati di segnale per muoni ad alto impulso trasverso ($\mu 15$, $\mu 20$ e $\mu 40$);
- confronto tra le *rate* dei fondi dominanti selezionati dagli algoritmi $\mu Fast$ o $\mu Fast$ e $\mu Comb$ con e senza isolamento;
- studio preliminare dei tempi di processamento dell'algoritmo.

Bisogna tenere conto del fatto che negli studi descritti non si tiene conto né del *pile-up* né del rumore di caverna, costituito essenzialmente dai nucleoni liberati dalle pareti dell'esperimento sotto lo stimolo della radiazione prodotta dalle interazioni dei fasci. Tali fenomeni potrebbero avere degli effetti rilevanti sulle variabili calorimetriche, infatti una grande quantità di energia, originata dalla sovrapposizione di tanti eventi, viene misurata dal rivelatore, e per mantenere gli stessi livelli di reiezione previsti potrebbe essere quindi necessario rendere i tagli di isolamento meno duri. Le prestazioni dell'algoritmo nel tracciatore interno dovrebbero invece essere meno sensibili a questo tipo di problemi, infatti gli algoritmi di tracciamento possono effettuare una

preselezione delle tracce provenienti dal vertice primario di interazione, escludendo quelle che non sono stati prodotti durante l'interazione considerata. I risultati qui riportati sono quindi da considerare preliminari, e dovranno essere verificati mediante studi e sviluppi dell'algoritmo che tengano conto anche degli effetti di *pile-up* e del rumore di caverna, che si potranno fare con l'arrivo dei primi dati.

5.1 Prestazioni dell'algoritmo per il muone singolo

Nel capitolo precedente abbiamo ottimizzato i tagli sulle variabili calorimetriche e dell'apparato di tracciamento interno. Le configurazioni di tagli ottenute per diverse soglie di impulso trasverso dei muoni sono piuttosto stabili, si è quindi deciso di sceglierne una sola che lavori ad alto impulso trasverso (dai 15 ai 40 GeV/c), verificando che i risultati in efficienza sul segnale e reiezione del fondo vengano ben riprodotti. I tagli scelti, riportati nella tabella 4.2, sono quelli ottenuti con l'ottimizzazione su muoni che abbiano superato una soglia nominale di 15 GeV/c in impulso trasverso nel caso si utilizzino sia l'algoritmo $\mu Fast$ sia successivamente l'algoritmo $\mu Comb$, e con *SITrack* per la ricostruzione di traccia nell'ID.

Nella tabella 5.1 sono presentate le efficienze e reiezioni risultanti dall'applicazione di tale combinazione di tagli a muoni selezionati con una soglia di 20 e 40 GeV/c. La ricostruzione delle tracce per la variabile di isolamento nell'ID avviene sempre utilizzando l'algoritmo *SITrack*. I muoni di segnale sono quelli relativi alla simulazione di eventi $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$, mentre quelli di fondo sono prodotti in decadimenti semileptonici di coppie di quark $b\bar{b}$ in cui il muone abbia almeno 15 GeV/c di impulso trasverso.

In questa prima sezione i decadimenti dello Z vengono utilizzati come "produttori" di muoni singoli e isolati, le efficienze sono perciò calcolate, sia sul segnale sia sul fondo, sul muone singolo e non sulla totalità dell'evento, a partire dalla seguente definizione:

$$\epsilon_{\mu} = \frac{N_{\mu}(\text{LVL1} + \text{LVL2}^{\mu Fast/\mu Fast+\mu Comb} + \text{LVL2}^{\mu Iso})}{N_{\mu}(\text{LVL1} + \text{LVL2}^{\mu Fast/\mu Fast+\mu Comb})} \quad (5.1)$$

dove a numeratore si ha il numero di muoni che passa la selezione dell'isolamento, dopo aver passato quella di primo livello e di secondo livello $\mu Fast$

5.1. PRESTAZIONI DELL'ALGORITMO PER IL MUONE SINGOLO 95

mu20				mu40			
	zona in $ \eta $	ϵ_Z	$1 - \epsilon_{BB}$		zona in $ \eta $	ϵ_Z	$1 - \epsilon_{BB}$
$\mu Fast$	1	0.95	0.92	$\mu Fast$	1	0.95	0.97
	2	0.94	0.88		2	0.95	0.92
	3	0.92	0.84		3	0.93	0.87
$\mu Comb$	1	0.95	0.94	$\mu Comb$	1	0.96	0.99
	2	0.95	0.91		2	0.95	0.99
	3	0.95	0.87		3	0.95	0.98

Tabella 5.1 Tabella riassuntiva con le efficienze sul segnale e le reiezioni del fondo ottenute applicando i tagli ottimizzati su muoni mu15 della tabella 4.2 su muoni selezionati con una soglia mu20 a sinistra e mu40 a destra. Sono riportati i risultati sia se si utilizza per la selezione al secondo livello muonico solo $\mu Fast$, sia se invece si utilizzano $\mu Fast$ e $\mu Comb$. La ricostruzione di traccia è stata fatta sempre con *SITrack* in queste ottimizzazioni.

o $\mu Fast$ e $\mu Comb$, mentre a denominatore ho il numero di muoni che sono stati passati all'algoritmo di isolamento da $\mu Fast$ o $\mu Fast$ e $\mu Comb$.

Gli andamenti dell'efficienza sul segnale (in nero) e sul fondo (in rosso) in funzione di η , ϕ e p_T sono rappresentati rispettivamente nelle figure 5.1, 5.2 e 5.3 per la configurazione di tagli selezionata applicata a muoni che abbiano passato dei tagli mu15. La distribuzione in funzione di η per il segnale è circa costante su tutto l'intervallo selezionato, $|\eta| \leq 2.4$, come ci si poteva aspettare dopo il ripesaggio delle variabili calorimetriche discusso nella sezione 3.2.2. Agli estremi di tale intervallo, per $1.8 \leq |\eta| \leq 2.4$, si nota una lieve diminuzione dell'efficienza, dovuta però alla statistica povera in quella regione in η , che rende quindi meno efficace il ripesaggio. Neanche l'andamento in funzione di ϕ sembra presentare problemi, l'efficienza resta infatti costante su tutto l'intervallo $|\phi| \leq \pi$. Anche l'andamento dell'efficienza sul segnale in funzione di p_T è costante per impulsi trasversi elevati, fino a circa 15 GeV/c.

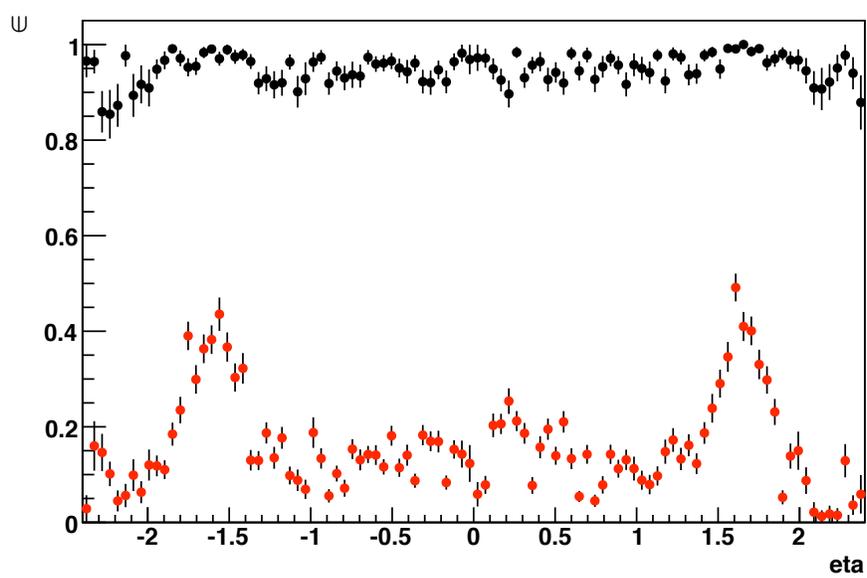


Figura 5.1 Andamento dell'efficienza sul segnale (in nero) e sul fondo (in rosso) in funzione di η .

5.1. PRESTAZIONI DELL'ALGORITMO PER IL MUONE SINGOLO 97

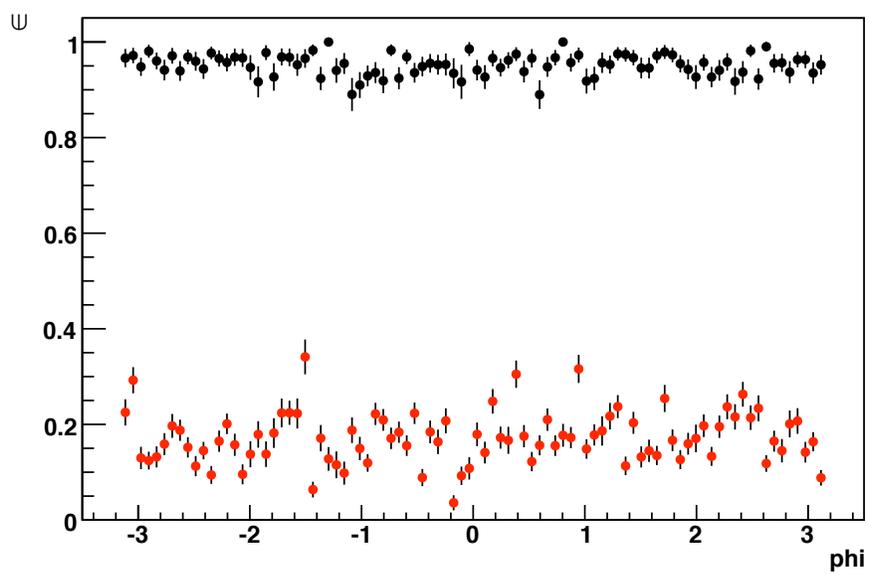


Figura 5.2 Andamento dell'efficienza sul segnale (in nero) e sul fondo (in rosso) in funzione di ϕ .

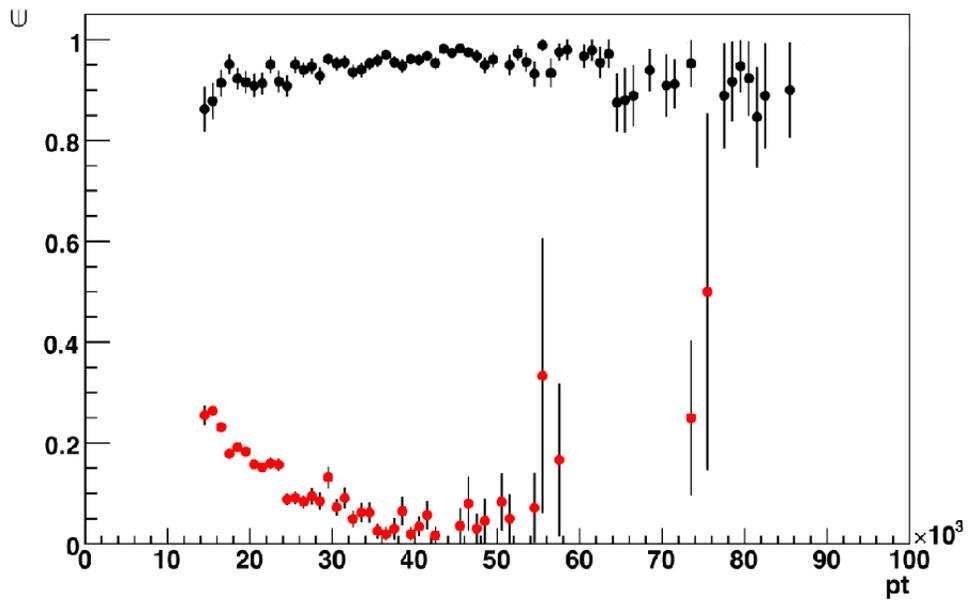


Figura 5.3 Andamento dell'efficienza sul segnale (in nero) e sul fondo (in rosso) in funzione di p_T .

dN/dt (Hz) al secondo livello di trigger $\mu Fast$ con $\mathcal{L} = 10^{34} cm^{-2} s^{-1}$						
	$mu15$		$mu20$		$mu40$	
	$ \eta \leq 1.0$	$1.0 < \eta \leq 1.4$	$ \eta \leq 1.0$	$1.0 < \eta \leq 1.4$	$ \eta \leq 1.0$	$1.0 < \eta \leq 1.4$
bb	1782	4950	540	1500	87	280
$c\bar{c}$	1716	5610	520	1700	83	290
dN/dt (Hz) al secondo livello di trigger $\mu Fast + \mu Iso$ con $\mathcal{L} = 10^{34} cm^{-2} s^{-1}$						
	$mu15$		$mu20$		$mu40$	
	$ \eta \leq 1.0$	$1.0 < \eta \leq 1.4$	$ \eta \leq 1.0$	$1.0 < \eta \leq 1.4$	$ \eta \leq 1.0$	$1.0 < \eta \leq 1.4$
bb	178	841	43	210	2.6	28
$c\bar{c}$	172	954	42	238	2.5	29

Tabella 5.2 In queste tabelle sono messe a confronto le *rate* dN/dt per gli eventi di fondo dominanti, calcolate al secondo livello di trigger muonico $\mu Fast$ con e senza tagli di isolamento, per diverse soglie sull'impulso trasverso. Come si vede dai dati in tabella μIso associato a $\mu Fast$ permette di guadagnare un fattore dieci di reiezione sui fondi $b\bar{b}$ e $c\bar{c}$.

5.2 Efficienze e *rate* per evento

L'obiettivo dell'algoritmo di isolamento è di permettere di tenere più bassa la soglia sull'impulso trasverso dei muoni abbassando, mediante i tagli riportati nella tabella 4.2, le *rate* di muoni di fondo. Questo comporta come vedremo un consistente guadagno in efficienza sul segnale.

Il fondo dominante rispetto agli eventi di segnale studiati è dato dai muoni prodotti nei decadimenti semileptonici delle coppie $b\bar{b}$. Le reiezioni di μIso sono state ottenute studiando proprio campioni di eventi simulati di questo tipo.

I decadimenti semileptonici di coppie $c\bar{c}$ rappresentano un altro fondo importante per elevati impulsi trasversi del muone, e hanno una segnatura del tutto analoga a quelli dei $b\bar{b}$. Si può quindi stimare che la reiezione data dall'algoritmo di isolamento su questo secondo tipo di eventi sia dello stesso ordine di grandezza di quella su eventi $b\bar{b}$.

Nelle tabelle 5.2 e 5.3 sono riportati i valori delle *rate* per i fondi dominanti ottenute applicando gli algoritmi del trigger muonico di secondo livello di base, rispettivamente $\mu Fast$ o $\mu Fast$ e $\mu Comb$, da soli o associati all'isolamento. Le *rate* sono calcolate a una luminosità istantanea di $\mathcal{L} = 10^{34} cm^{-2} s^{-1}$ come:

$$rate = \mathcal{L} \cdot \sigma \cdot \epsilon \quad (5.2)$$

dN/dt (Hz) al secondo livello di trigger $\mu Comb$ con $\mathcal{L} = 10^{34} cm^{-2} s^{-1}$						
	$mu15$		$mu20$		$mu40$	
	$ \eta \leq 1.0$	$1.0 < \eta \leq 1.4$	$ \eta \leq 1.0$	$1.0 < \eta \leq 1.4$	$ \eta \leq 1.0$	$1.0 < \eta \leq 1.4$
$b\bar{b}$	1056	2739	320	830	31	92
$c\bar{c}$	924	2772	280	840	26	99
dN/dt (Hz) al secondo livello di trigger $\mu Comb + \mu Iso$ con $\mathcal{L} = 10^{34} cm^{-2} s^{-1}$						
	$mu15$		$mu20$		$mu40$	
	$ \eta \leq 1.0$	$1.0 < \eta \leq 1.4$	$ \eta \leq 1.0$	$1.0 < \eta \leq 1.4$	$ \eta \leq 1.0$	$1.0 < \eta \leq 1.4$
$b\bar{b}$	127	466	19	91	0.31	1.8
$c\bar{c}$	111	471	17	92	0.26	2.0

Tabella 5.3 In queste tabelle sono messe a confronto le *rate* dN/dt per gli eventi di fondo dominanti, calcolate al secondo livello di trigger muonico $\mu Comb$ (dove s'intende $\mu Fast$ e $\mu Comb$) con e senza tagli di isolamento, per diverse soglie sull'impulso trasverso. Come si vedi dai dati in tabella μIso associato a $\mu Comb$ permette di guadagnare un fattore dieci di reiezione sui fondi $b\bar{b}$ e $c\bar{c}$ sui muoni che passano dei tagli $mu15$ e $mu20$, mentre si guadagna un fattore 100 nel caso di muoni selezionati con tagli $mu40$.

dove σ è la sezione d'urto dell'evento in centimetri, mentre ϵ è l'efficienza complessiva relativa all'evento considerato. I valori delle *rate* all'uscita di $\mu Fast$ o $\mu Comb$ sono state prese da [18], invece le *rate* ottenute con l'aggiunta di μIso sono state calcolate in maniera approssimativa moltiplicando le prime per il fattore di riduzione medio dell'algoritmo di isolamento sul fondo a seconda della regione in η considerata.

Si osserva in generale che le *rate* dei due principali fondi del decadimento di un Higgs leggero in due W che decadono a loro volta leptonici viene ridotta in media di un fattore 10 dai tagli sulle variabili di isolamento per muoni selezionati con una soglia nominale in impulso trasverso di 15 o 20 GeV/c. Si ottiene ad esempio con dei tagli $mu40$ senza isolamento una *rate* comparabile a quella ottenuta con dei tagli $mu20$ e in più l'isolamento. Si può quindi pensare di abbassare la soglia sull'impulso trasverso dei muoni mantenendo circa costante la frequenza di eventi di fondo selezionati.

Per dare una stima del guadagno in efficienza derivante dall'abbassamento della soglia sull'impulso trasverso abbiamo calcolato le efficienze su alcuni campioni simulati di eventi di segnale con diverse combinazioni di tagli. I campioni utilizzati sono:

- eventi $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$
- eventi $H \rightarrow W^+ + W^- \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu + \mu^- + \bar{\nu}_\mu$ con un Higgs di massa pari a 130 GeV/c²
- eventi $H \rightarrow W^+ + W^- \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu + \mu^- + \bar{\nu}_\mu$ con un Higgs di massa pari a 170 GeV/c²

Le efficienze corrispondenti sono riportate nelle tabelle 5.4. Queste sono state calcolate come:

$$\epsilon_{eventi} = \frac{N_{eventi}(\text{LVL1} + \text{LVL2}^{\mu\text{Fast}/\mu\text{Fast}+\mu\text{Comb}/\mu\text{Fast}+\mu\text{Comb}+\mu\text{Iso}})}{N_{eventi}(1\mu^{\text{generato}} \in \text{volume fiduciale})} \quad (5.3)$$

dove al numeratore si ha il numero di eventi in cui almeno un muone ha passato i tagli di primo livello e quelli di secondo livello considerati (quindi o μFast , o μFast e μComb , o μFast μComb e μIso), al denominatore ho invece il numero di eventi con almeno un muone al livello di generatore in un volume fiduciale definito come:

$$p_T > 15 \text{ GeV}/c, \quad |\eta| \leq 2.4.$$

È utile notare, osservando i dati nella tabella 5.4, che tra la selezione con l'isolamento e quella senza si hanno sempre differenze di efficienza entro il 5-6% come aspettato. Ad esempio con una soglia μ_20 l'algoritmo μFast seleziona l'80% degli eventi $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$, mentre μFast e μIso insieme ne selezionano il 76%, con una perdita complessiva del 4% circa. Questa è una semplice verifica in quanto avevamo fissato come punto di lavoro per il nostro algoritmo un'efficienza del 95% sui muoni selezionati dall'algoritmo di secondo livello precedente μIso , ovvero μFast o μComb .

Per avere una stima quantitativa del guadagno in efficienza comportato dall'utilizzo dell'algoritmo di isolamento bisogna fare un altro tipo di confronto. Si deve considerare l'efficienza ottenuta dai soli tagli in impulso trasverso di μFast e μComb , ad una soglia elevata, e confrontare questa con l'efficienza ottenuta con una soglia in p_T che associata ai tagli di isolamento fornisce una *rate* di fondo analoga alla prima.

Ad esempio per muoni risultanti dal decadimento di due W reali, quindi prodotti da un Higgs di 170 GeV/c², la selezione effettuata da μFast e μComb su muoni che hanno passato una soglia nominale di 40 GeV/c fornisce un'efficienza sul segnale del 52%. Invece l'efficienza ottenuta applicando

$Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$				
	$\mu Fast$	$\mu Fast + \mu Iso$	$\mu Comb$	$\mu Comb + \mu Iso$
mu15	0.83	0.79	0.82	0.79
mu20	0.80	0.76	0.78	0.75
mu40	0.60	0.57	0.46	0.45
$H(130 \text{ GeV}/c^2) \rightarrow W^+ W^- \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \mu^- \bar{\nu}_\mu$				
	$\mu Fast$	$\mu Fast + \mu Iso$	$\mu Comb$	$\mu Comb + \mu Iso$
mu15	0.85	0.80	0.84	0.79
mu20	0.81	0.76	0.79	0.74
mu40	0.54	0.50	0.36	0.33
$H(170 \text{ GeV}/c^2) \rightarrow W^+ W^- \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \mu^- \bar{\nu}_\mu$				
	$\mu Fast$	$\mu Fast + \mu Iso$	$\mu Comb$	$\mu Comb + \mu Iso$
mu15	0.91	0.85	0.90	0.84
mu20	0.88	0.83	0.86	0.81
mu40	0.69	0.64	0.52	0.49

Tabella 5.4 In queste tabelle sono messe a confronto le efficienze per evento con e senza tagli di isolamento sul segnale, per diverse configurazioni di trigger. Tali efficienze sono calcolate come il rapporto di eventi che passano la selezione considerata, e gli eventi con almeno un muone in un volume fiduciale ($p_T^{muone} \geq 15 \text{ GeV}/c$, $|\eta| \leq 2.4$). Gli eventi simulati di segnale utilizzati sono di tre tipi, dall'alto verso il basso: $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$, $H(m_H = 130 \text{ GeV}/c^2) \rightarrow W^+ + W^- \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu + \mu^- + \bar{\nu}_\mu$, e infine la stessa cosa con però un Higgs da 170 GeV/c^2 di massa.

anche l'algoritmo di isolamento su muoni $\mu 20$ è l'81%. Si ha quindi un guadagno in efficienza del $\sim 30\%$ a parità di *rate* dei fondi dominanti.

5.3 Studio preliminare dei tempi di processamento di μIso

In questa sezione si darà una stima del tempo complessivo necessario all'algoritmo di isolamento. L'intervallo di tempo utilizzato da un algoritmo del trigger di secondo livello si suddivide in generale in due fasi: una prima fase di accesso alle zone di rivelatore utilizzate e decodifica dei dati (*data preparation*), e una seconda fase di processamento dell'algoritmo vero e proprio. Nel caso di μIso più del 90% del tempo necessario viene speso nella prima fase, che in questo caso comprende anche l'accesso ai dati forniti da altri algoritmi di secondo livello oltre che direttamente dal trigger di primo livello. La seconda fase è invece rapidissima, in quanto si limita a costruire delle variabili ed effettuare dei tagli su di esse. Ai fini di ottenere una stima approssimativa dei tempi trascureremo quindi la seconda fase.

L'algoritmo di isolamento utilizza diversi tipi di informazioni, estratte sia dai trigger di primo livello, sia da alcuni algoritmi di secondo livello. In particolare μIso per funzionare ha bisogno di:

- i muoni ricostruiti da $\mu Fast$ o $\mu Fast$ e $\mu Comb$ al secondo livello di trigger muonico;
- le misure di energia trasversa depositata in coni $\Delta R \leq 0.4$ nelle *RoI* dei calorimetri elettromagnetico e adronico (solo il *barrel*);
- le tracce ricostruite dagli algoritmi del secondo livello del tracciatore interno (*SITrack* o *IDScan*) all'interno di coni $\Delta R \leq 0.2$.

Nella stima del tempo totale di processamento bisognerà quindi sommare i contributi di queste diverse parti dell'algoritmo.

Gli algoritmi di tracciamento al secondo livello di trigger dell'ID [19] lavorano anche loro in due fasi, la prima fase di *data preparation* e la seconda in cui viene effettuata la *pattern recognition* e la ricostruzione della traccia. La fase di *data preparation* su tutto il rivelatore richiede un totale di 44.5 ms, più di due volte il tempo massimo disponibile a tutto il secondo livello

di trigger per effettuare le sue selezioni. Proprio per le limitazioni temporali in μIso avevamo scelto di considerare solo le tracce contenute in un cono $\Delta R \leq 0.2$. In questo caso il tempo necessario per la *data preparation* del sistema di pixel e l'SCT (non considerando quindi il TRT) è di circa 3 ms/*RoI*.

A questo intervallo di tempo va sommato il tempo necessario all'algoritmo di tracciamento per ricostruire la traccia e fare il fit su di essa. Il tempo utilizzato da entrambi gli algoritmi senza l'uso del TRT è pari a circa 2 ms/*RoI*. Quindi, senza TRT, l'accesso ai dati e la ricostruzione delle tracce all'interno del cono nel tracciatore interno avviene in circa 5 ms/*RoI*. Se si volessero considerare nel fit della traccia anche i punti ricostruiti dal TRT bisognerebbe aggiungere altri 6 ms/*RoI* circa, comprensivi della *data preparation* e della fase di *pattern recognition* degli algoritmi nel TRT, per un totale di 11 ms/*RoI*.

Nel caso dell'apparato calorimetrico [20] invece i tempi sono esclusivamente quelli utilizzati per la *data preparation* al primo livello di trigger, suddivisa nella selezione delle regioni interessanti e successivamente nell'accesso e decodifica delle informazioni ivi contenute. Si ricorda che μIso lavora su coni di dimensione $\Delta R \leq 0.4$. La prima fase, tenuto conto delle dimensioni del cono, richiede circa 0.1 ms/*RoI* sia nel caso del calorimetro elettromagnetico sia nel caso di quello adronico. La seconda fase invece ha dei tempi variabili a seconda del calorimetro e delle zone in η considerate: per il *barrel* elettromagnetico (*LAr*) e per quello adronico (*Tile*) sono necessari 0.5 ms/*RoI*, per gli *endcaps* elettromagnetici invece 0.7 ms/*RoI*. μIso per effettuare ogni selezione accede ai dati di tutte e tre queste zone. Nel complesso quindi l'utilizzo delle informazioni calorimetriche costa all'algoritmo di isolamento un totale di circa 2 ms/*RoI*.

A questi tempi bisogna poi aggiungere anche il tempo di processamento dell'algoritmo $\mu Fast$ ed eventualmente, nel caso si decida di utilizzarlo prima dell'isolamento, quello di $\mu Comb$. Per $\mu Fast$ sono state effettuate delle misure dei tempi con i cosmici, una delle distribuzioni ottenute è rappresentata in figura 5.4, ed è risultato che $\mu Fast$ lavora in ~ 1.2 ms. Per $\mu Comb$ il tempo di processamento stimato è dominato dall'accesso e decodifica dei dati in un cono $\Delta R \leq 0.1$ nel tracciatore interno, e dalla successiva ricostruzione delle tracce. In totale viene utilizzato un tempo complessivo di circa 4 ms/*RoI*. Quando l'algoritmo μIso agisce dopo $\mu Comb$ il tempo stimato per $\mu Comb$ non va sommato a quello complessivo calcolato per il secondo livello. Infatti l'accesso e la decodifica dei dati nel tracciatore interno vengono effettuate

5.3. STUDIO PRELIMINARE DEI TEMPI DI PROCESSAMENTO DI $\mu ISO105$

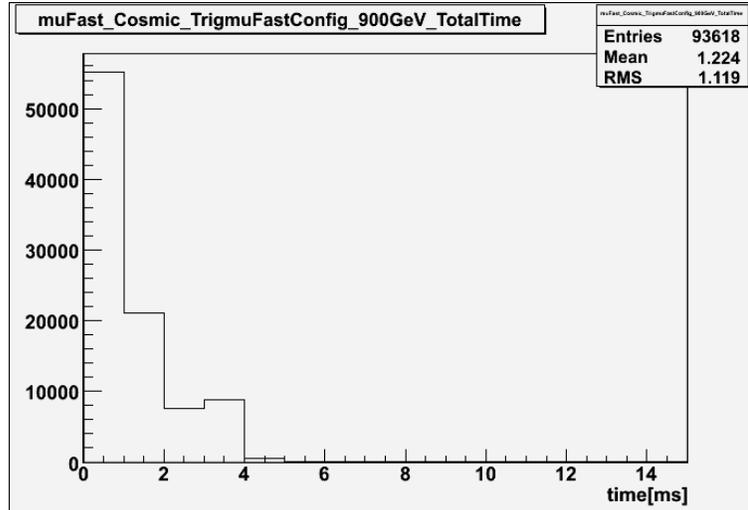


Figura 5.4 Andamento del numero di eventi in funzione del tempo di processamento complessivo del secondo livello con l'algoritmo $\mu Fast$ ottenuto durante una presa dati con i raggi cosmici. Si ottiene in media un tempo di circa 1.2 ms.

una volta sola per i due algoritmi.

Gli algoritmi di secondo livello del trigger dei muoni, compreso l'algoritmo di isolamento, dovrebbero lavorare quindi entro un intervallo temporale dell'ordine degli 8 ms/ RoI . Si noti che questo valore è compatibile con il tempo a disposizione al secondo livello, dell'ordine dei 10-20 ms.

Tale stima è stata verificata facendo girare l'algoritmo di isolamento durante delle misure effettuate sui raggi cosmici. I risultati di questo test sono illustrati nella figura 5.5, dove si vede che l'algoritmo compie la selezione mediamente in ~ 9.4 ms. Questo test è stato fatto utilizzando solo l'algoritmo di isolamento calorimetrico. Il tempo misurato in questo modo dovrebbe essere in realtà un limite superiore, infatti la presa dati è stata effettuata senza l'attivazione del *caching*. Il *caching* permette di non effettuare la lettura e la decodifica dei dati in una regione di interesse se queste sono già state compiute in precedenza da un altro algoritmo di trigger. Ad esempio se l'accesso a una RoI nel calorimetro è stato già compiuto dal trigger calorimetrico, al secondo livello del trigger muonico non è necessario che venga effettuato un nuovo accesso.

In futuro verranno fatte nuove misure con l'algoritmo di isolamento com-

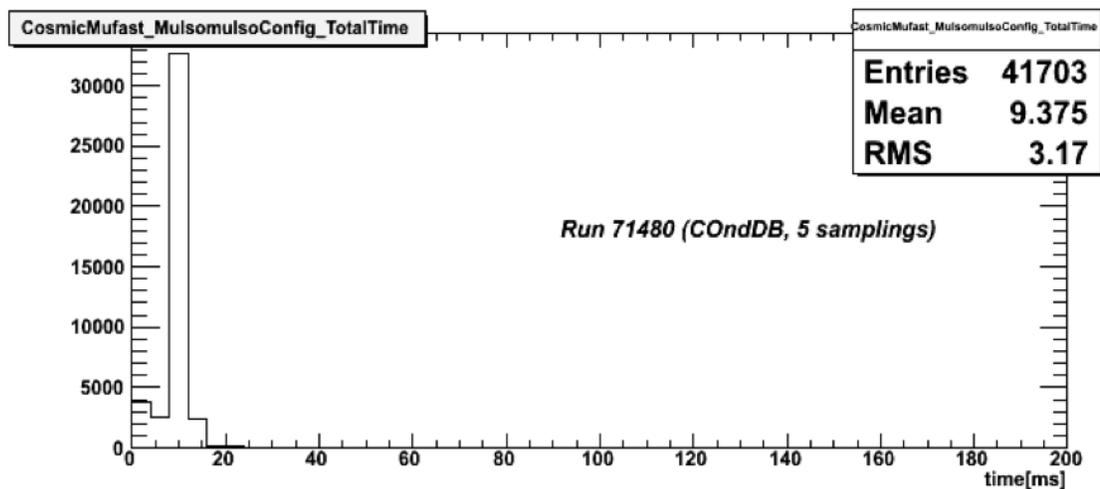


Figura 5.5 Andamento del numero di eventi in funzione del tempo di processamento complessivo del secondo livello con l'algoritmo μIso , solo la parte calorimetrica, ottenuto durante una presa dati con i raggi cosmici. Si ottiene in media un tempo di circa 9.4 ms.

pleto anche dei tagli sulla variabile del tracciatore interno, oltre a quelle calorimetriche. I risultati ottenuti in una misura di questo tipo permetteranno di verificare che l'utilizzo dell'isolamento nell'ID sia effettivamente vantaggioso considerando oltre al miglioramento dei risultati di reiezione del fondo anche i tempi di processamento aggiuntivi rispetto all'algoritmo calorimetrico.

Conclusioni

Nella presente tesi sono stati descritti lo sviluppo e l’ottimizzazione dell’algoritmo di isolamento muonico al secondo livello del trigger di ATLAS.

Abbiamo ottenuto delle combinazioni di tagli sulle variabili dell’algoritmo ottimizzate per diverse configurazioni di trigger. Abbiamo notato che la strategia migliore al secondo livello muonico è quella che prevede una misura dell’impulso trasverso effettuata dagli algoritmi $\mu Fast$ e $\mu Comb$. Inoltre abbiamo riscontrato un notevole miglioramento delle prestazioni di μIso quando si utilizza come algoritmo di ricostruzione di traccia nell’ID $SITrack$ invece di $IDScan$. Essendo le diverse combinazioni di tagli simili tra di loro, ovvero l’algoritmo di isolamento stabile, abbiamo selezionato una sola delle configurazioni ottenute da mettere nel *software* ufficiale dell’esperimento.

Successivamente abbiamo applicato i tagli ottimizzati ad alcuni campioni di dati simulati di segnale e di fondo, per avere una stima delle prestazioni dell’algoritmo. Abbiamo usato come eventi di segnale i decadimenti: $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ e $H \rightarrow W^+ + W^- \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu + \mu^- + \bar{\nu}_\mu$ per due diversi valori di massa dell’Higgs (130 e 170 GeV/c²).

Applicando i tagli di isolamento ai muoni di fondo che abbiano passato una soglia di impulso trasverso nominale di 20 GeV/c si ottiene circa un fattore 10 di reiezione. Quindi la *rate* dei fondi $b\bar{b}$ e $c\bar{c}$ stimata all’uscita del secondo livello con soglia nominale in impulso trasverso di 20 GeV/c, usando i tagli di isolamento, diventa dell’ordine di quella stimata senza isolamento per una soglia nominale di 40 GeV/c sull’impulso trasverso.

La diminuzione della *rate* di eventi di fondo che passano il secondo livello del trigger muonico permette di abbassare la soglia in impulso trasverso. Questo porta a un aumento non trascurabile dell’efficienza sui muoni di segnale. Il guadagno in efficienza è variabile a seconda del tipo di evento considerato. Il caso “peggiore” da noi trattato è quello del decadimento di un Higgs

da $170 \text{ GeV}/c^2$ in due W . In questo caso infatti i muoni sono prodotti con un impulso trasverso elevato, e passano quindi con una efficienza maggiore una soglia in impulso trasverso alta. Abbiamo stimato che in questo caso il guadagno in efficienza è pari al $\sim 30\%$.

Un'altra verifica importante riportata in questo lavoro è il calcolo dei tempi di processamento dell'algoritmo. Questi sono dominati dall'accesso e dalla decodifica dei dati. Nel complesso i tempi degli algoritmi di secondo livello con l'isolamento sono stimati ad un massimo di circa 10 ms. Il limite stabilito per il trigger di secondo livello è dell'ordine dei 10-20 ms, quindi i risultati da noi ottenuti sembrano essere compatibili con le richieste della collaborazione.

Attualmente l'algoritmo di isolamento, completo sia della componente calorimetrica sia di quella dell'ID, è stato incluso nel *software* ufficiale di ATLAS. In futuro verranno portati avanti nuovi studi sulle sue caratteristiche utilizzando dati reali: in un primo tempo studiando i raggi cosmici, e successivamente con le prime collisioni protone-protone. Gli studi da effettuare consistono sia in misure, con l'algoritmo completo, dei tempi di processamento, sia in studi inclusivi degli effetti di *pile-up* e di rumore di caverna, non ancora considerati nel nostro lavoro.

Probabilmente verrà inoltre effettuata una nuova ottimizzazione dei tagli di isolamento specifica per i muoni di impulso trasverso medio-basso, intorno ai $\sim 10 \text{ GeV}/c$. Dei tagli di isolamento ottimizzati per un impulso trasverso di questo ordine di grandezza potrebbero migliorare notevolmente le efficienze di selezione dei muoni prodotti in eventi quali i decadimenti dei leptoni τ , che possono essere a loro volta originati dal decadimento di un Higgs leggero. Lo spettro in impulso trasverso dei muoni prodotti in questo tipo di processo presenta infatti un picco intorno ai $5\text{-}10 \text{ GeV}/c$. Si stima ad esempio che l'abbassamento della soglia nominale in p_T al secondo livello del trigger muonico da 20 a $10 \text{ GeV}/c$ permetterebbe di raddoppiare l'efficienza su questo tipo di eventi.

Bibliografia

- [1] *LHC White Book*, CERN/AC/93-03;
LHC Conceptual Design Report, CERN/AC/95-05
- [2] S. L. Glashow, Nucl. Phys. 22 (1961) 579;
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264;
A. Salam, *Weak and Electromagnetic Interactions*, in: N. Svatrhholm (Ed.), *Elementary Particle Theory*, Proceedings of the 1968 Nobel Symposium, Almquist and Wiksells, Stockholm, 1968, p. 367;
M. Veltman, Nucl. Phys. B 7 (1968) 637;
G. 't Hooft, Nucl. Phys. B 35 (1971) 167;
G. 't Hooft, M. Veltman, Nucl. Phys. B 44 (1972) 189;
G. 't Hooft, M. Veltman, Nucl. Phys. B 50 (1972) 318
- [3] The LEP Collaborations, *A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constrains on the Standard Model*, LEPEWWG 2006-001 (2006);
The ALEPH Collaboration, the DELPHI Collaboration, the L3 Collaboration, the OPAL Collaboration, the SLD Collaboration, the LEP Electroweak Working Group, The SLD Electroweak and Heavy Flavour Groups, *Precision Electroweak Measurements on the Z Resonance*, Physics Reports vol. 427 (2006)
- [4] W.-M. Yao et al. (Particle Data Group), J. Phys. G 33, 1 (2006)
- [5] ATLAS Collaboration, *Introduction on Higgs Boson Searches at the Large Hadron Collider*, ATL-PHYS-PUB-2006-000, Geneva, CERN (2008)
- [6] Atlas Collaboration, *ATLAS Detector and Physics Performance Technical Design Report*, CERN/LHCC 99-14/15 (1999)

- [7] Atlas Collaboration, *Magnet System Technical Design Report*, CERN/LHCC 97-18 (1997)
- [8] Atlas Collaboration, *Central Solenoid Technical Design Report*, CERN/LHCC 97-21 (1997)
- [9] Atlas Collaboration, *Barrel Toroids Technical Design Report*, CERN/LHCC 97-19 (1997)
- [10] Atlas Collaboration, *End-Cap Toroids Technical Design Report*, CERN/LHCC 97-20 (1997)
- [11] Atlas Collaboration, *Inner Detector Technical Design Report Vol. I and II*, CERN/LHCC 97-16 (1997)
- [12] Atlas Collaboration, *Liquid Argon Calorimeter Technical Design Report*, CERN/LHCC 96-41 (1996)
- [13] Atlas Collaboration, *Tile Calorimeter Technical Design Report*, CERN/LHCC 96-42 (1996)
- [14] Atlas Collaboration, *Muon Spectrometer Technical Design Report*, CERN/LHCC 97-22 (1997)
- [15] Atlas Collaboration, *First-Level Trigger Technical Design Report*, CERN/LHCC 98-14 (1998)
- [16] Atlas Collaboration, *DAQ, EF, LVL2 and DCS Technical Design Report*, CERN/LHCC 98-16 (1998)
- [17] Atlas Collaboration, *The ATLAS Trigger for Early Running*, ATLAS Trigger Performances, ATL-COM-PHYS-2008-067, CERN (2008)
- [18] Atlas Collaboration, *Performance of the ATLAS Muon Trigger Slice with Simulated Data*, ATLAS Trigger Performances, ATL-COM-PHYS-2008-067, CERN (2008)
- [19] Atlas Collaboration, *High Level Trigger Track Reconstruction Performance*, ATLAS Trigger Performances, ATL-COM-PHYS-2008-067, CERN (2008)

- [20] ATLAS Collaboration, *Data Preparation for the ATLAS High-Level Trigger Calorimeter Algorithms*, ATLAS Trigger Performances, ATL-COM-PHYS-2008-067, CERN (2008)
- [21] S. Asai, G. Azuelos et al., *Prospects for the Search for a Standard Model Higgs Boson in ATLAS using Vector Boson Fusion*, Eur. Phys. J. C32 (2004)
- [22] ATLAS Collaboration, *Higgs Searches in the $H \rightarrow WW$ Decay Mode*, ATLAS Note
- [23] ATLAS Collaboration, *Search for the Standard Model $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ with the ATLAS Detector*, ATL-PHYS-PUB-2006-000, Geneva CERN (2007)
- [24] ATLAS Collaboration, *ATLAS Trigger Performances*, ATL-COM-PHYS-2008-067, Geneva, CERN (2008)
- [25] A. Hocker, P. Speckmayer et al., *TMVA - Toolkit for Multivariate Data Analysis*, arXiv:physics/0703039v4 (2007)
- [26] René Brun e Fons Rademakers *ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework*, *Proceedings AIHENP'96 Workshop*, Nucl. Inst. & Meth. in Phys. Res. A 389 (1997) 81-86, Lausanne (1996) (si veda anche <http://root.cern.ch>)