

# Capitolo 1

---

## LHC e ATLAS

### 1.1 Il Modello Standard

Il Modello Standard[1] è la teoria che, al giorno d'oggi, descrive in modo più completo le particelle elementari e le interazioni tra le stesse. Nel Modello Standard le particelle fondamentali vengono divise in due grandi famiglie: fermioni fondamentali e bosoni vettoriali.

I fermioni fondamentali sono i leptoni, i quark e le rispettive antiparticelle e sono caratterizzati dall'aver spin pari a  $\frac{1}{2}$ . I quark si differenziano dai leptoni in primo luogo per la massa e per la carica elettrica; quest'ultima, infatti, risulta essere intera per i leptoni (-1, 0, +1) e frazionaria per i quark ( $+\frac{2}{3}$ ,  $-\frac{1}{3}$ ). Tali particelle, inoltre, sono raggruppati in generazioni ognuna contenente una famiglia leptonica e una di quark. Si ottengono così i seguenti doppietti:

- Leptoni

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}$$

- Quark

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$

Secondo i dati ottenuti da osservazioni dirette o indirette di tutti gli elementi delle sei famiglie, non ci sono indicazioni che suggeriscono l'esistenza di altre famiglie di fermioni fondamentali.

I bosoni vettoriali, o bosoni di gauge, sono particelle di spin 1 e mediano le interazioni fondamentali (Tab. 1.1).

<i>Forza</i>	<i>Gravitazionale</i>	<i>Elettrodebole</i>		<i>Forte</i>
		<i>Debole</i>	<i>Elettromagnetica</i>	
<i>Quanto(i)</i>	<i>gravitone</i>	$W^\pm, Z^0$	$\gamma$	<i>gluone (8)</i>
<i>spin</i>	2	1	1	1
<i>massa</i>	0	$80 - 90 GeV/c^2$	0	0

*Tab 1.1 – Quanti di campo delle forze fondamentali.*

- I gluoni sono i quanti di campo dell'interazione forte che lega i quark per formare adroni in un raggio d'azione (range) pari al raggio nucleare (1 fermi =  $10^{-15}m$ );
- L'interazione elettromagnetica agente tra cariche ha come quanto d'azione il fotone;
- Le interazioni deboli, responsabili del decadimento di quark e leptoni, sono mediate dai bosoni  $W^\pm$  e  $Z^0$ , di massa non nulla. Il range della forza debole è estremamente piccolo ( $10^{-18}$  m) cosicchè tale interazione può essere ragionevolmente considerata “di contatto”;
- La gravità è l'unica interazione di cui non esiste una teoria quantistica. Si fa l'ipotesi che venga mediata da un bosone di massa nulla, il gravitone, non ancora sperimentalmente osservato.

L'esperimento Gargamelle al CERN, la scoperta dei bosoni  $W^\pm$  e  $Z^0$  sempre al CERN, i quattro esperimenti al LEP (ALEPH, DELPHI, L3 e OPAL) e gli esperimenti al Tevatron al Fermilab, nei pressi di Chicago, hanno confermato il successo del Modello Standard. Inoltre nel Modello Standard è prevista la presenza di almeno un bosone di

Higgs, la cui massa non viene prevista dal Modello, attualmente oggetto di ricerca da parte di alcuni grandi esperimenti, tra i quali ATLAS e CMS, in fase di completamento presso l'acceleratore LHC, al CERN.

### 1.1.1 Il bosone di Higgs

Il bosone di Higgs, introdotto in seguito al processo di “rottura della simmetria” del campo elettrodebole e fermionico, ha un ruolo fondamentale nel Modello Standard al fine di descrivere correttamente le particelle massive. Esso, secondo la teoria, è portatore di forza del campo di Higgs che conferisce la massa alle particelle. La ricerca di tale particella prevede l'analisi dei suoi canali di decadimento, postulati dalla teoria e dipendenti dalla massa del bosone. Il Modello non permette di stimare tale massa, in quanto parametro libero della teoria, ma attraverso prove sperimentali è stato possibile dimostrare che risulta essere compreso tra i valori di 100 GeV e 1 TeV. Uno degli obiettivi degli esperimenti ATLAS e CMS all'LHC del CERN è proprio quello di dimostrare l'esistenza sperimentale del bosone di Higgs.

## 1.2 LHC (Large Hadron Collider)

L'LHC è l'acceleratore di particelle più grande e potente finora realizzato. Può accelerare protoni e ioni pesanti e farli successivamente scontrare ogni 25 ns raggiungendo un'energia nel centro di massa di 14 TeV.

La caratteristica fondamentale del progetto LHC, oltre all'ampio intervallo dell'energia del centro di massa disponibile, è la Luminosità. Questa rappresenta un parametro fondamentale per determinare il numero di eventi per secondo ( $N$ ) in una data interazione:

$$N = L \cdot \sigma$$

con  $\sigma$  sezione d'urto del processo. La luminosità  $L$  può essere espressa in termini dei parametri di funzionamento della macchina utilizzando l'espressione:

$$L = \frac{N^2 f k}{4 \pi \sigma_x^* \sigma_y^*}$$

dove  $N$  è il numero di protoni per ogni pacchetto ( $\sim 10^{11}$ ),  $f$  è la frequenza di rivoluzione dei pacchetti nell'anello ( $1.1 \cdot 10^4$  Hz),  $k$  è il numero di pacchetti che potranno circolare contemporaneamente (3600) e  $\sigma_x^*$  e  $\sigma_y^*$  dimensioni trasversali del bunch nel punto di impatto ( $\sigma_x^* \cdot \sigma_y^* \sim 15 \mu\text{m}$ ). Dati questi parametri, la luminosità massima che LHC dovrebbe raggiungere è  $\sim 1.7 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Questo parametro è essenziale per aumentare il potenziale di scoperta di nuove particelle e fa di LHC il luogo ideale per la produzione di processi con bassa sezione d'urto anche rispetto agli altri collider esistenti.

Al fine di ottenere risultati riguardo la ricerca di particelle di massa ignota, un collider adronico è preferibile ad uno leptónico in quanto è possibile raggiungere energie dei fasci molto più alte con un'energia dissipata inferiore di molti ordini di grandezza. Inoltre, l'urto avviene tra quark e/o gluoni che trasportano una frazione variabile dell'energia del protone. Tuttavia, a differenza dei collider leptónicos, quelli adronici presentano due grosse difficoltà sperimentali: il primo effetto è legato al fattore di luminosità (pile up), il secondo alla fenomenologia delle collisioni p-p.

Il pile up è un fenomeno per il quale, data una collisione tra pacchetti di protoni (bunches), ad un evento potenzialmente interessante si sovrappongono altri eventi non interessanti prodotti all'interno del medesimo bunch-crossing. Il rate di eventi ad alto momento trasverso è caratterizzato dalla presenza di jets di particelle nello stato finale e pertanto più complesso: infatti, coesistono tutti i prodotti degli urti dei vari gluoni e quark appartenenti ai due adroni iniziali. D'altra parte, gli eventi di maggior interesse sperimentale sono caratterizzati da valori della sezione d'urto molto bassi rispetto alle  $\sigma$  adroniche, e quindi spesso risulta difficile separare gli eventi di segnale dal fondo sperimentale.

La macchina accelera due fasci di particelle che circolano in direzioni opposte, ciascuno contenuto in un tubo a vuoto. Questi collidono in quattro punti lungo l'orbita, in corrispondenza di caverne nelle quali il tunnel si allarga per lasciare spazio a grandi sale sperimentali. In queste stazioni vi sono i quattro principali esperimenti di fisica delle particelle: ATLAS (*A Toroidal LHC ApparatuS*), CMS (*Compact Muon Solenoid*), LHCb ed ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*) (Fig. 1.1-1.2).

<b>LHC Radius</b>	<b>4.2 km</b>
<b>Circumference</b>	<b>~27 km</b>
<b>Energy</b>	<b>14 TeV</b>
<b>Luminosity</b>	<b><math>10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}</math></b>
<b>bunch crossing rate</b>	<b>40 MHz (<math>t_{bc}=25</math> ns)</b>
<b>protons/bunch</b>	<b><math>\sim 10^{11}</math></b>

*Tab 1.2 – Principali caratteristiche del Large Hadron Collider.*

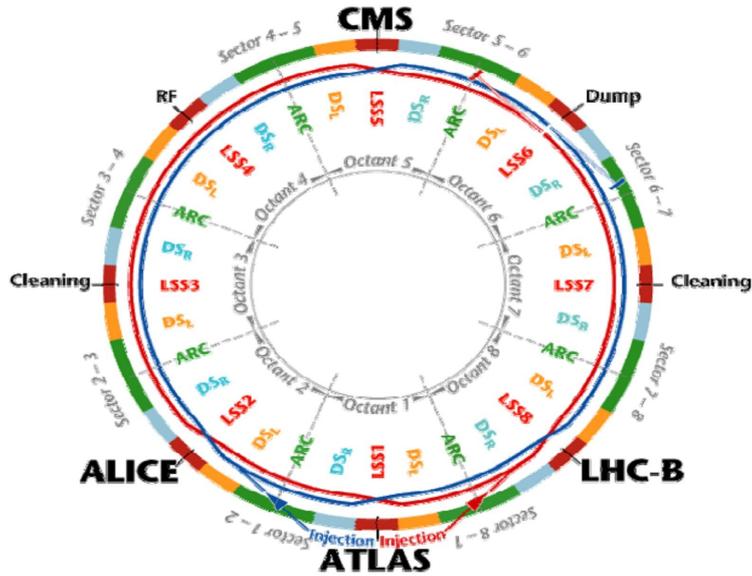


Fig. 1.1 - Disposizione degli esperimenti sull'anello di LHC.

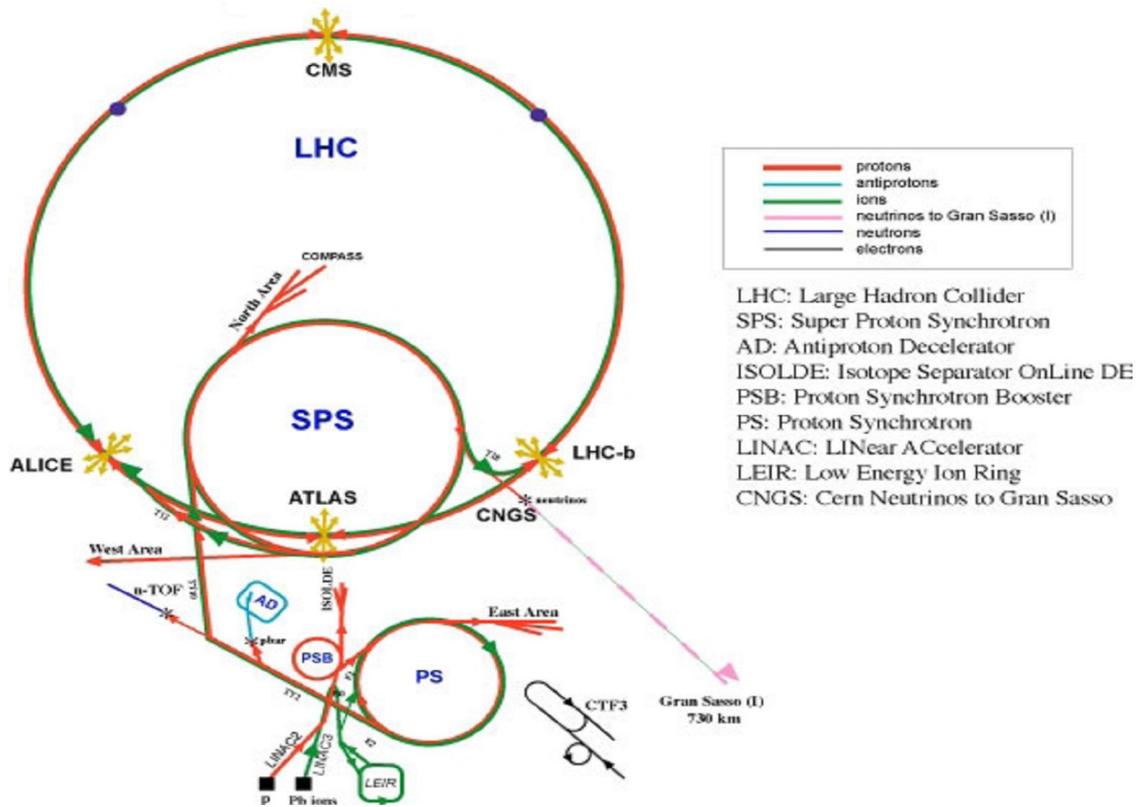


Fig. 1.2 – Schema del complesso di acceleratori al CERN.

## 1.3 ATLAS

ATLAS (*A Toroidal LHC ApparatuS*) [2] è un esperimento “*multi purpose*” ancora in atto al CERN. Il nome deriva dalla presenza di un sistema di campi magnetici, ed in particolare dei 3 magneti toroidali, che producono un campo toroidale di 0.5 T nella regione dello spettrometro a muoni. Il rivelatore è costituito da un sistema di diversi detectors, ciascuno dei quali ha la possibilità di rivelare un particolare tipo di particella. Quando il fascio di protoni prodotto dal Large Hadron Collider interagisce al centro del rivelatore viene prodotto un enorme quantitativo di particelle in un largo intervallo di energie. Più che focalizzarsi su un particolare processo fisico, ATLAS è concepito per misurare il più ampio intervallo possibile di segnali per assicurare che, qualunque caratteristica abbia un nuovo processo fisico o una nuova particella, ATLAS sia in grado di rivelarli e misurare le loro proprietà. Proprio per questo motivo il programma di ricerca di ATLAS comprende diversi obiettivi:

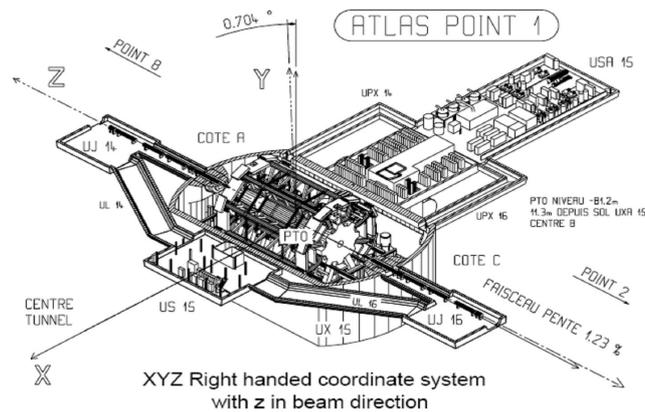
- Ricerca del bosone di Higgs;
- Teorie oltre il Modello Standard (SUSY);
- Misure di precisione ( $W^\pm$  e  $t$ );
- Fisica dei mesoni B.

Le caratteristiche del rivelatore sono dettate dalle seguenti richieste:

- accurata calorimetria elettromagnetica e adronica;
- misure di alta precisione del momento dei muoni;
- efficienza di tracciamento ad alta luminosità per la misura del momento di tracce ad alto momento trasverso, identificazione di elettroni, fotoni, leptone  $\tau$  e quark pesanti;
- capacità di ricostruzione dell'evento completo in condizioni di bassa luminosità;

- capacità di trigger e di misura del momento trasverso delle particelle, anche per valori bassi del  $p_T$ , al fine di ottenere un'elevata efficienza per la maggior parte dei processi di interesse fisico ad LHC.

Il sistema di riferimento che è stato adottato è rappresentato in Figura 1.3. L'asse Z punta lungo la direzione dei fasci, l'asse Y punta verso l'alto e l'asse X punta verso il centro dell'anello di LHC. L'angolo azimutale  $\varphi$  è definito come l'angolo di rotazione attorno all'asse Z, con l'origine ( $\varphi=0$ ) individuata sull'asse X e crescente in senso orario guardando nella direzione positiva dell'asse Z. L'angolo polare  $\theta$  è definito come angolo di rotazione attorno all'asse X, con l'origine sull'asse Z e crescente in senso orario.



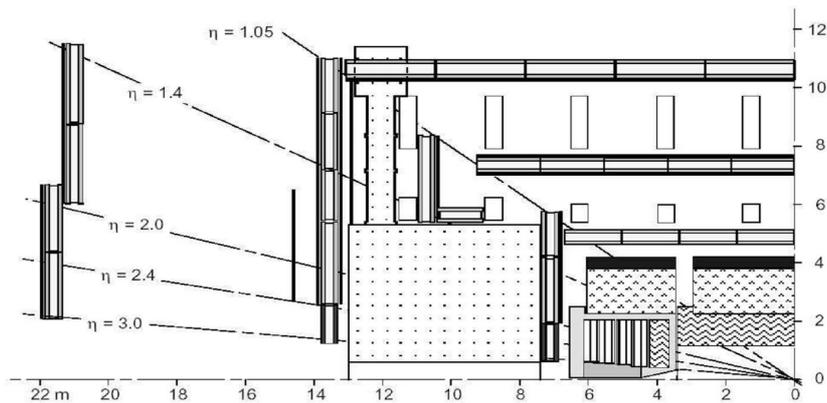
*Fig. 1.3 - Sistema di coordinate globali in ATLAS*

Nei collider adronici è comunemente usata la pseudorapidità  $\eta$  come coordinata angolare, legata all'angolo  $\theta$  e preferita ad esso perché la produzione di particelle risulta costante in funzione di  $\eta$ .

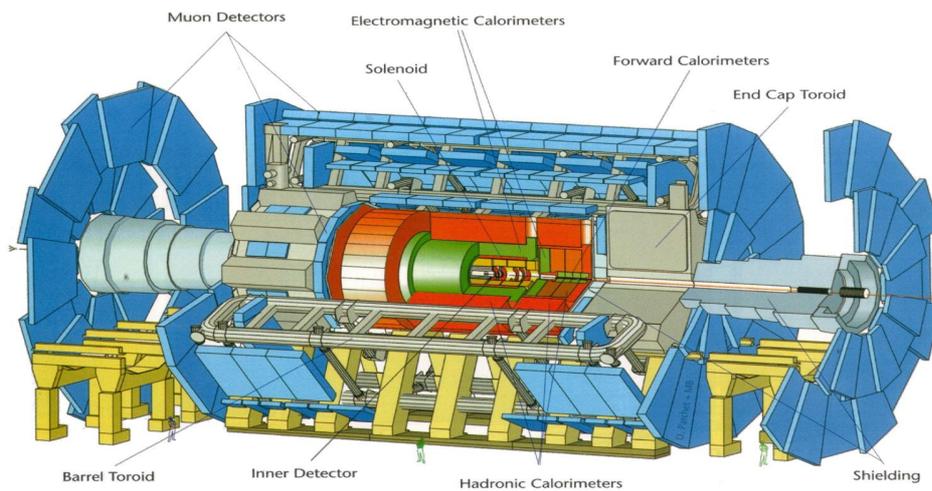
$$\eta = -\ln \left( \operatorname{tg} \left( \frac{\theta}{2} \right) \right)$$

Tale variabile consente di suddividere il rivelatore in tre zone (Fig. 1.4):

- la regione di Barrel (BR), che si ha per  $|\eta| < 1.05$ , corrispondente alla regione centrale e, dunque, più prossima al punto di interazione;
- la regione di Endcap (ER), che si ha per  $|\eta| > 1.4$ , comprendente gli apparati situati alle estremità destra e sinistra;
- la regione di transizione per  $1.05 < |\eta| < 1.4$ .



*Fig. 1.4 - Indicazione della pseudorapidità per una sezione dell'apparato.*



*Fig. 1.5 - Struttura del rivelatore ATLAS.*

Come osservabile dalla Figura 1.5, ATLAS è un apparato a simmetria cilindrica e può essere schematizzato in quattro parti principali: il tracciatore interno, i calorimetri, lo spettrometro muonico e il sistema di magneti.

### 1.3.1 Inner Detector

L'Inner Detector[3] (Fig. 1.6) copre una distanza dal punto d'interazione che va da 50.5 mm a 1066 mm ed è immerso in un campo magnetico di 2 T, parallelo all'asse del fascio, generato da un solenoide superconduttore a temperature criogeniche. Il compito principale di questo apparato è la ricostruzione di tracce e la misura di impulsi di particelle cariche, fornendo anche misure di posizione dei vertici primari e secondari di decadimenti di particelle a breve vita media. L'inner detector è costituito da due parti principali: una parte interna ad altissima risoluzione e ad elementi discreti, ed una esterna ad elementi traccianti continui. La parte interna è formata da due strutture concentriche, una composta da rivelatori a *pixel* (in silicio) e l'altra composta da rivelatori microstrips (*Silicon Tracker – SCT*), mentre la parte esterna è costituita da rivelatori a tubi (*Transition Radiation Tube – TRT*).

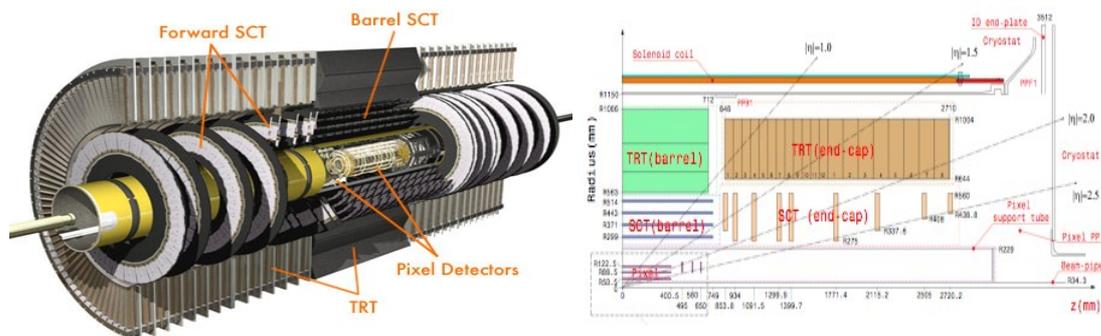


Fig. 1.6 - Struttura dell'Inner Detector.

## 1.3.2 Calorimetri

Il sistema di calorimetria[4][5] (Fig. 1.7) di ATLAS è costituito da un calorimetro elettromagnetico, che copre un intervallo in pseudorapidità  $|\eta| < 3.2$ , con una parte Barrel e una Endcap, ed un calorimetro adronico che copre anche una regione nella parte forward  $|\eta| < 4.9$ . Il calorimetro elettromagnetico è un rivelatore ad Argon liquido e Piombo, composto da una parte cilindrica nella regione di Barrel e due dischi nella regione di Endcap. Gli strati di piombo e gli elettrodi di raccolta della carica, in particolare, sono sagomati secondo una geometria a “fisarmonica” (Fig. 1.8): questa configurazione consente di ridurre il rumore dell'apparato e contenere la sovrapposizione dei segnali indotti da eventi diversi.

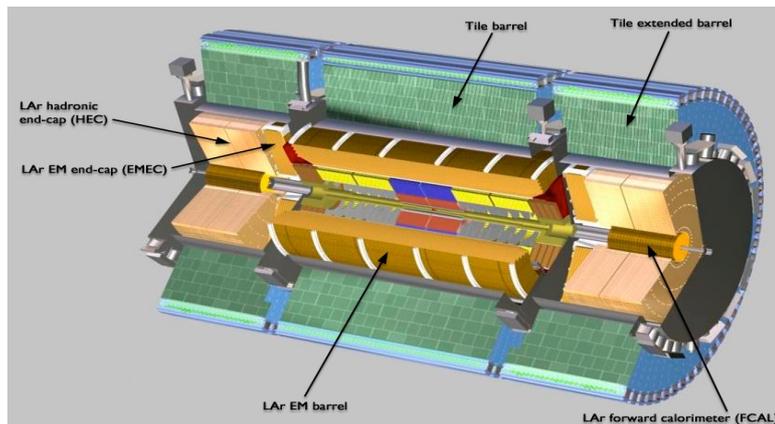


Fig. 1.7 - Calorimetro elettromagnetico e adronico.

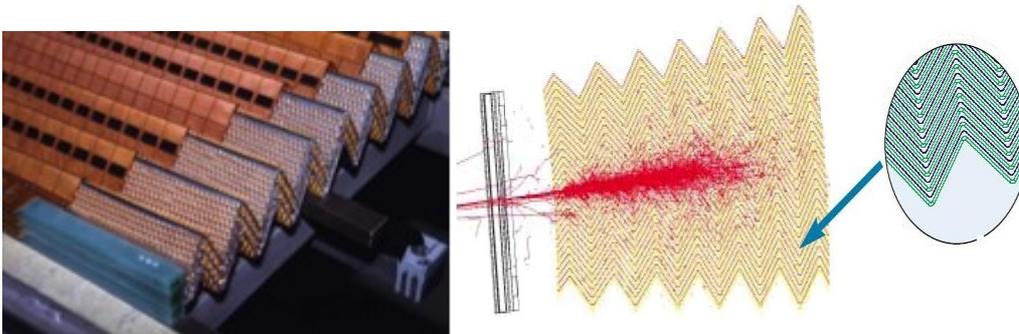


Fig. 1.8 - Struttura a “fisarmonica” del calorimetro elettromagnetico.

La risoluzione in energia del calorimetro elettromagnetico si può esprimere come la somma in quadratura di tre termini indipendenti:

$$\sigma(E)/E = a/\sqrt{E} \oplus b/E \oplus c$$

dove **a** rappresenta la fluttuazione statistica, **b** è il termine di rumore e **c** tiene conto degli effetti sistematici.

Il calorimetro adronico è anch'esso composto da tre parti, una cilindrica e due nelle estremità, ma copre un intervallo di pseudorapidità più esteso del calorimetro elettromagnetico, fino a  $|\eta| < 4.9$ . Le condizioni di fondo differenti nelle regioni di Barrel e di Endcap impongono l'uso di diverse tecnologie: nell'intervallo  $|\eta| < 1.7$  sono utilizzati ferro, come materiale assorbente, e scintillatori come mezzo sensibile (*Tile Calorimeter*); nell'intervallo  $1.5 < |\eta| < 4.9$ , dove il flusso atteso di particelle è maggiore, viene utilizzata una tecnologia simile a quella del calorimetro elettromagnetico, alternando strati di Argon liquido e rame.

Anche nel caso adronico si può parametrizzare la risoluzione in energia come somma in quadratura di tre termini indipendenti:

$$\sigma(E)/E = 50\%/\sqrt{E} \oplus 3 \quad |\eta| < 3$$

$$\sigma(E)/E = 100\%/\sqrt{E} \oplus 10 \quad 3 < |\eta| < 5$$

Nella realizzazione dei calorimetri si sono tenute presenti le seguenti richieste:

- Una buona risoluzione in energia su tutto l'intervallo ricoperto in  $\eta$ ;
- Una buona linearità in risposta su un intervallo che varia tra i GeV ed i TeV;
- Una uniformità di prestazioni sia in  $\eta$  che in  $\phi$ .

### 1.3.3 Spettrometro per muoni

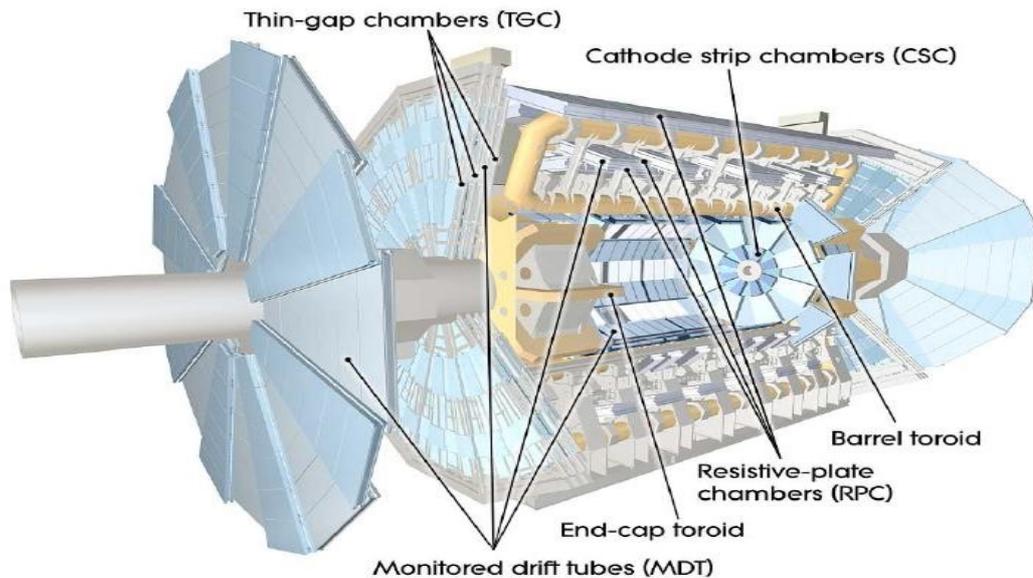
Nella parte più esterna dell'apparato ATLAS si trova lo spettrometro[6] per la rivelazione di muoni (Fig. 1.9). Occupa un volume di circa 16000 m<sup>3</sup> ed ha un duplice ruolo: eseguire misure accurate di posizione e momento e fornire il trigger di muoni dell'esperimento. In particolare sono richieste:

- Una risoluzione in momento inferiore al 10%, fino a valori di momento trasverso  $p_T \sim 1 \text{ TeV}/c$ ;
- Una risoluzione  $\sim \mu\text{m}$  nella misura della posizione delle particelle in direzione  $\eta$  e inferiore a 10 mm in direzione  $\varphi$ ;
- Una buona capacità di ricostruzione di eventi i cui stati finali sono caratterizzati dalla presenza di 2 o 4 muoni;
- Una selettività del sistema di trigger fino a  $p_T > 20 \text{ GeV}/c$ .

A causa delle esigenze differenti, quali l'alta risoluzione delle camere di precisione, il basso costo di produzione, la resistenza alla radiazione, il basso tempo di risposta per i rivelatori di trigger, sono stati scelti quattro rivelatori diversi, in base ai compiti da assolvere. Sia per le misure di precisione che per le camere di trigger, vengono utilizzati rivelatori a gas: tale scelta è giustificata principalmente dal fatto che consentono la copertura della superficie esterna dei rivelatori a costi relativamente bassi.

Per le misure di posizione vengono utilizzate Monitored Drift Tubes (MDT) e, nella regione ad alta pseudorapidità, Cathode Strip Chambers (CSC). I rivelatori MDT sono costituiti da tubi a deriva di forma cilindrica, con una risoluzione di  $\sim 80 \mu\text{m}$ ; i rivelatori CSC sono camere a deriva usate per ottenere una migliore risoluzione spaziale, dovendo ricostruire tracce di particelle con momento trasverso più elevato: la risoluzione è di  $\sim 60 \mu\text{m}$ , ottenuta con metodi di divisione di carica.

Per le misure di trigger sono usate stazioni di Resistive Plate Chambers (RPC), rivelatori a ionizzazione a piatti resistivi, nella regione centrale ( $|\eta| < 1.05$ ) e Thin Gap Chambers (TGC), camere proporzionali multifilo, nelle regioni di transizione e di Endcap.



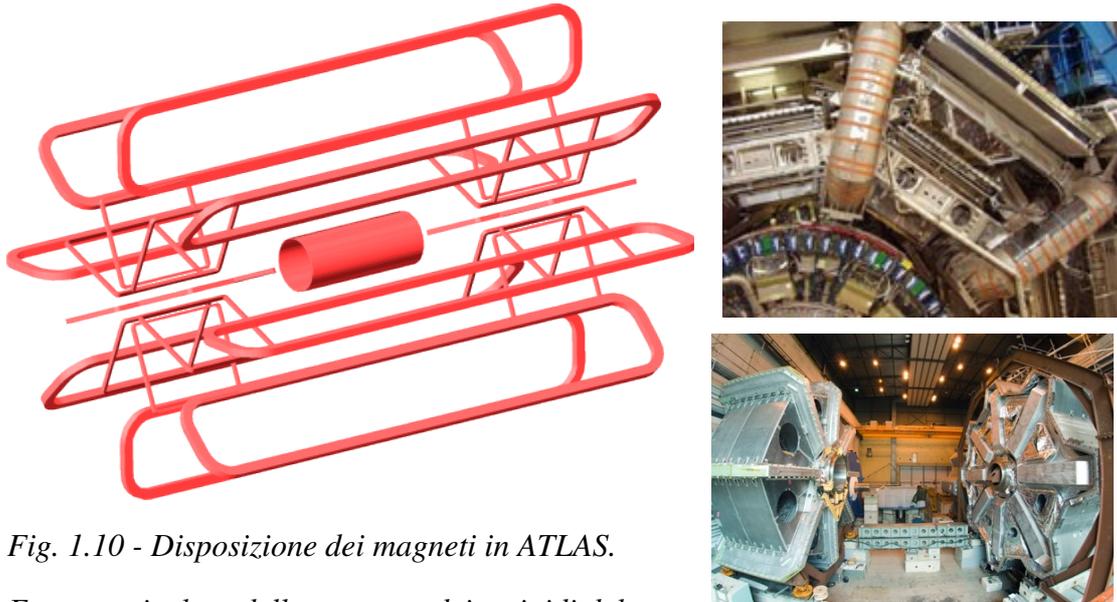
*Fig. 1.9 - Vista tridimensionale dello spettrometro.*

I rivelatori di precisione e di trigger si trovano su tre superfici cilindriche nella regione di Barrel, disposte a distanza di  $\sim 5, 7.5$  e  $11$  metri dall'asse del fascio; nelle due regioni di Endcap i rivelatori si trovano su 4 stazioni verticali, a distanza di  $\sim 7, 10, 14$  e  $22$  metri dal punto di interazione.

### 1.3.4 Il sistema di magneti

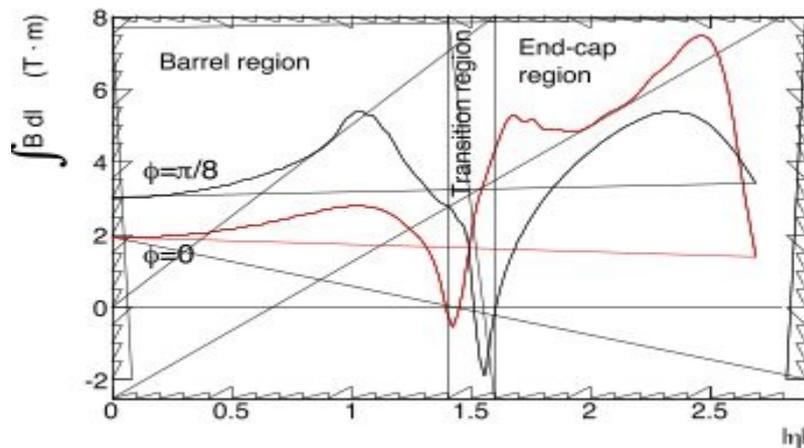
La configurazione dei magneti[7] (Fig. 1.10) è la principale caratteristica di ATLAS. Un solenoide superconduttore, posto tra il calorimetro elettromagnetico e l'Inner Detector, fornisce un campo magnetico di  $2\text{ T}$  per il rivelatore interno, mentre il campo

magnetico dello spettrometro (campo magnetico variabile tra 3 e 6 T) è generato da tre grandi toroidi superconduttori, uno per il barrel e due per gli endcap, ciascuno costituito da 8 bobine indipendenti. Con questa disposizione dei magneti non si ha la presenza del campo magnetico nei calorimetri in modo tale da migliorare le prestazioni dello strumento per la misura dell'energia e del punto d'impatto delle particelle.



*Fig. 1.10 - Disposizione dei magneti in ATLAS.*

*Foto: particolare della struttura dei toroidi del barrel (in alto) e dell'endcap (in basso).*



*Fig. 1.11 - Performance del sistema magnetico. La zona di transizione tra barrel e endcap è caratterizzata dal minor potere di deflessione a causa della sovrapposizione degli effetti dei campi magnetici.*

## Capitolo 2

---

# Il sistema di trigger

## 2.1 Il trigger dell'esperimento ATLAS

Il sistema di trigger e di acquisizione dati di ATLAS è basato su tre livelli di selezione indipendenti il cui obiettivo è quello di “catturare” dall'elevatissimo rate di eventi originato dalle collisioni p-p (40 MHz) gli eventi interessanti per il programma di ricerca (cfr. par. 1.3). La selezione dei tre livelli di trigger deve provvedere ad una reiezione dei dati in modo che la frequenza finale di acquisizione sia di 200-300 Hz, compatibile con la capacità di immagazzinamento dei dati (cfr. fig. 2.1).

Il primo livello di trigger (**L1**) è completamente hardware ed effettua una prima selezione degli eventi sulla base di informazioni parziali (regioni di attività nello spettrometro muonico e nei calorimetri) riducendo il rate iniziale di in fattore  $10^4$  ( $\approx 100$  kHz) con un tempo di latenza di circa  $2 \mu\text{s}$ .

Una caratteristica molto importante del L1 oltre alla selezione degli eventi è la localizzazione di regioni geometriche di interesse (**RoI**) utili alla individuazione delle parti del detector che sono state attivate dall'evento selezionato dall'algoritmo di trigger.

Differentemente dal L1, il trigger di secondo livello (**L2**) utilizza algoritmi di selezione software. Tale sistema non processa tutta la mole di dati disponibile ma solo quelli

contenuti nelle regioni di interesse (RoI) individuate dal trigger di L1. Dopo la selezione operata dal L2 il rate di eventi viene ridotto a 1-2 kHz.

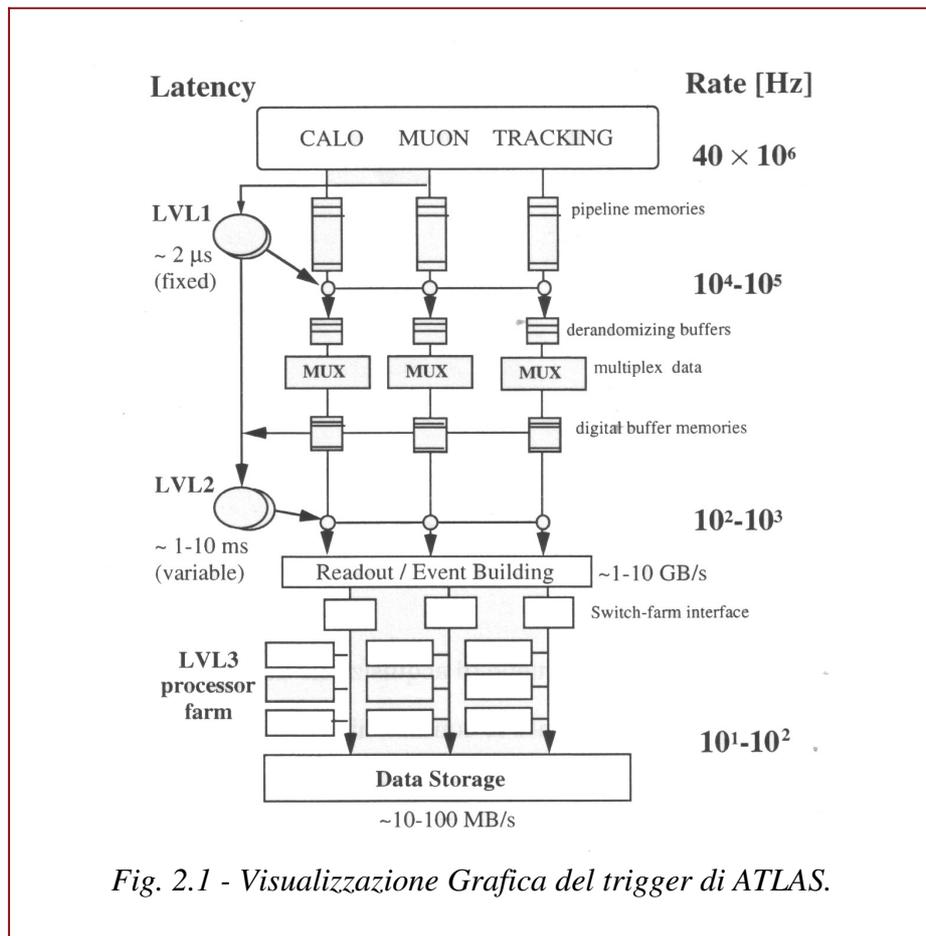


Fig. 2.1 - Visualizzazione Grafica del trigger di ATLAS.

Il trigger di terzo livello, o Event Filter (EF), fornisce infine la selezione finale degli eventi online, utilizzando come punto di partenza dell'analisi i risultati ottenuti dal L2 (come, ad esempio, le coordinate  $\eta$  e  $\phi$  ed il momento  $p_T$  dell'oggetto candidato).

Viene eseguita una selezione più accurata dei dati utilizzando la mappa completa della geometria dell'apparato sperimentale, del campo magnetico e delle costanti di calibrazione.

La funzione primaria dell'EF è la riduzione del rate di acquisizione del livello precedente (1-2 kHz) ad un valore di circa 200-300 Hz con un tempo di latenza

dell'ordine di 1 s. Ulteriori funzioni dell'EF sono il monitoraggio delle prestazioni dei rivelatori, la loro calibrazione e l'attivazione di procedure iterative di allineamento.

## 2.2 – Il trigger muonico in ATLAS

Il trigger dei muoni, ovvero la strategia usata per identificarli e selezionarli online, rappresenta uno dei punti chiave dell'analisi di fisica dell'esperimento ATLAS. L'accuratezza con cui si selezionano e successivamente si ricostruiscono queste particelle si rifletterà direttamente nella precisione di esperimenti che vanno dallo studio del basso  $p_T$ , come ad esempio  $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ , fino a regimi di medio ed alto impulso come  $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ,  $W \rightarrow \mu \nu_\mu$ ,  $H \rightarrow 4\mu$ ,  $Z' \rightarrow \mu^+ \mu^-$ .

Così come descritto nel par. 2.1, il sistema di trigger dei muoni è realizzato da una catena di tre livelli di selezione crescente; di seguito saranno descritti in maggior dettaglio gli aspetti più rilevanti del trigger muonico.

### 2.2.1 Il primo livello di trigger muonico (L1- $\mu$ )

Il primo livello di trigger [8] identifica un candidato  $\mu$  attraverso i rivelatori RPC nella regione Barrel, e le camere TGC negli Encap (cfr. par. 1.3.3).

L'algoritmo di selezione si basa sulla coincidenza (geometrica e temporale) di hits in differenti stazioni di TGC e RPC disposti in tre livelli a distanza crescente dal vertice di interazione.

Dato un hit nella camera centrale (per questo detta di pivot), l'algoritmo cerca pattern di hit tra le due rimanenti all'interno di una finestra geometrica di coincidenza. Questo algoritmo seleziona, di fatto, candidati muoni con impulso trasverso ( $p_T$ ) superiore ad una data soglia.

L'informazione sul candidato muone viene inviata alla cosiddetta "Muon to Central Trigger Processor Interface" (MuCTPI) che calcola il numero di candidati selezionati dal primo livello per differenti soglie in  $p_T$ .

In particolare per il L1 sono previste le seguenti soglie:

- Selezioni a basso impulso trasverso:  $\mu 0^1$ ,  $\mu 5$ ,  $\mu 6$ ,  $\mu 8$ ,  $\mu 10$ ;
- Selezioni ad alto impulso trasverso:  $\mu 11$ ,  $\mu 20$ ,  $\mu 40$ .

La soglia denominata "mu0" corrisponde alla configurazione del trigger per la quale la finestra di selezione di coincidenza risulta essere quanto meno selettiva possibile. Tale soglia è stata particolarmente usata nei primi periodi di presa dati dell'esperimento sia nei run di fisica con raggi cosmici che nelle prime collisioni protone-protone.

Ricordiamo inoltre che il L1 restituisce anche l'informazione sui valori di  $\eta$  e  $\phi$  della RoI selezionata. L'algoritmo di selezione per il L1 è schematizzata in Fig.2.2.

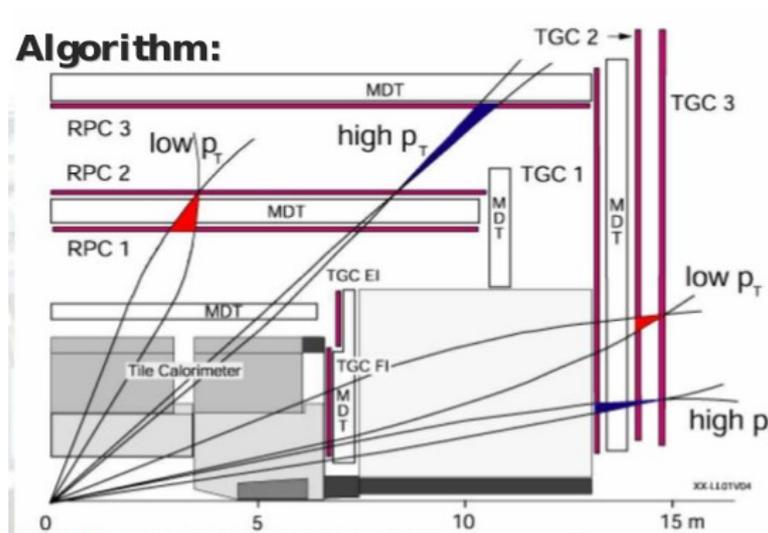


Fig 2.2 – Rappresentazione dell'algoritmo di selezione del primo livello di trigger.

1. In questa scrittura, che possiamo scrivere in modo compatto come "muXX", il numero XX rappresenta la soglia in  $p_T$  misurata in GeV /c .

## 2.2.2 Il secondo livello di trigger muonico (L2- $\mu$ )

Le informazioni selezionate dal primo livello vengono adesso passate al secondo livello, che ha il compito di raffinare la scelta mediante algoritmi software specifici.

Per quanto riguarda il trigger di L2 dei muoni in ATLAS si hanno tre algoritmi a catena[9] :

- $\mu$ Fast
- $\mu$ Comb
- $\mu$ Iso

Il primo algoritmo denominato  $\mu$ Fast utilizza le informazioni relative alle camere di precisione (MDT e CSC) (cfr. par. 1.3.3) accedendo solo ai dati contenuti all'interno delle RoI selezionate dal L1 ed effettuando così una prima ricostruzione del muone all'interno dello spettrometro muonico.

I parametri della traccia muonica ricostruiti dall'algoritmo  $\mu$ Fast vengono letti dall'algoritmo di combinazione chiamato  $\mu$ Comb. Questo riesce a migliorare sensibilmente la misura attraverso la combinazione della traccia  $\mu$ Fast con le tracce ricostruite nel rivelatore di vertice (Inner Detector).

La traccia di L2 eventualmente combinata dall'algoritmo  $\mu$ Comb viene successivamente processata dall'algoritmo di isolamento:  $\mu$ Iso. Il compito di questo algoritmo è quello di unire l'informazione della traccia muonica alle informazioni dei calorimetri elettromagnetico ed adronico, al fine di discriminare ed eliminare dalla selezione i muoni non isolati, ovvero i muoni provenienti dai decadimenti adronici dei quark beauty e dei quark charm all'interno di un jet adronico.

## 2.2.3 Il terzo livello di trigger muonico (EF- $\mu$ )

Come è stato già accennato in precedenza, il terzo livello (Event Filter) ha a sua

disposizione tempi molto più elevati rispetto agli altri due livelli precedenti. Grazie al fatto che questo livello può permettersi di lavorare entro 1 secondo circa, può contare sull'utilizzo di algoritmi di tipo "Offline", che essendo molto più precisi sono anche costosi in termini temporali.

Sono attivi oggi nell'EF gli algoritmi MOORE (*Muon Object Oriented Re-construction*) e MUID (*Muon Identification*)[10].

Il primo utilizza le informazioni prese dalla ricostruzione a livello dello spettrometro per muoni, cercando in tutto il rivelatore zone attive. L'algoritmo MUID estrapola la traccia dallo spettrometro muonico al vertice di interazione (operando in modalità detta STANDALONE) oppure combina la traccia ottenuta nello spettrometro muonico con un segmento di traccia dell'Inner Detector (nella versione denominata COMBINED).

Dalla combinazione dei due algoritmi, si ottengono i parametri fondamentali della traccia, in particolare  $p_T$ ,  $\eta$  e  $\phi$  del muone.

Nella Fig. 2.3 è schematizzato il funzionamento del trigger per muoni di ATLAS così come è stato descritto in questa sezione.

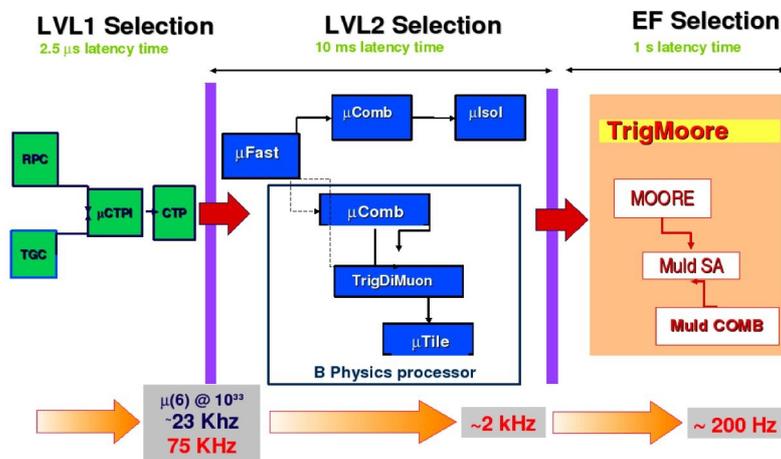


Fig. 2.3 - Schema generale della catena di trigger per muoni di ATLAS, in cui sono messi in evidenza i passaggi chiave che portano alla ricostruzione del candidato muone dal primo livello fino all'Event Filter.

## 2.3 Il trigger dimuonico

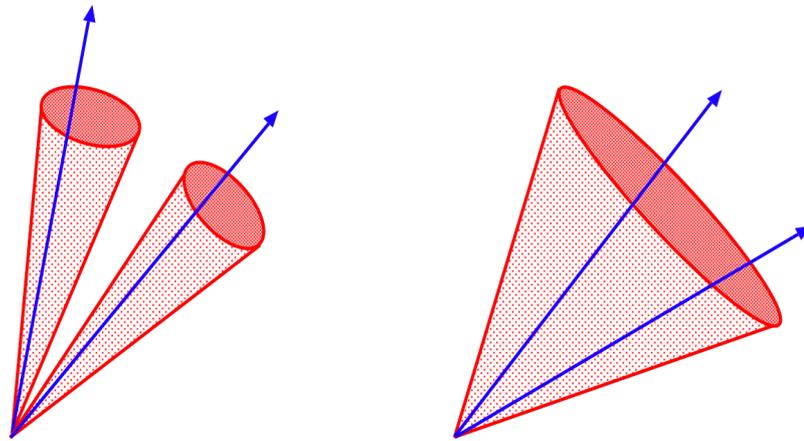
Lo studio della fisica del B rappresenta uno dei principali aspetti del programma di fisica della collaborazione ATLAS ed include lo studio di sezioni d'urto di produzione di processi del Modello Standard, la ricerca di decadimenti rari del mesone B e misure di violazione di CP in eventi con mesoni B come ad esempio nei decadimenti  $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$  and  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$

Per lo studio di questi processi risulta di fondamentale importanza mantenere un'alta efficienza di trigger per eventi con due muoni nello stato finale contenendo al contempo il rate di trigger.

A tal fine la collaborazione di ATLAS ha sviluppato specifici algoritmi di trigger dimuonico. È possibile infatti seguire due differenti approcci per selezionare eventi di dimuone provenienti da risonanze come la  $J/\psi$  e la  $\Upsilon$ .

Il primo metodo si basa su un algoritmo che a partire da una coppia di muoni selezionati dal L1 e dalle rispettive RoI procede nel secondo e terzo livello di trigger in modo parallelo. Ognuno dei due muoni è così confermato separatamente e le due tracce muoniche sono in seguito combinate per ottenere una stima della massa invariante. Un trigger di questo tipo è definito “*trigger dimuonico topologico*”.

Un approccio alternativo consiste nel partire da un singolo muone selezionato al L1 e cercando un secondo muone in una più ampia regione  $\Delta\phi$ - $\Delta\eta$  (0.7 x 0.7) dell'Inner Detector e poi estrapolare la traccia fino allo spettrometro al fine di verificare la presenza di regioni di attività nello spettrometro muonico (“*trigger non topologico*”). Poichè questo metodo non richiede esplicitamente che il secondo muone sia rilevato dal primo livello del trigger, ha il vantaggio di poter selezionare e ricostruire eventi caratterizzati da muoni con impulso trasverso inferiore alla soglia del Level 1.



*Fig. 2.4 - Schema della selezione operata dal trigger di dimuone: trigger topologico (sinistra) e non topologico (destra).*

## Capitolo 3

---

### Analisi dei dati

#### 3.1 Misura dell'efficienza del trigger

Una buona efficienza del sistema di trigger con un'alta reiezione del fondo è cruciale per l'osservazione di processi rari e una stima di tale grandezza è necessaria per la misura delle sezioni d'urto. Essa, però, risulta dipendere da diversi fattori: cambiamenti dell'efficienza delle camere di trigger, problemi dovuti al cablaggio e malfunzionamento dell'elettronica del trigger. È quindi importante effettuarne una misura usando dati relativi a collisioni reali.

#### 3.2 Tag-and-probe

Il metodo utilizzato per lo studio delle efficienze di trigger utilizzando i dati da collisione protone-protone è chiamato “tag-and-probe”. Di seguito viene descritto brevemente tale metodo sperimentale.

La prima fase richiede di determinare, all'interno di un campione di eventi con due muoni nello stato finale e con una massa invariante all'interno di un intervallo opportunamente scelto, il sottoinsieme di eventi caratterizzato dalla presenza di almeno un trigger di singolo muone. Ad uno dei due muoni ricostruiti offline (o all'unico muone) che soddisfi criteri di qualità ( $n_{\text{Pixels}} > 0$ ,  $n_{\text{SCT}} > 5$ ,  $n_{\text{TRT}} > 10$  se  $|\eta| < 2$ ) e a cui è possibile associare il trigger di muone scattato viene dato il nome di “*muone di tag*”.

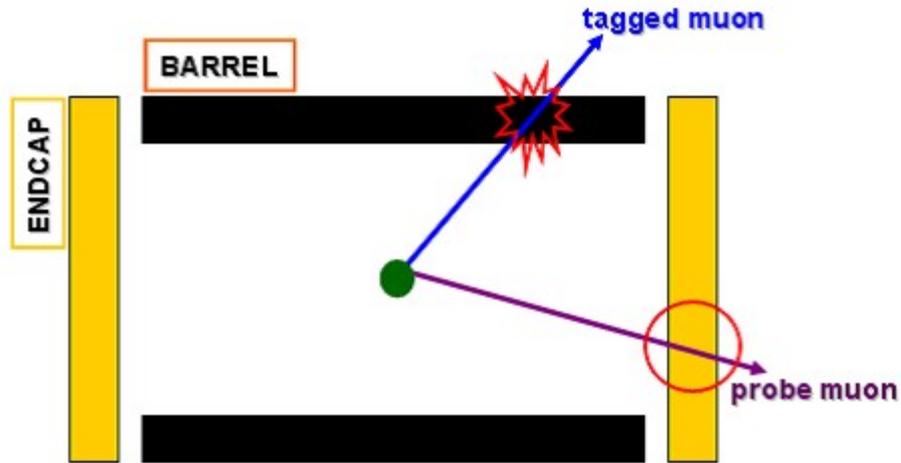


Fig. 3.1 - Schematizzazione del metodo tag-and-probe.

L'associazione tra traccia muonica ricostruita offline ed oggetto di trigger di singolo muone è effettuata sulla base di un criterio geometrico. In particolare si chiede che la distanza:

$$\Delta R = \sqrt{(\eta - \eta_{trigger})^2 + (\varphi - \varphi_{trigger})^2}$$

sia minore di un valore di soglia calibrato utilizzando studi effettuati su campioni di eventi simulati con metodo MC.

Successivamente si va a studiare il secondo muone all'interno della coppia denominato "muone di probe".

L'efficienza di trigger è calcolata come rapporto tra il numero di muoni di probe che sono triggerati ( $N_{probe\&triggered}$ ) sul totale numero di muoni di probe ( $N_{probe}$ ).

$$\epsilon = \frac{N_{probe\&triggered}}{N_{probe}}$$

L'efficienza risulta essere inoltre una funzione delle variabili cinematiche dei muoni  $p_T$ ,  $\varphi$  e  $\eta$ .

Per misurare l'efficienza di trigger per muoni di basso impulso, è stata effettuata un'analisi sul decadimento della  $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ , importanti anche per la fisica del  $b$ . Per energia dei fasci abbastanza grande da originare stati con masse maggiori, è stato possibile analizzare il decadimento della  $Z \rightarrow \mu\mu$ . Usando i due processi è stata stimata l'efficienza di trigger per un'ampia regione dello spettro in  $p_T$  confrontata poi con quella ottenuta tramite le simulazioni Monte Carlo.

### 3.3 ROOT: software di analisi

L'analisi dei dati è stata condotta utilizzando il software denominato ROOT[11]. ROOT è un Pacchetto Software orientato ad oggetti sviluppato dal CERN per l'analisi dei dati.

Esso si basa sulla programmazione orientata ad oggetti in particolare sul linguaggio di programmazione C++, che viene usato sia per dare comandi interattivi, sia per elaborare i dati utilizzando le funzioni di libreria. Esso può elaborare ogni oggetto C++, tra cui istogrammi, n-uple, grafici, funzioni.

Tutti i dati trattati ed analizzati in questa tesi sono stati elaborati mediante tale software.

### 3.4 Campione di dati

Il campione di dati utilizzato ai fini dell'analisi presentata nelle pagine seguenti è costituito da:

- Dati da collisione protone-protone con  $\sqrt{s} = 7$  TeV raccolti dall'apparato sperimentale ATLAS nel 2010 con luminosità integrata pari a circa  $40 \text{ pb}^{-1}$
- Dati da collisione protone-protone con  $\sqrt{s} = 7$  TeV raccolti dall'apparato sperimentale ATLAS nel 2011 con luminosità integrata pari a circa  $70 \text{ pb}^{-1}$

- Eventi di simulazione ottenuti con il metodo Monte Carlo dei decadimenti  $J/\psi \rightarrow \mu\mu$  e  $Z \rightarrow \mu\mu$ .

Il campione di dati è graficato nei plot riportati di seguito sia in scala lineare che logaritmica apportando, di volta in volta, tagli sul campione al fine di discriminare le risonanze dal fondo.

### DATI del 2010

Nelle figure 3.2.a-b è riportata la massa invariante del campione completo. Dal background riescono a distinguersi le risonanze corrispondenti alla  $J/\psi$  ( $3096 \text{ MeV}/c^2$ ), alla  $\Upsilon$  ( $9460 \text{ MeV}/c^2$ ), e alla  $Z$  ( $91.187 \text{ GeV}/c^2$ ) (Fig. 3.2.b)[12].

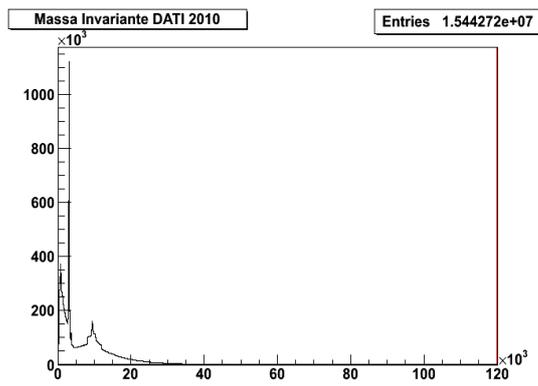


Fig. 3.2.a

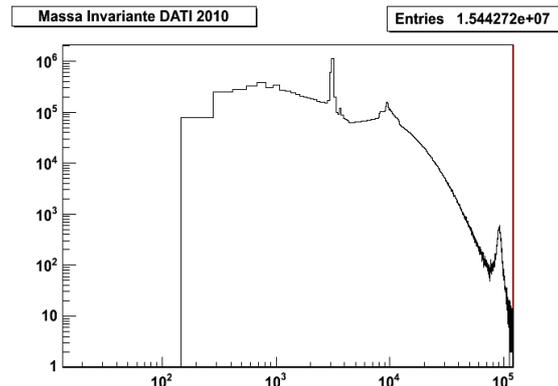


Fig. 3.2.b

Fig. 3.2 – Plot della Massa Invariante del campione di dati del 2010 in scala lineare (a) e logaritmica (b).

Per osservare meglio il campione (Fig. 3.3) è stata effettuata una selezione considerando solo gli eventi costituiti da due muoni combinati di carica opposta caratterizzati da una pseudorapidità appartenente all'intervallo  $[-2.4 ; 2.4]$ . Il campione ottenuto è riportato di seguito:

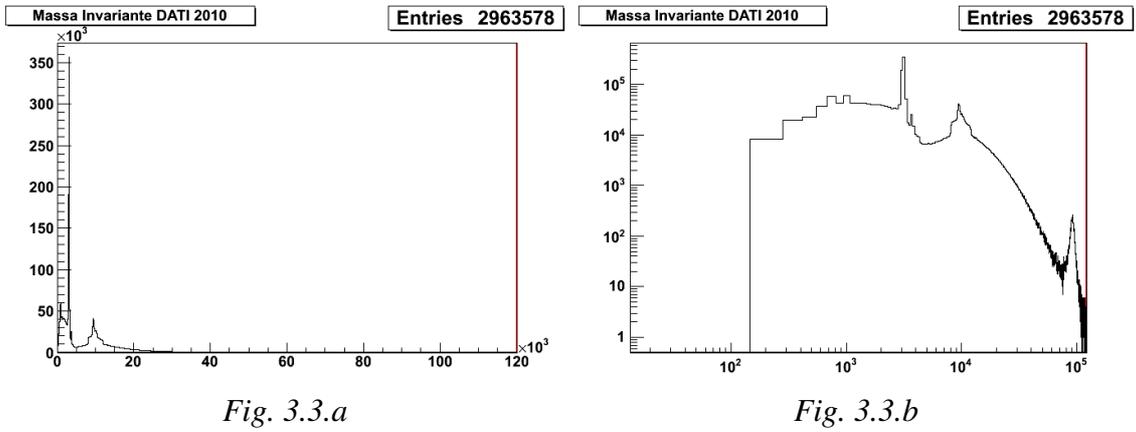


Fig. 3.3 – Plot della Massa Invariante del campione di dati del 2010 dopo la selezione in scala lineare (a) e logaritmica (b).

Apportando tale selezione è possibile osservare, ad una massa di  $(3686 \text{ MeV}/c^2)$ , il picco del mesone  $\psi'$  [12].

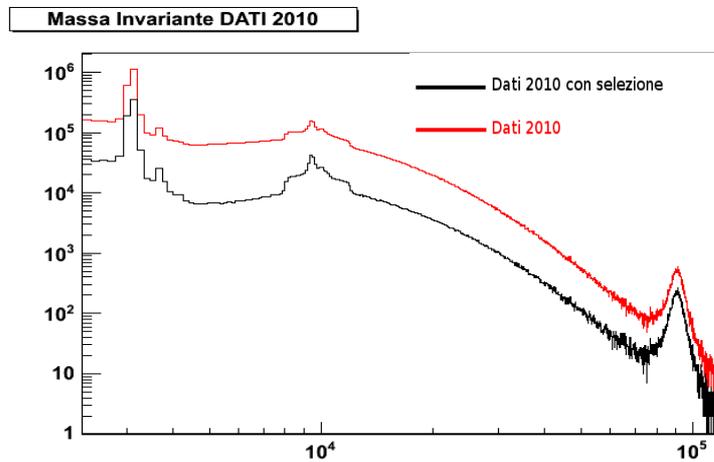


Fig. 3.4 - Confronto della Massa Invariante prima e dopo la selezione

## DATI del 2011

La stessa procedura è stata applicata al campione di dati del 2011. I plot di seguito sono riferiti alla massa invariante dell'intero campione e al taglio secondo i criteri definiti nella selezione precedente.

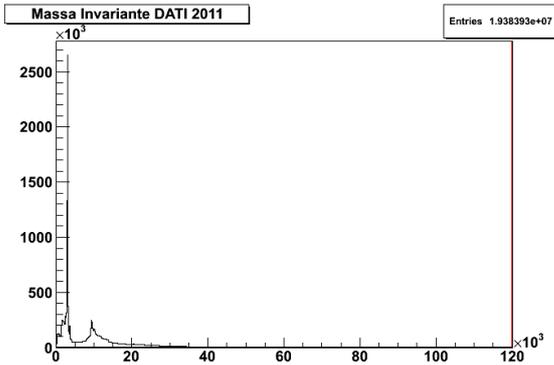


Fig. 3.5.a

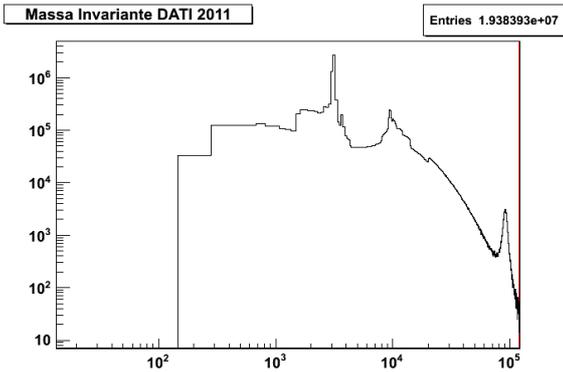


Fig. 3.5.b

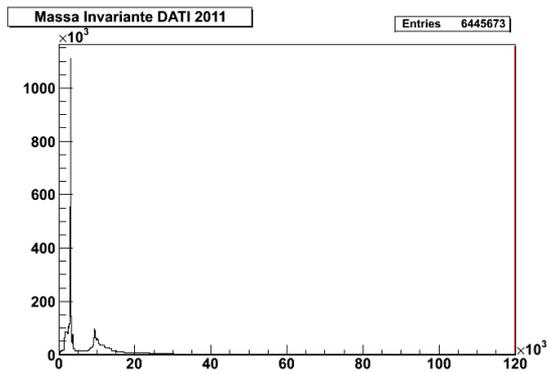


Fig. 3.5.c

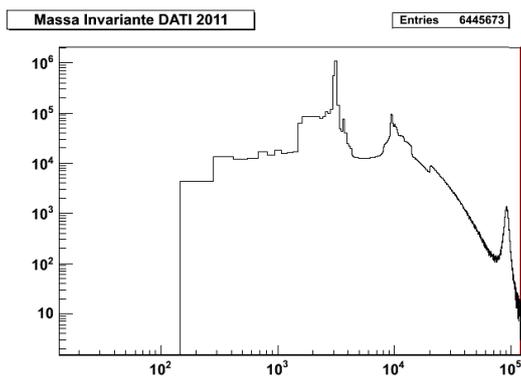


Fig. 3.5.d

Fig. 3.5 – Plot della Massa Invariante del campione di dati del 2011 prima (a, b) e dopo (c, d) la selezione in scala lineare e logaritmica.

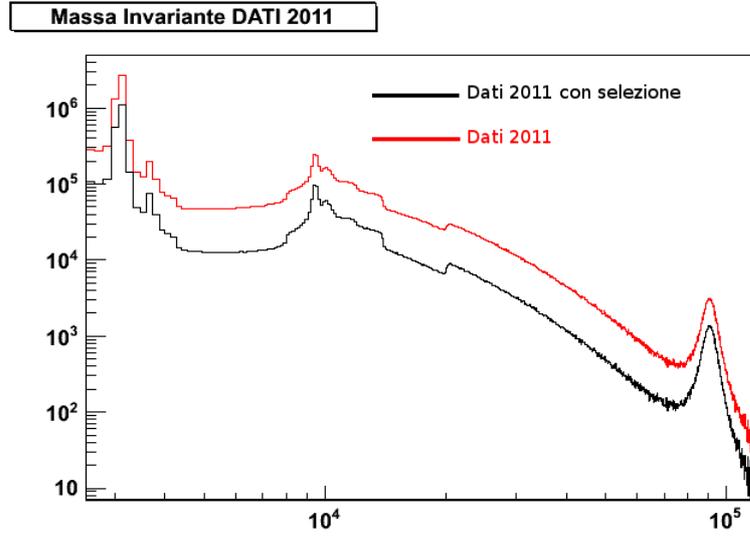


Fig. 3.6 – Confronto della Massa Invariante prima e dopo la selezione.

## 3.5 Analisi degli eventi di $J/\psi \rightarrow \mu\mu$

### 3.5.1 Statistica e cinematica

L'analisi degli eventi è stata effettuata sui i dati raccolti da ATLAS nell'anno 2010. In primis, sono state graficate le distribuzioni delle variabili cinematiche relative alla risonanza del mesone  $J/\psi$ . Ristretto il range della massa invariante della coppia di muoni all'intervallo  $[2 ; 4] \text{ GeV}/c^2$  sono stati graficati l'impulso trasverso delle due particelle, le distribuzioni in  $\varphi$  e  $\eta$  e le quantità  $\Delta\varphi$ ,  $\Delta\eta$  e  $\Delta R$  definite come:

$$\Delta\eta = |\mu_{1\eta} - \mu_{2\eta}| \quad \Delta\varphi = |\mu_{1\varphi} - \mu_{2\varphi}| \quad \Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\varphi^2}$$

dove  $\mu_{1\varphi}$  e  $\mu_{1\eta}$  si riferiscono alla distribuzione in  $\varphi$  e  $\eta$  del primo muone e  $\mu_{2\varphi}$  e  $\mu_{2\eta}$  a quelle del secondo muone.

È stato inoltre effettuato il confronto con il Monte Carlo relativo agli eventi  $J/\psi \rightarrow \mu\mu$  (Fig. 3.7).

La sovrapposizione degli istogrammi della massa invariante (Fig. 3.7.a) permette di evidenziare la presenza di eventi di background al di fuori della risonanza della  $J/\psi$ . Dall'osservazione dei plot degli impulsi trasversi dei due muoni (Fig. 3.7.b – 3.7.c – 3.7.d) si osserva una sostanziale differenza tra l'andamento sperimentale e quello simulato; tale differenza produrrà un abbassamento dell'efficienza di trigger per i muoni a più basso impulso. Dalla distribuzione dei muoni in  $\varphi$  e  $\eta$  è possibile osservare, in corrispondenza di  $\varphi \sim -1$  e  $\varphi \sim -2$  (Fig. 3.7.e – 3.7.f),  $\eta \sim 0$  e  $\eta \sim \pm 1$  (Fig. 3.7.g – 3.7.h) la presenza di avvallamenti. Per  $\varphi \sim 1$ ,  $\varphi \sim 2$  e  $\eta \sim 0$ , essi sono dovuti alla strutture di supporto di ATLAS sulle quali non sono presenti detectors per la rivelazione dei muoni.  $\eta \sim \pm 1$  individua le zone di transizione tra le regioni di Barrel e di Endcap.

————— Dati 2010  
 ————— MC

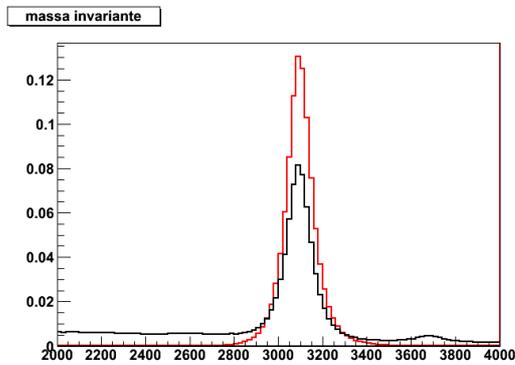


Fig. 3.7.a

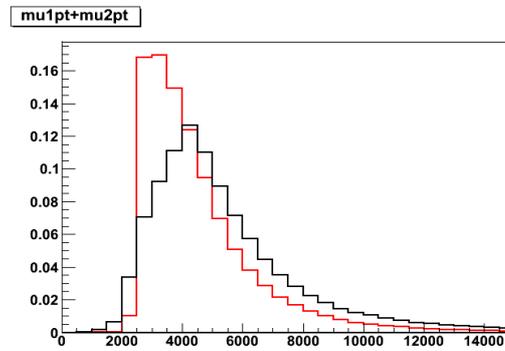


Fig. 3.7.b

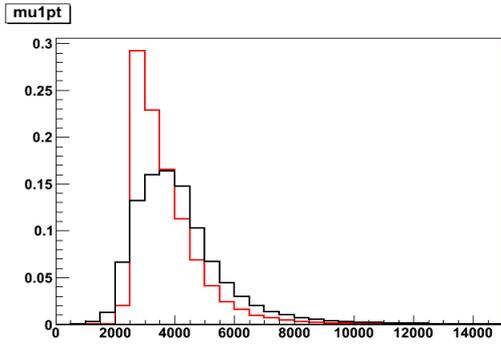


Fig. 3.7.c

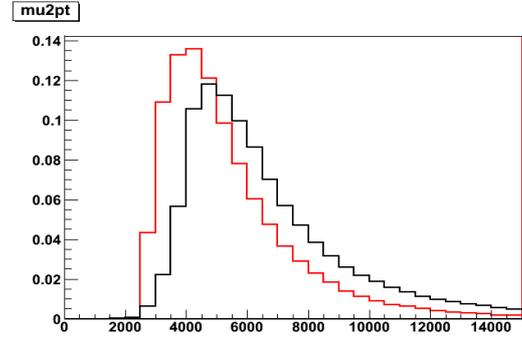


Fig. 3.7.d

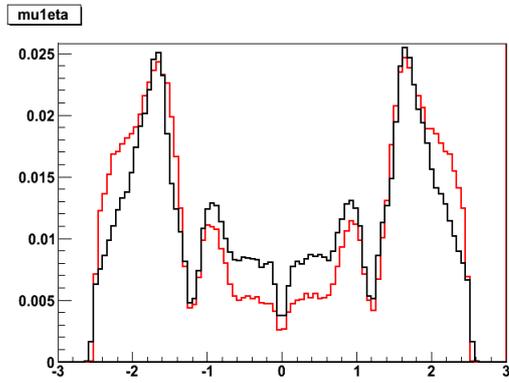


Fig. 3.7.e

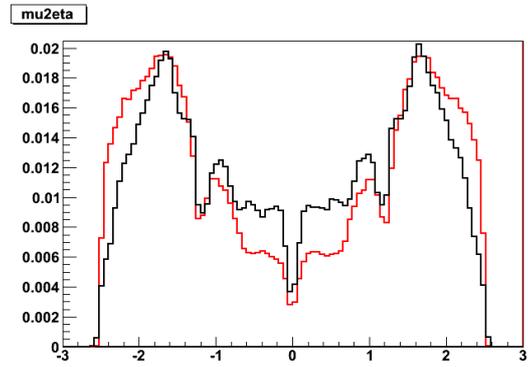


Fig. 3.7.f

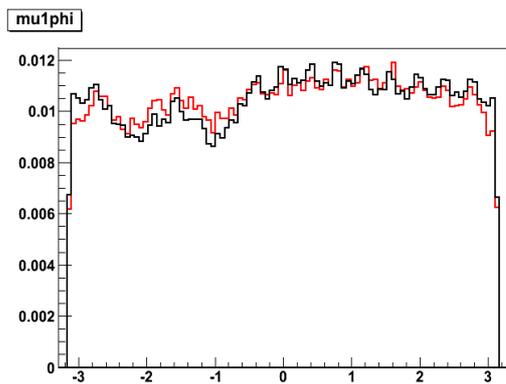


Fig. 3.7.g

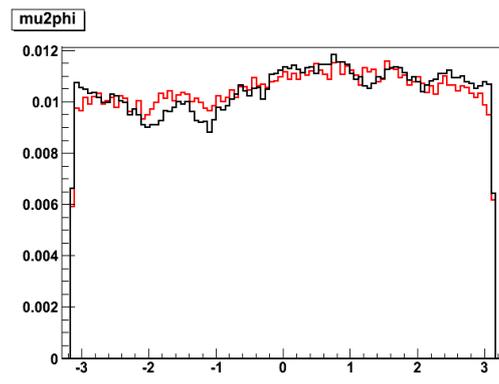


Fig. 3.7.h

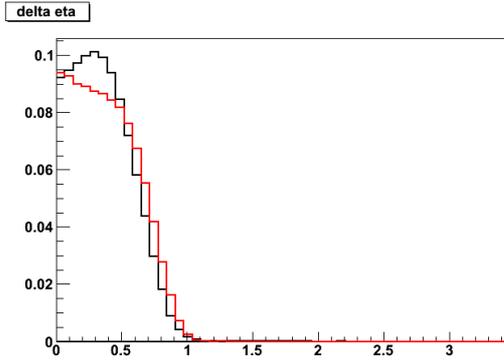


Fig. 3.7.i

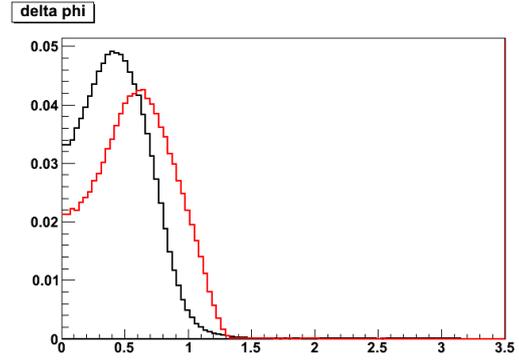


Fig. 3.7.l

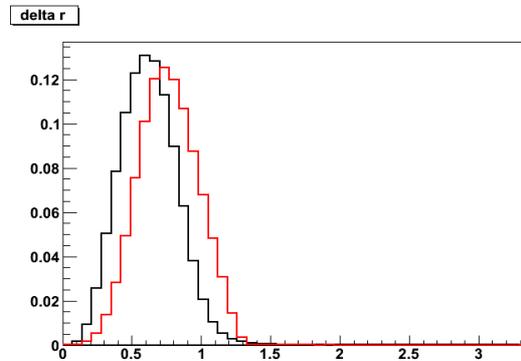


Fig. 3.7.m

Fig. 3.7 – Distribuzione delle variabili cinematiche dei muoni negli eventi del decadimento della  $J/\psi$  in due muoni.

### 3.5.2 Analisi dell'efficienza del trigger

Il metodo del tag-and-probe è applicato al campione ottenuto restringendosi agli eventi di dimuone a carica complessiva nulla con massa invariante compresa tra  $[2 ; 4] \text{ GeV}/c^2$  richiedendo ulteriori condizioni standard di qualità sulla traccia nell'Inner Detector (cfr. par. 3.2). L'efficienza del trigger è stata misurata in funzione di  $p_T$ ,  $\phi$  e  $\eta$  sia per il L1 che per l'High Level Trigger(HLT) con le seguenti condizioni:

- Tag: EFMU4 Probe: L1MU0

- Tag: EFMU4 Probe: EFMU4
- Tag: EFMU6 Probe: L1MU6
- Tag: EFMU6 Probe: EFMU6

Per l'analisi dell'efficienza di trigger con tag EFMU4, sono stati eliminati dalla selezione i muoni con impulso trasverso inferiore alla threshold a causa della dipendenza dell'efficienza in  $\phi$  e  $\eta$  dalla distribuzione in  $p_T$  e dal numero di muoni. In questo modo sono state migliorate le visualizzazioni dei plot. È inoltre necessario aggiungere che, per quanto riguarda l'efficienza in  $p_T$  nella regione di Barrel relativo ai dati, l'ultimo punto è affetto da un bias dovuto alle caratteristiche del decadimento della  $J/\psi$ . All'aumentare del  $p_T$ , infatti, il  $\Delta R$  tra i due muoni tende a restringersi ulteriormente facendo sì che le particelle vadano ad intercettare la stessa zona del rivelatore. In questo modo è massima la probabilità di triggerare ambedue i muoni, se la zona intercettata è attiva, o di perderli entrambi se si attraversa una zona "spenta" o priva di rivelatori. La conseguenza è, appunto, un'efficienza pari ad 1.

L'efficienza di trigger in funzione del  $p_T$ , ottenuta per le regioni Barrel, Endcap e per l'intero rivelatore, e in funzione di  $\phi$  e  $\eta$  per l'intero rivelatore sono riportate nelle figure che seguono.

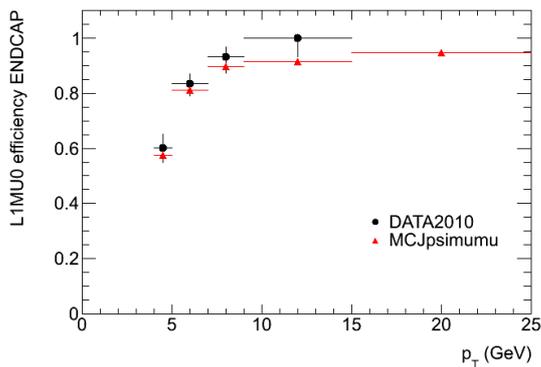


Fig. 3.8.a

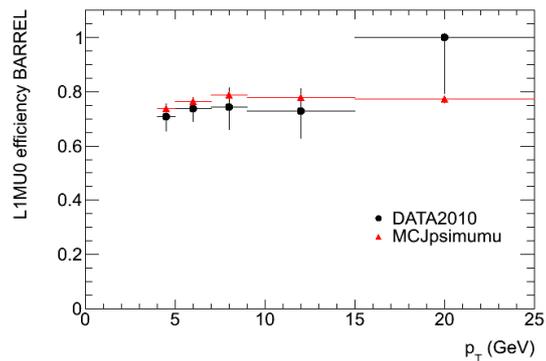


Fig. 3.8.b

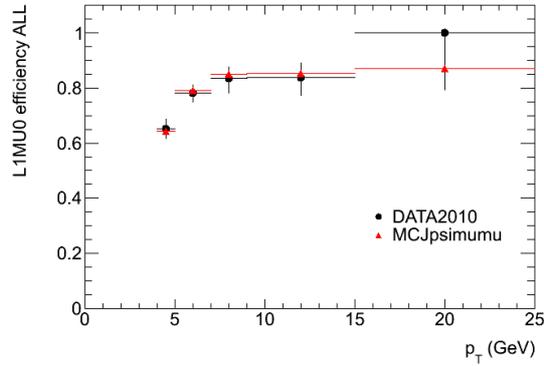


Fig. 3.8.c

Fig. 3.8 – Efficienze in funzione del  $p_T$  per la soglia L1MU0 nelle regioni Barrel (a), Endcap (b) e l'intero rivelatore (c).

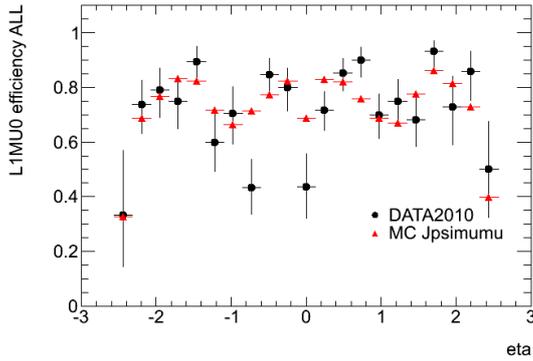


Fig. 3.9.a

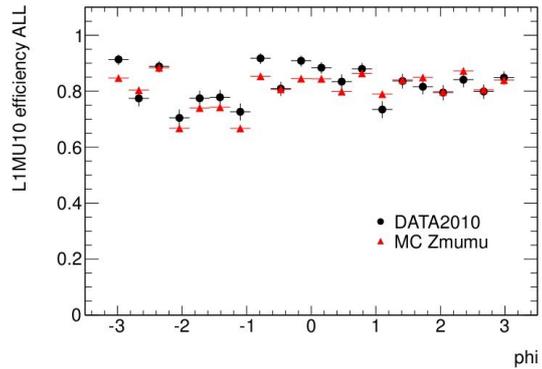


Fig. 3.9.b

Fig. 3.9 – Efficienze in funzione di  $\eta$  (a) e  $\phi$  (b) per la soglia L1MU0 nell'intero rivelatore.

Dagli istogrammi si evince chiaramente la dipendenza dell'efficienza dalla particolare zona considerata del rivelatore, ossia Endcap e Barrel. Dai plot in funzione di  $\eta$  e  $\phi$  si osservano delle cadute di efficienza sia in corrispondenza delle strutture di sostegno

dell'apparato sperimentale che in corrispondenza della zone di transizione ( $|\eta| \sim 1$ ) dove, a causa della sovrapposizione dei campi magnetici, l'impulso trasverso dei muoni è ricostruito con errori sperimentali sensibilmente superiori a quelli della zona Barrel o Endcap.

La stessa procedura è stata utilizzata per calcolare le efficienze di trigger per le altre soglie prese in considerazione. A differenza della soglia L1MU0, che risulta essere la meno selettiva possibile, per quelle che seguiranno sono stati fittati i plot in funzione del  $p_T$  con una funzione alla Fermi al fine di ottenere una stima delle grandezze di rilievo. La funzione presa come riferimento è data dall'espressione seguente:

$$\varepsilon(p_T) = \frac{p_0}{1 + e^{-\frac{p_T - p_1}{p_2}}}$$

dove il valore  $p_0$  corrisponde al valore di plateau, utilizzato come stima dell'efficienza di trigger.

Di seguito sono presentati alcuni dei risultati ottenuti riassunti poi nella tabella 3.1.

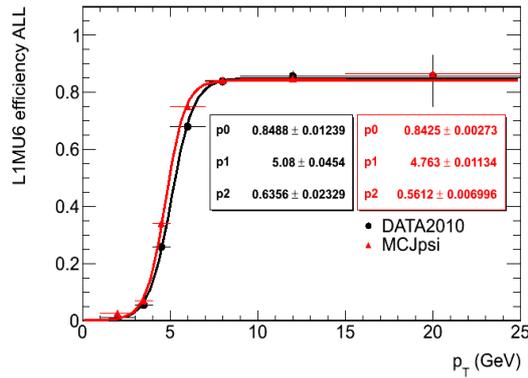


Fig. 3.10.a

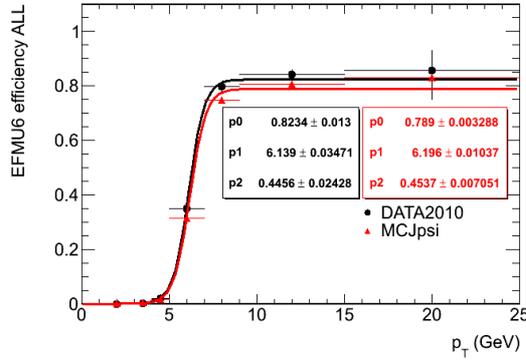


Fig. 3.10.b

Fig. 3.10 – Fit delle efficienze in funzione del  $p_T$  per le soglie L1MU6 (a) e EFMU6 (b) per l'intero rivelatore.

	DATA BARREL	MC BARREL	DATA ENDCAP	MC ENDCAP	DATA ALL	MC ALL
<b>L1MU6</b>	(77±2)%	(77,2±0,4)%	(91±1) %	(90,0±0,3)%	(85±1)%	(84,2±0,3)%
<b>EFMU4</b>	(74±3)%	(73,8±0,2)%	(84±3)%	(79,5±0,2)%	(77±3)%	(76,5±0,1)%
<b>EFMU6</b>	(77±2)%	(72,7±0,5)%	(87±1)%	(83,7±0,3)%	(82±1)%	(78,9±0,3)%

Tabella 3.1 - Risultati dell'effcienza di Trigger per eventi di basso  $p_T$ .

Un'approfondimento è stato effettuato per la soglia EFMU4 applicando il metodo del tag-and-probe anche al campione di dati ottenuto senza effettuare alcuna selezione sulla massa invariante.

Dal confronto tra l'efficienza in funzione del  $p_T$  ottenuta dai DATI relativi all'intervallo della massa invariante [2;4] GeV e quella ottenuta considerando l'intero spettro (Fig. 3.11.a-b) è possibile affermare che le performance del sistema di trigger non risentono in modo evidente della selezione sulla massa invariante.

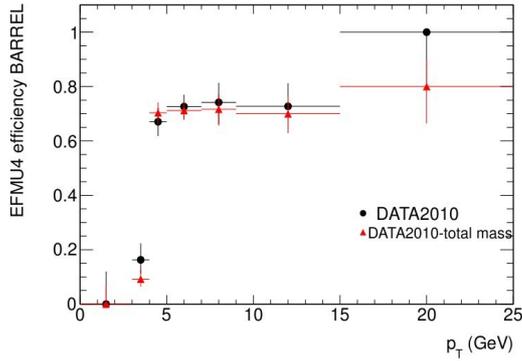


Fig. 3.11.a

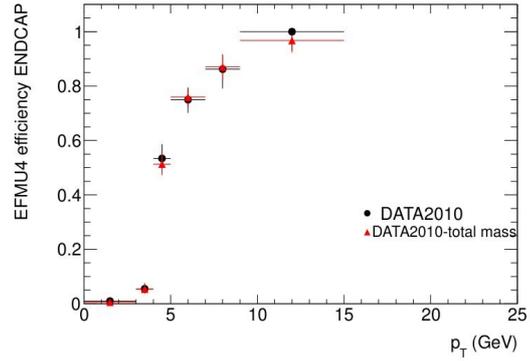


Fig. 3.11.b

Fig. 3.11 – Confronto tra le efficienze in funzione del  $p_T$  dei campioni ottenuti richiedendo o meno che la massa invariante della coppia di muoni sia compresa tra [2;4] GeV per la soglia EFMU4 nelle regioni di Barrel (a) ed Endcap (b).

## 3.6 Analisi degli eventi di $Z \rightarrow \mu\mu$

### 3.6.1 Statistica e cinematica

L'analisi dell'efficienza per i muoni di alto  $p_T$  è effettuata, come detto in precedenza, osservando il decadimento del bosone  $Z$  in due muoni. È stata effettuata una prima osservazione delle variabili cinematiche del campione di dati del 2010 ristretto al range di massa invariante della  $Z$ , ossia [75 ; 105] GeV/ $c^2$  considerando muoni combinati e di carica opposta. Dopo aver normalizzato gli istogrammi, dal plot della massa invariante (Fig. 3.12.a) è possibile osservare una discrepanza tra i dati ed il campione Monte Carlo

per valori della massa compresi tra  $[75 ; 85] \text{ GeV}/c^2$ . Dallo studio degli istogrammi del  $p_T$  dei due muoni (Fig. 3.12.b -3.12.c) è stato possibile ipotizzare che la discrepanza in massa fosse dovuta ai muoni nella regione di basso impulso trasverso ( $[0 ; \sim 20] \text{ GeV}/c$ ). Per provare la ragionevolezza di tale ipotesi è stato applicato un taglio di selezione richiedendo  $p_T(\mu_1) > 14 \text{ GeV}/c$  e  $p_T(\mu_2) > 22 \text{ GeV}/c$ , ed è stata nuovamente graficata la massa invariante (Fig. 3.13.a – particolare in Fig. 3.13.b).

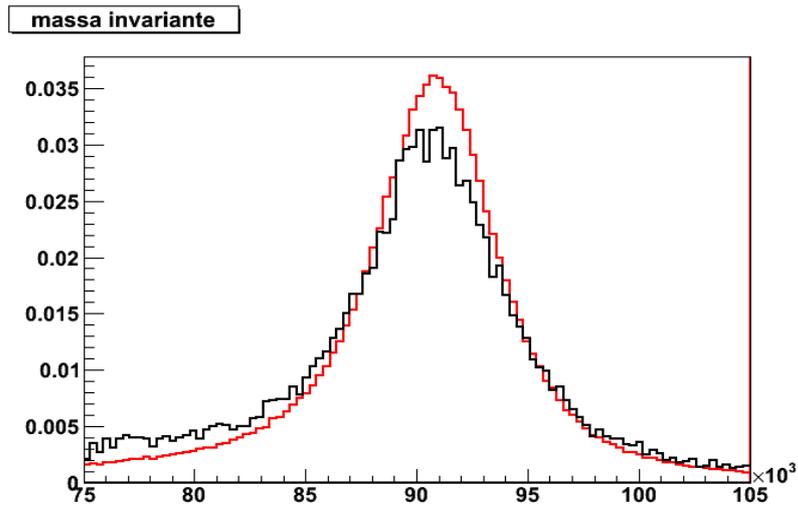


Fig. 3.12.a

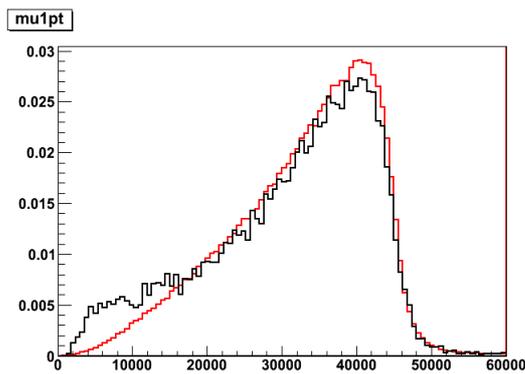


Fig. 3.12.b

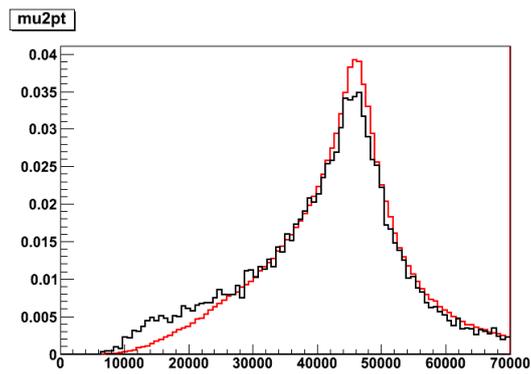


Fig. 3.12.c

Fig. 3.12 – Distribuzione della massa invariante (a) e del  $p_T$  dei muoni (b, c) negli eventi di decadimento della Z in due muoni.

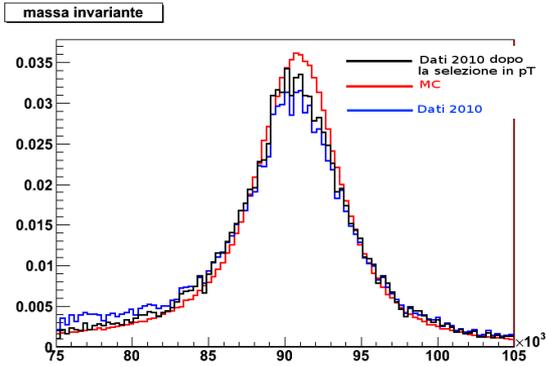


Fig. 3.13.a

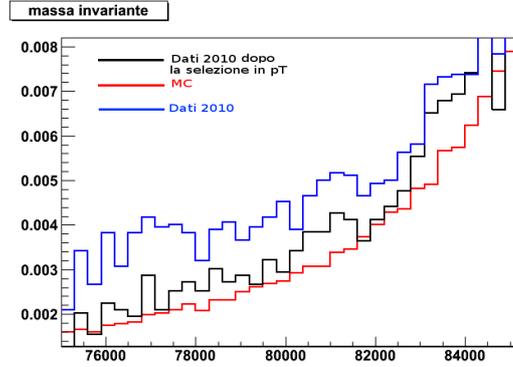


Fig. 3.13.b

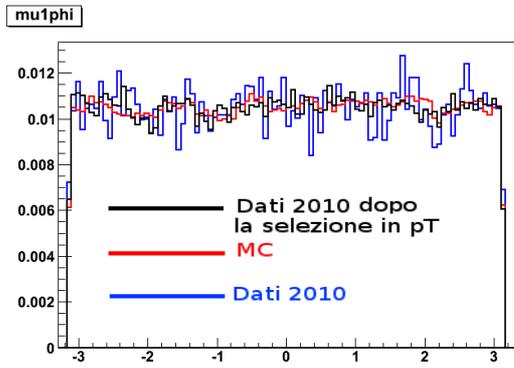


Fig. 3.13.c

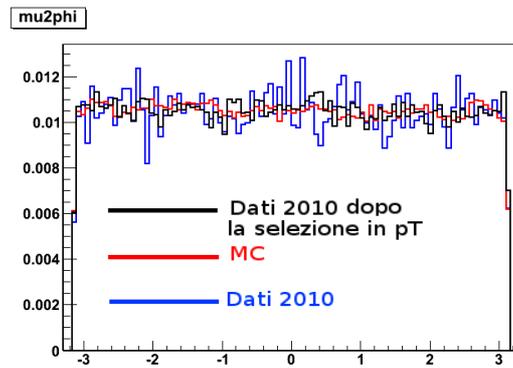


Fig. 3.13.d

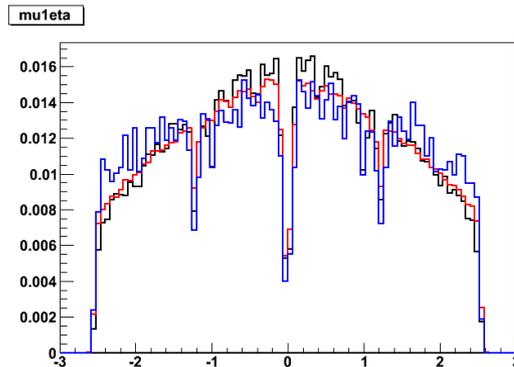


Fig. 3.13.e

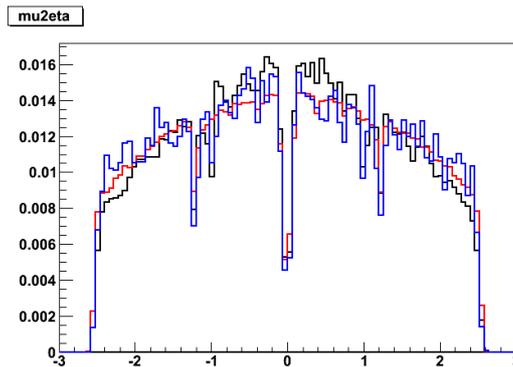
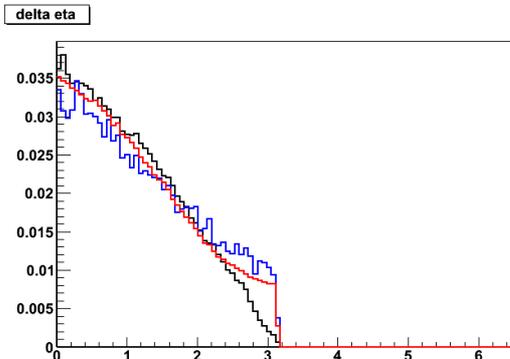
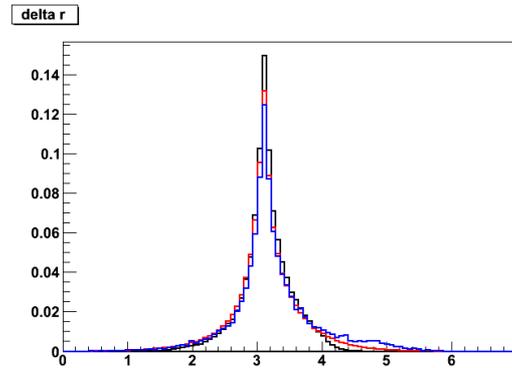


Fig. 3.13.f



*Fig. 3.13.g*



*Fig. 3.13.h*

*Fig 3.13 – Distribuzioni delle principali*

*variabili cinematiche negli eventi di decadimento della Z in due muoni.*

### 3.6.2 Analisi dell'efficienza del trigger

Anche per i muoni ad alto impulso l'efficienza di trigger è stata misurata sia per soglie del trigger di L1 che soglie di HLT con le seguenti condizioni:

- Tag: EFMU10 Probe: L1MU10
- Tag: EFMU10 Probe: EFMU10
- Tag: EFMU20 Probe: L1MU20
- Tag: EFMU20 Probe: EFMU20

I risultati ottenuti dagli istogrammi e dai fit dell'efficienza in  $p_T$  sono riportati di seguito.

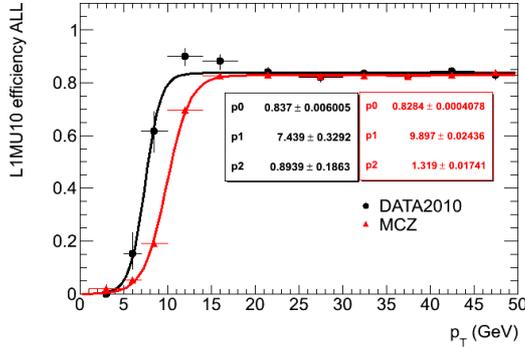


Fig. 3.14.a

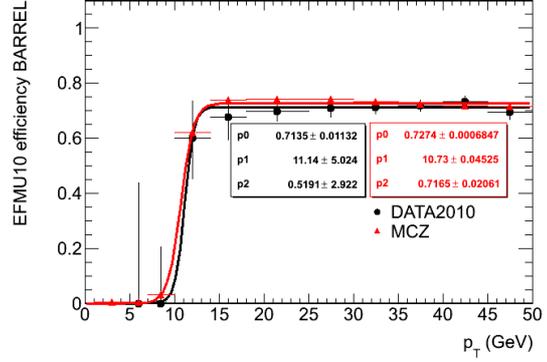


Fig. 3.14.b

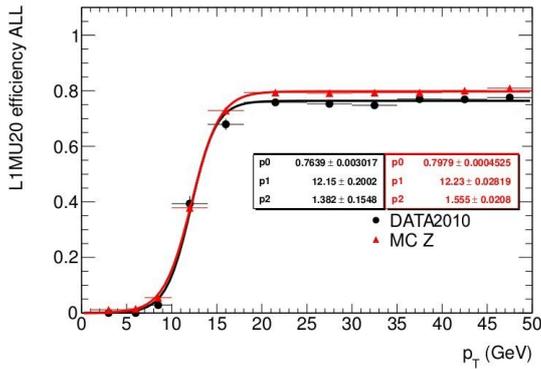


Fig. 3.14.c

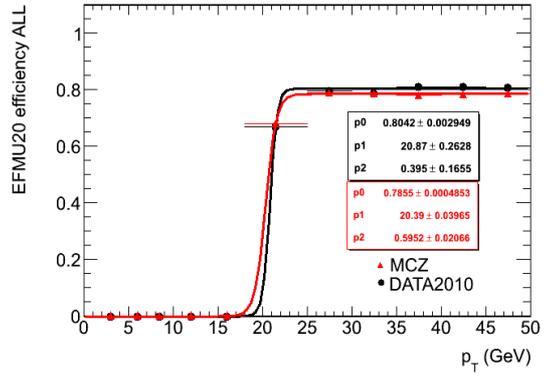


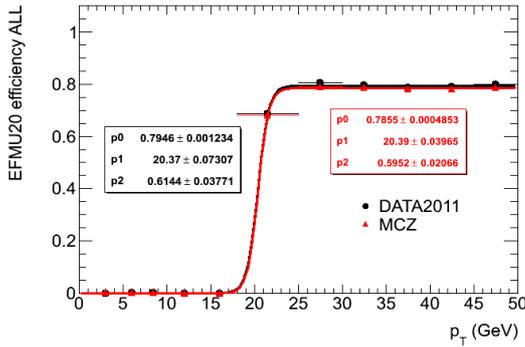
Fig. 3.14.d

Fig. 3.14 – Fit delle efficienze in funzione del  $p_T$  per le soglie L1MU10 (a), EFMU10 (b, solo Barrel), L1MU20 (c) e EFMU20 (d) per l'intero rivelatore.

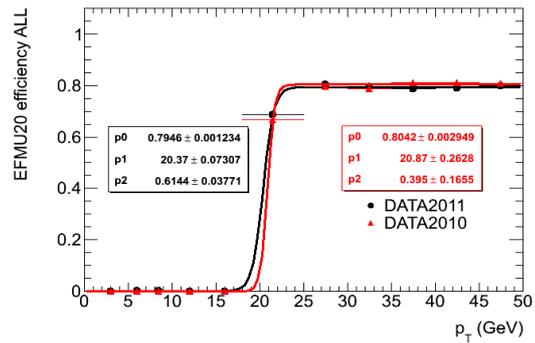
	DATA BARREL	MC BARREL	DATA ENDCAP	MC ENDCAP	DATA ALL	MC ALL
L1MU10	(73±1)%	(76,9±0,1)%	(94,7±0,5)%	(88,6±0,1)%	(83,7±0,6)%	(82,8±0,1)%
L1MU20	(63,4±0,4)%	(71,7±0,1)%	(91,2±0,2)%	(87,9±0,1)%	(76,4±0,3)%	(79,8±0,1)%
EFMU10	(71±1)%	(72,7±0,1)%	(91,1±0,7)%	(84,7±0,1)%	(81,0±0,7)%	(78,8±0,1)%
EFMU20	(71,5±0,5)%	(72,6±0,1)%	90,7±0,3%	(84,6±0,1)%	(80,4±0,2)%	(78,5±0,1)%

Tabella 3.2 - Risultati dell'efficienza di Trigger per eventi di alto  $p_T$

La stessa analisi è stata effettuata sul campione di dati del 2011 per i muoni di alto impulso con la soglia di HLT EFMU20. I risultati sono stati confrontati con il campione Monte Carlo e con i dati del 2010 (Fig. 3.15.a-c – 3.15.a-c). Tale analisi consente di verificare la compatibilità delle prestazioni del sistema di trigger tra 2011 e 2010.



3.15.a



3.15.b

3.15 – Confronto dell'efficienza di trigger in funzione del  $p_T$  tra i dati del 2011 e la simulazione Monte Carlo(a) e tra dati 2011 e dati 2010 (b).

	<b>DATA 2011 BARREL</b>	<b>MC BARREL</b>	<b>DATA 2011 ENDCAP</b>	<b>MC ENDCAP</b>	<b>DATA 2011 ALL</b>	<b>MC ALL</b>
<b>EFMU20</b>	(72,3±0,2)%	(72,6±0,1)%	(87,3±0,5)%	(84,6±0,1)%	(79,5±0,1)%	(78,6±0,1)%

*Tabella 3.3 - Risultati dell'efficienza di Trigger per eventi di alto  $p_T$  per i dati del 2011.*

### 3.7 Misura dell'efficienza del trigger dimuonico

Il metodo di misura dell'efficienza di trigger dimuonico utilizzato in questo elaborato di tesi è basato sul teorema di Bayes. Secondo questo approccio l'efficienza per il trigger dimuonico può essere scritta come:

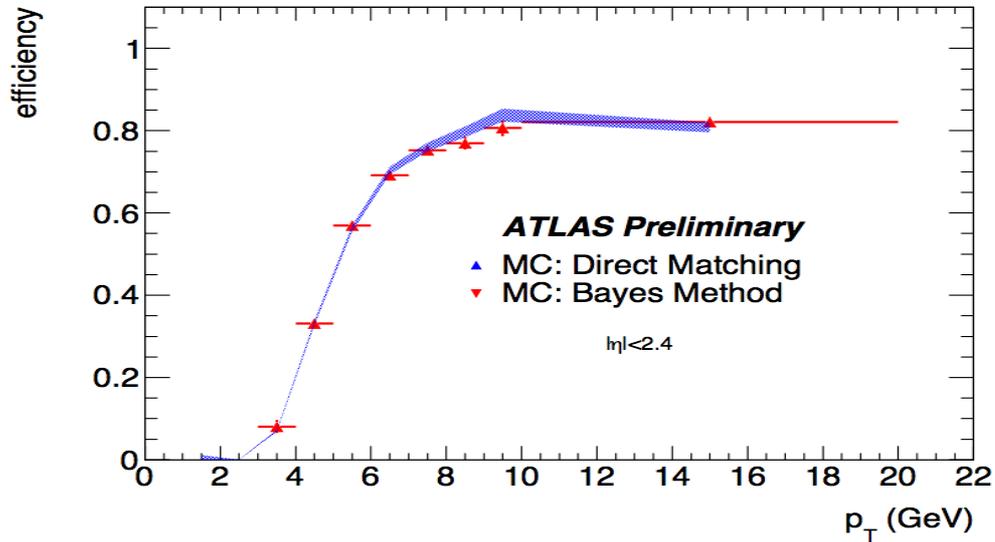
$$\varepsilon(T_{2\mu}) = \frac{\varepsilon(T_{1\mu})\varepsilon(T_{2\mu}|T_{1\mu})}{\varepsilon(T_{1\mu}|T_{2\mu})}$$

dove  $\varepsilon(T_{2\mu})$  rappresenta la probabilità che sia scattato il trigger dimuonico,  $\varepsilon(T_{1\mu})$  l'efficienza del trigger di singolo muone e  $\varepsilon(T_{2\mu}|T_{1\mu})$  e  $\varepsilon(T_{1\mu}|T_{2\mu})$  sono le probabilità condizionate di cui  $\varepsilon(T_{2\mu}|T_{1\mu})$  indica la probabilità che scatti il trigger dimuonico dopo che un evento abbia fatto scattare quello di singolo muone mentre  $\varepsilon(T_{1\mu}|T_{2\mu})$  il viceversa. Tale metodo presenta il vantaggio di non richiedere la conoscenza a priori della distribuzione angolare dei muoni di decadimento e può essere applicato ad un qualunque campione di dati senza che ci siano errori sistematici nella misura dell'efficienza anche se il campione di dati è parzialmente selezionato da trigger muonici.

Per il termine  $\varepsilon(T_{1\mu})$  si utilizzano i risultati ottenuti attraverso il metodo di tag-and-probe descritto nel par. 3.2. Le probabilità condizionate vengono invece determinate direttamente dall'analisi dei dati.

L'elaborazione dei dati del 2010 ha permesso di confermare la ragionevolezza di questo metodo per la misura dell'efficienza del trigger dimuonico. A tal fine i risultati ottenuti

su un campione Monte Carlo sono stati confrontati con quelli ottenuti utilizzando la semplice definizione di efficienza di trigger.



3.16 – Confronto dell'efficienza di trigger dimuonico misurata con il metodo di Bayes(Bayes Method) e il calcolo diretto (Direct Matching)

In particolare è stata studiata l'efficienza di trigger per l'item di trigger dimuonico EFMU4\_Jpsimumu (Trigger dimuonico non topologico operante nella regione di massa invariante compresa tra [2,5;4,3] GeV/c<sup>2</sup>, cfr par. 2.3).

In questo caso  $T_{1\mu} = \text{EFMU4}$  e  $T_{2\mu} = \text{EFMU4\_Jpsimumu}$ ; per  $\epsilon(T_{1\mu})$  si sono utilizzati i risultati mostrati nel par. 3.5.2. La mappa di efficienza in funzione delle variabili  $p_T$  ed  $\eta$  è riportata di seguito.

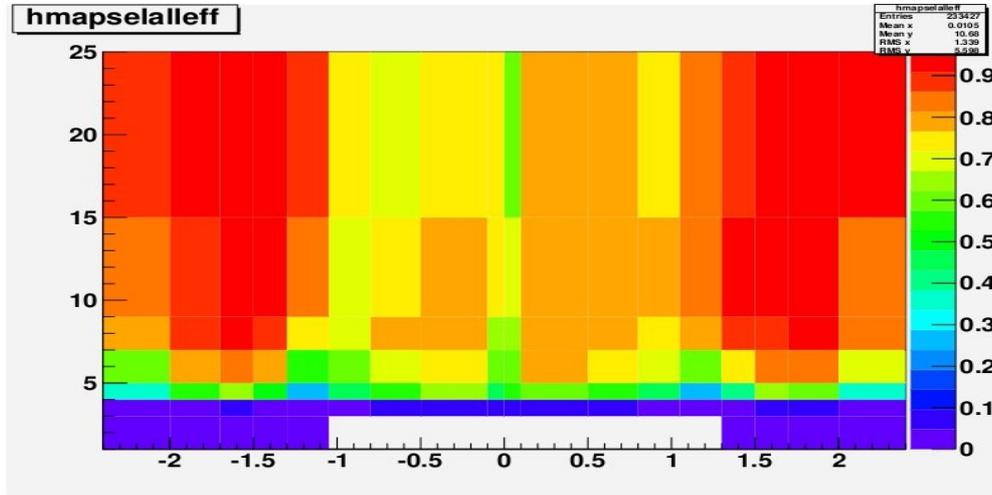


Fig. 3.17 – Efficienza di trigger EFMU4 in funzione delle variabili  $p_T$  ed  $\eta$

I risultati ottenuti e gli andamenti delle curve dell'efficienza, nelle variabili di cui essa è funzione ( $p_T$  ed  $\eta$  del muone con più alto impulso trasverso,  $p_T$  ed  $\eta$  del muone con minore impulso trasverso, distanza angolare tra i due muoni  $\Delta R$ ), sono riportati di seguito.

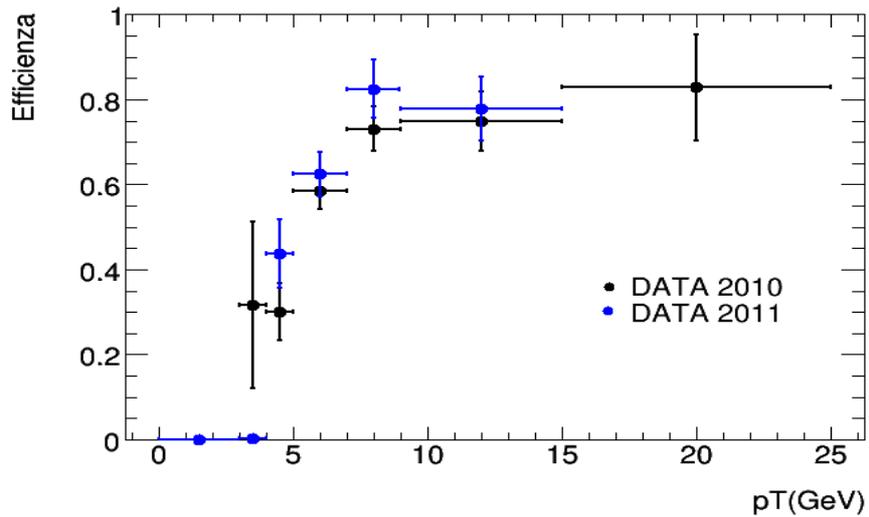


Fig. 3.18 – Efficienza di trigger dimuonico EFMU4\_Jpsimumu in funzione del  $p_T$  del muone niù energetico.

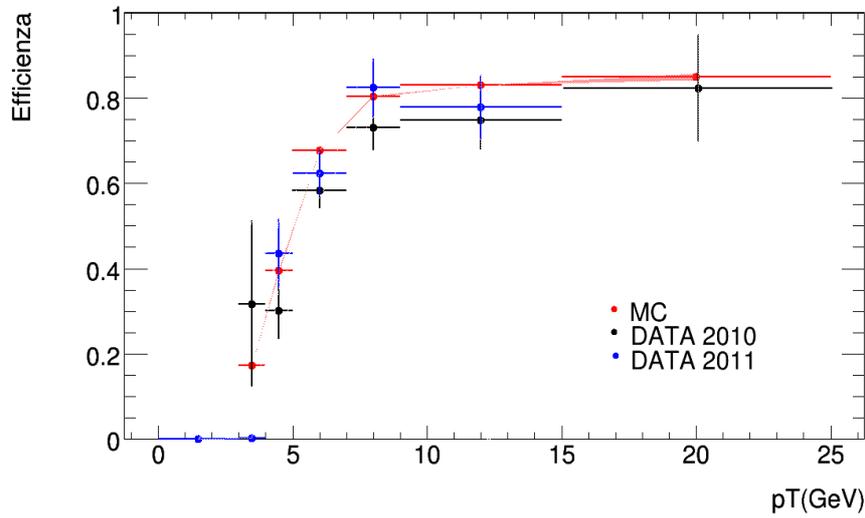


Fig. 3.19 – Efficienza di trigger dimuonico EFMU4\_Jpsimumu in funzione del  $p_T$  del muone più energetico e confronto con previsioni Monte Carlo.

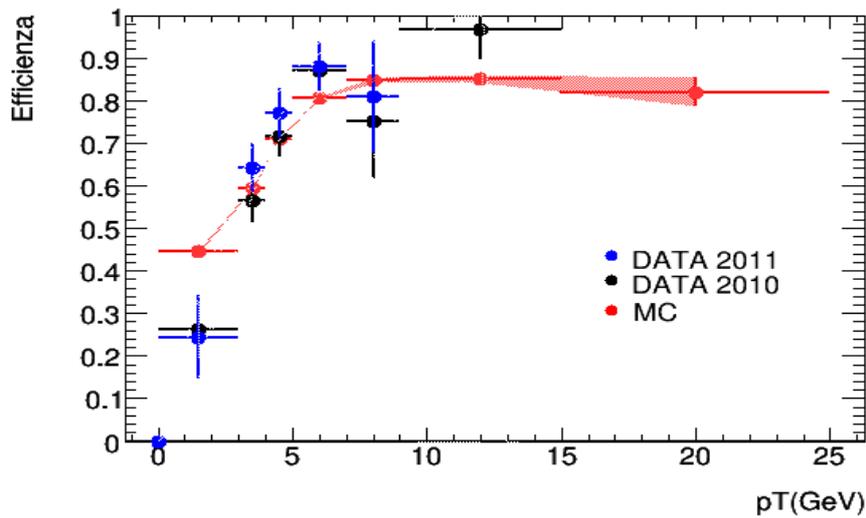


Fig. 3.20 – Efficienza di trigger dimuonico EFMU4\_Jpsimumu in funzione del  $p_T$  del muone meno energetico e confronto con previsioni Monte Carlo.

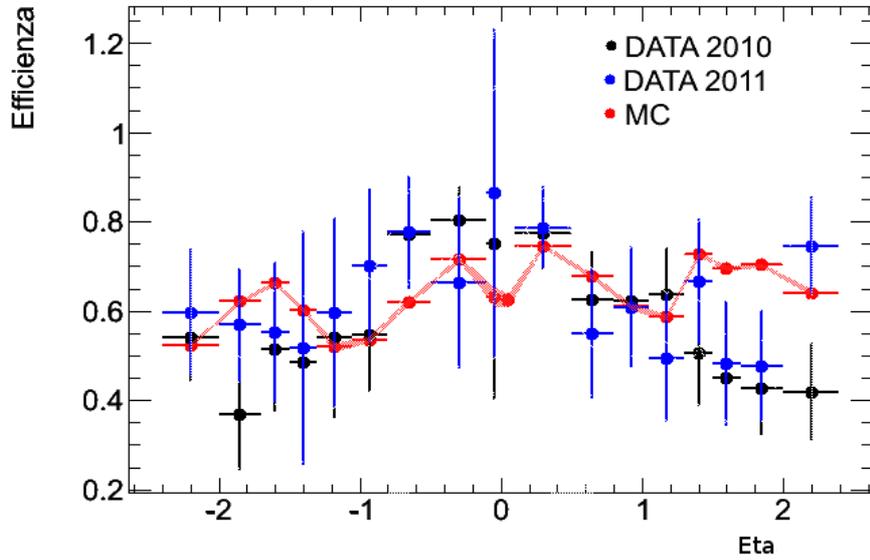


Fig. 3.21– Efficienza di trigger dimuonico EFMU4\_Jpsimumu in funzione di  $\eta$  del muone più energetico e confronto con previsioni Monte Carlo.

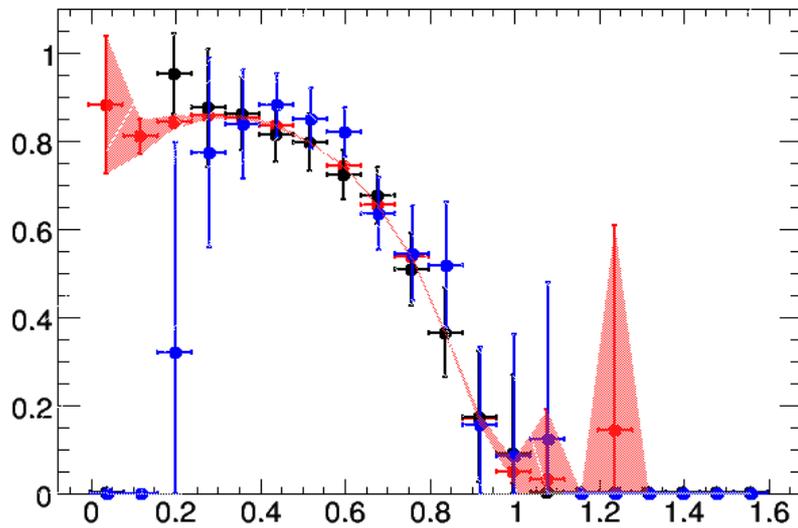


Fig. 3.22– Efficienza di trigger dimuonico EFMU4\_Jpsimumu in funzione del  $\Delta R$  e confronto con previsioni Monte Carlo.



## Ringraziamenti

---

Desidero ringraziare la prof.ssa Alviggi Mariagrazia per avermi guidato in questo lavoro di tesi, per la grande cortesia e disponibilità dimostratemi.

Un più che dovuto ringraziamento va al dr. Conventi Francesco per avermi supportato (o sopportato??) con infinita pazienza nel lavoro di programmazione e di analisi dati.

Ringrazio tutti i compagni di viaggio, dal primo giorno alla Facoltà di Fisica, per la loro amicizia. Se ho raggiunto questo traguardo è anche merito loro.

Il più grande ringraziamento va alla mia famiglia perché continua fiduciosa a credere in me, perché mi sostiene con tutto l'amore che può, perché “non c'è posto più bello di casa mia”.

## Bibliografia

---

- [1] I. J. R. Aitchinson, A. J. G. Hey, *Gauge Theories in Particle Physics*, second edition, Institute of Physics (1999).
- [2] ATLAS Collaboration, *ATLAS Technical Proposal*, CERN/LHC/94-93 (1994)
- [3] Atlas Collaboration, *Inner Detector Technical Design Report Vol. I and II*, CERN/LHCC 97-16 (1997)
- [4] Atlas Collaboration, *Liquid Argon Calorimeter Technical Design Report*, CERN/LHCC 96-41 (1996)
- [5] Atlas Collaboration, *Tile Calorimeter Technical Design Report*, CERN/LHCC 96-42 (1996)
- [6] Atlas Collaboration, *Muon Spectrometer Technical Design Report*, CERN/LHCC 97-22 (1997)
- [7] Atlas Collaboration, *Magnet System Technical Design Report*, CERN/LHCC 97-18 (1997)
- [8] Atlas Collaboration, *First-Level Trigger Technical Design Report*, CERN/LHCC 98-14 (1998)
- [9] Atlas Collaboration, *DAQ, EF, LVL2 and DCS Technical Design Report*, CERN/LHCC 98-16 (1998)
- [10] *Performance of the ATLAS Muon Trigger in p-p collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV*, ATLAS-COM-CONF-2010-099 ATLAS-CONF-2010-095
- [11] ROOT, *A Data Analysis Framework*, web page: <http://root.cern.ch/>
- [12] Particle Data Group, (URL: <http://pdg.lbl.gov>)

