



Università degli Studi di Padova

FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI
Corso di Laurea Specialistica in Fisica

TESI DI LAUREA

Studio delle prestazioni del sistema di
rivelazione dei muoni dell'esperimento CMS
mediante raggi cosmici
e
misura del rapporto di carica tra μ^+ e μ^-

Candidato:
Antonio Branca

Relatore:
Prof. Ugo Gasparini

Correlatore:
Dott. Paolo Ronchese

Indice

INTRODUZIONE	1
1 L'ACCELERATORE LHC	3
1.1 Descrizione dell'acceleratore	3
1.1.1 <i>Caratteristiche tecniche</i>	3
1.1.2 <i>LHC: un acceleratore di adroni</i>	6
1.2 Gli esperimenti	8
2 IL RIVELATORE CMS	13
2.1 Descrizione generale dell'apparato sperimentale	13
2.2 Il sistema di riferimento a CMS	14
2.3 I sotto-rivelatori	14
2.3.1 <i>Tracciatore al silicio</i>	15
2.3.2 <i>Sistema Calorimetrico</i>	17
2.3.3 <i>Sistema di rivelazione dei muoni</i>	19
2.4 Il sistema di Trigger	25
2.4.1 <i>L1 trigger</i>	25
2.4.2 <i>DAQ e High Level Trigger</i>	26
2.5 Trigger dei muoni	27
2.5.1 <i>Trigger locale delle camere DT</i>	28
2.5.2 <i>Trigger locale delle CSC</i>	30
2.5.3 <i>RPC Trigger</i>	30
2.5.4 <i>Drift Tube e Cathode Strip Chamber Track Finder</i>	31
2.5.5 <i>Trigger dei muoni globale</i>	33
3 RICOSTRUZIONE DEI MUONI	35
3.1 Ricostruzione delle tracce di particelle cariche	35
3.1.1 <i>Parametri di traccia</i>	35
3.1.2 <i>Algoritmi di ricostruzione</i>	37
3.2 Metodi di ricostruzione dei muoni p - p	38
3.2.1 <i>Stand-alone reconstruction</i>	39
3.2.2 <i>Global muon reconstruction</i>	41
3.2.3 <i>Tracker muon reconstruction</i>	44

3.3	Metodi di ricostruzione dei muoni cosmici	45
3.3.1	<i>Differenze nella ricostruzione stand-alone</i>	45
3.3.2	<i>Differenze nella ricostruzione global</i>	46
4	STUDIO DELLE PRESTAZIONI DEL RIVELATORE	49
4.1	Segmenti di traccia ricostruiti dalle camere DT	50
4.2	Risoluzione in momento trasverso delle tracce	55
4.3	Efficienze di ricostruzione dei segmenti nelle camere DT con muoni cosmici	58
4.3.1	<i>Studio sulla distanza tra segmento ed estrapolazione di un muone in una camera DT</i>	58
4.3.2	<i>Strategia utilizzata per il calcolo di efficienza</i>	60
4.3.3	<i>Risultati e commenti</i>	62
4.4	Efficienze di ricostruzione di muoni stand-alone col metodo ‘TAG AND PROBE’	63
5	RAPPORTO DI CARICA TRA μ^+ E μ^-	81
5.1	Selezione degli eventi	81
5.2	Risoluzione in momento trasverso delle tracce <i>stand-alone 1-leg</i>	86
5.3	Risultati	88
	CONCLUSIONI	95
	Riferimenti bibliografici	97

INTRODUZIONE

Il *Large Hadron Collider* (LHC) del CERN (Ginevra, Svizzera) è stato costruito per produrre collisioni protone-protone ad una energia nel centro di massa di 14 TeV e ad una luminosità istantanea $L = 10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Una energia ed una luminosità di circa rispettivamente uno e due ordini di grandezza più grandi dei valori raggiunti fino ad ora. Gli esperimenti installati permetteranno quindi di studiare le interazioni protone-protone in un intervallo di energia ancora inesplorato, con la possibilità di evidenziare l'esistenza di particelle di grande massa coinvolte in processi aventi piccola sezione d'urto di produzione. È inoltre prevista la possibilità di avere collisioni tra fasci di ioni pesanti, per studiare le proprietà della materia nucleare in condizioni estreme di densità ed energia.

Molteplici sono i motivi che hanno portato alla realizzazione di un'opera così imponente: mancano evidenze sperimentali dell'esistenza del bosone di Higgs, che nel Modello Standard delle Interazioni Fondamentali (MS) dà massa ai fermioni e ai mediatori delle interazioni deboli mediante il meccanismo di rottura spontanea della simmetria Elettrodebole. La descrizione del MS mostra limiti che altre teorie esistenti potrebbero colmare. LHC è lo strumento che è in grado di dare conferma ad una di queste teorie oppure di evidenziare meccanismi del tutto inaspettati.

Uno dei quattro esperimenti installati lungo l'anello acceleratore con lo scopo di investigare sull'esistenza dell'Higgs e per cercare segnali di nuova fisica è il *Compact Muon Solenoid* (CMS) [1]. Più di dieci anni di lavoro di una vasta comunità di fisici, ingegneri e tecnici sono serviti per progettare, costruire ed installare sull'acceleratore l'apparato CMS. Alla fine di questo periodo una fase importante, nota come *Magnet Test and Cosmic Challenge* (MTCC) [2], ha permesso di verificare il funzionamento del rivelatore mediante l'uso di muoni cosmici. L'MTCC si è svolto nella seconda metà del 2006, prima che l'apparato fosse calato nella caverna dove oggi è situato l'esperimento, con l'obiettivo principale di testare il magnete, l'elettronica di readout, il trigger, il sistema di acquisizione dati (DAQ), l'allineamento, la calibrazione e gli algoritmi di ricostruzione. Il gran numero di dati acquisiti relativi a muoni cosmici ha inoltre permesso di effettuare misure di quantità fisiche, come la *Muon Charge Ratio* (R) [3] definita dal rapporto del numero di muoni positivi sul numero di muoni negativi.

Nel corso dell'MTCC non tutto il rivelatore era operativo, in particolare del sistema di rivelazione dei muoni erano funzionanti solo alcune camere di muoni

nella parte inferiore della zona centrale (*barile*), mentre il tracciatore al silicio non era ancora inserito all'interno del solenoide.

Successivamente, a causa del guasto verificatosi nel settembre 2008 in uno dei settori dell'acceleratore nel corso di una prova di test sui fasci, l'inizio delle collisioni p - p è stata rimandata al 2009. In conseguenza di questo incidente a CMS si è riproposta la possibilità di una fase di test mediante l'impiego di muoni cosmici molto più accurata dell'MTCC, essendo tutti i sotto-rivelatori attivi. È stata quindi possibile una serie di studi specifici di efficienza, di allineamento e di calibrazione dei rivelatori in tutta la zona del *barile* e una misura più precisa di R .

Questi studi e la misura di R sono oggetto di questa tesi. Il lavoro di tesi è organizzato nel modo seguente: nel primo capitolo è descritto brevemente LHC e gli esperimenti installati. Nel secondo capitolo viene descritto il rivelatore CMS e il sistema di trigger ed acquisizione dati; in particolare si discute il sistema di trigger dei muoni prodotti nelle collisioni p - p . Nel terzo capitolo si riporta una descrizione dei metodi di ricostruzione delle tracce dei muoni prodotti nelle collisioni p - p e delle tracce dei muoni cosmici. Lo studio delle prestazioni del rivelatore viene riportato nel quarto capitolo. Infine la misura di R è descritta nel quinto capitolo.

Capitolo 1

L'ACCELERATORE LHC

1.1 Descrizione dell'acceleratore

LHC [4] è un acceleratore circolare di protoni con una circonferenza di 27 km costruito nel tunnel dove risiedeva l'acceleratore LEP a circa 100 m sotto la superficie terrestre. Due fasci di protoni vengono immessi nell'anello ad una energia di 450 GeV da un sistema di preaccelerazione, già utilizzato da LEP, e possono essere accelerati fino a 7 TeV ciascuno. I fasci percorrono l'anello in direzione opposta e collidono in quattro punti diversi, sui quali sono installati quattro esperimenti: ALICE, ATLAS, CMS ed LHCb. La collisione tra protoni avviene ad un'energia nel centro di massa pari a $\sqrt{s} = 14\text{ TeV}$.

L'utilizzo di un tunnel esistente per la costruzione di LHC e l'impiego del sistema di preaccelerazione utilizzato da LEP hanno rappresentato un vantaggio in termini economici consentendo un notevole risparmio sul costo complessivo dell'opera. Uno schema di LHC e del sistema di preaccelerazione, costituito da *Linac* (Linear accelerator), PSB (Proton Synchrotron Booster), PS (Proton Synchrotron) e SPS (Super Proton Synchrotron), è mostrato in Figura 1.1.

1.1.1 Caratteristiche tecniche

L'azione di un campo magnetico perpendicolare al piano dell'anello acceleratore, generato da una serie di magneti dipolari superconduttori [4] disposti lungo la circonferenza del tunnel, permette di mantenere i protoni in traiettoria circolare lungo l'anello. I due fasci di particelle corrono in versi opposti e sono contenuti in due tubi diversi, nei quali è generato un vuoto spinto per evitare perdite di particelle dovute a collisioni con gas residuo. Entrambi i tubi sono collocati nello stesso magnete per questioni di compattezza dell'acceleratore; il campo in ciascuno di essi è uguale in modulo, ma essendo i due fasci composti da particelle della stessa carica elettrica, il campo è opposto in verso per garantire la curvatura oraria per un fascio ed antioraria per l'altro.

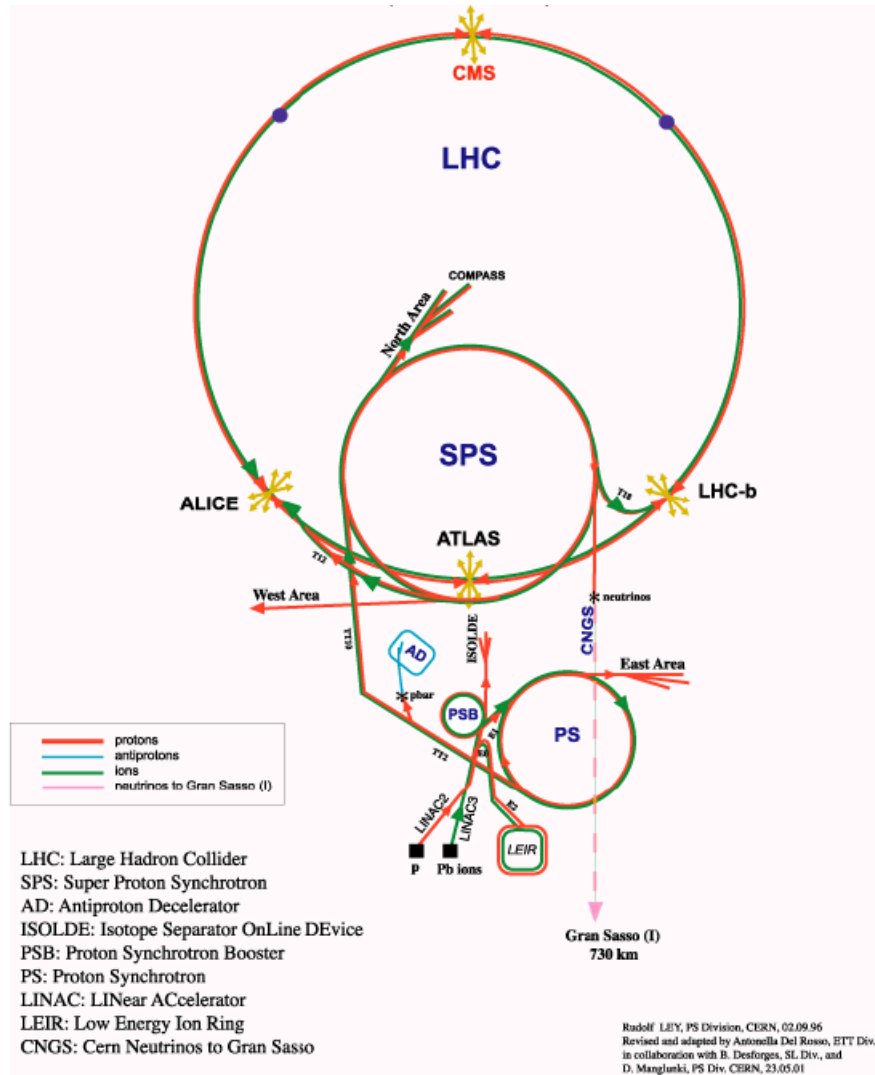


Figura 1.1: Rappresentazione schematica non in scala dell'acceleratore LHC e del sistema di preaccelerazione.

Il sistema di accelerazione è costituito da cavità a radio frequenza (RF) [4], installate in alcuni punti dell'anello tra un magnete superconduttore ed il successivo, che producono un campo elettrico alternato in direzione dei fasci per accelerare i protoni. Questo tipo di sistema di accelerazione richiede che i fasci all'interno dell'acceleratore siano organizzati in *pacchetti di protoni* (detti *bunch*) distaccati l'uno dall'altro con un intervallo temporale costante. In tal modo i protoni di ciascun *bunch* all'interno di una cavità RF sono soggetti ad un campo elettrico concorde al loro verso di percorrenza, risultando così accelerati. L'intervallo temporale tra un *bunch* ed il successivo dipende dalla frequenza del campo elettrico all'interno delle cavità RF, che, a sua volta, dipende dalla frequenza di

Tabella 1.1: Informazioni sulle componenti di LHC.

Tubi contenenti i fasci		
Diametro esterno	53	<i>mm</i>
Spessore parete	1.5	<i>mm</i>
Pressione	10^{-10}	<i>Torr</i>
Cavità RF		
Numero per fascio	8	
Energia fornita per giro	0.5	<i>MeV</i>
Temperatura	4.5	$^{\circ} K$
Magnetì superconduttori		
Numero	1232	
Lunghezza	14.3	<i>m</i>
Campo magnetico a 7 <i>TeV</i>	8.3	<i>T</i>
Temperatura	2.1	$^{\circ} K$

rivoluzione dei bunches.

Alcune informazioni sugli elementi costituenti LHC sono riportate in tabella 1.1.

Parametro fondamentale per un acceleratore è l'energia che le particelle possono raggiungere nel processo di accelerazione. La relazione:

$$P = 0.3Br \quad (1.1)$$

esprime il massimo momento che una particella può raggiungere in un acceleratore circolare; dove il momento P è espresso in *GeV*, il campo magnetico B generato dai magneti che curvano i fasci è espresso in Tesla (*T*) e il raggio r dell'anello acceleratore è espresso in metri (*m*). Da questa espressione si deduce quanto sia importante ottenere alti valori del campo magnetico nei magneti superconduttori e avere il più ampio raggio possibile per l'anello, che nel caso di LHC è fissato dal tunnel di LEP, per fornire un'elevata energia per le particelle accelerate. Ma l'energia non è l'unico fattore fondamentale che caratterizza un acceleratore come LHC. La frequenza con cui avviene un dato processo di interazione (R) è proporzionale alla sezione d'urto (σ) del processo:

$$R = L\sigma \quad (1.2)$$

la costante di proporzionalità (L), nota come *luminosità istantanea*, è un altro fattore fondamentale: il suo valore deve essere reso il più grande possibile per aumentare la frequenza di processi che hanno bassa sezione d'urto. La luminosità istantanea dipende unicamente dai parametri della macchina acceleratrice:

Tabella 1.2: Valori dei principali parametri nominali di LHC.

Parametri	Valori		
Energia per nucleone	E	7	TeV
Numero di protoni per bunch	N_p	1.15×10^{11}	
Numero di bunch	k_B	2808	
Intervallo tra due bunch		25	ns
Lunghezza di un bunch (r.m.s.)		53	mm
Raggio di un bunch nel IP (r.m.s.)		15	μm
Angolo di collisione tra fasci		300	μrad
Luminosità istantanea	L	10^{34}	$cm^{-2}s^{-1}$

$$L = \frac{\gamma f k_B N_p^2}{4\pi \epsilon_n \beta^*} F \quad (1.3)$$

dove γ è il fattore di Lorentz, f è la frequenza di rivoluzione dei protoni, k_B è il numero di *bunch*, N_p è il numero di protoni contenuti in un *bunch*, ϵ_n è l'emittanza trasversa normalizzata, β^* è la funzione di betatrone nel punto di interazione (IP) e F è il fattore di riduzione dovuto all'angolo di collisione tra i fasci nell'IP.

I protoni nel loro moto di rivoluzione lungo l'anello oscillano nel piano trasverso ai fasci attorno ad una posizione di equilibrio (oscillazioni di betatrone)[4] con uno spostamento massimo determinato dalla funzione di betatrone β e dall'emittanza ϵ . Queste oscillazioni determinano le dimensioni di una sezione trasversale dei fasci in ogni punto dell'orbita che sono quindi legate a β e a ϵ . In particolare il fattore $4\pi\epsilon_n\beta^*$, che compare a denominatore dell'espressione di L (si veda 1.3), è l'area della sezione trasversale dei fasci nei punti di collisione. In prossimità di questi punti vengono impiegati dei magneti quadrupolari che, grazie ad un elevato potere focalizzante, diminuiscono le sezioni trasversali dei fasci a vantaggio di una luminosità più elevata.

La tabella 1.2 riassume i valori dei parametri all'energia nominale nel CM di 14 TeV .

1.1.2 LHC: un acceleratore di adroni

La differenza principale rispetto a LEP sta nel tipo di particelle usate nelle collisioni: come lo stesso nome suggerisce LHC è un acceleratore di adroni, ed in particolare di protoni¹. Questa scelta è conveniente in termini di dispendio energetico delle particelle nel processo di accelerazione: l'energia persa per radiazione

¹Ad LHC verranno anche fatti collidere ioni pesanti: Piombo, Ossigeno, Argon, Sn, Krypton.

di sincrotrone, proporzionale a γ^4 (dove $\gamma = E/m$), per i protoni è un fattore $(m_p/m_e)^4 \sim 10^{13}$ più piccolo che per gli elettroni.

I costituenti fondamentali che sono coinvolti nelle collisioni sono i partoni, che portano con sé una frazione x del quadrimomento totale del fascio. L'energia nel centro di massa alla quale avviene una collisione tra due partoni $\sqrt{\hat{s}} = \sqrt{x_1 x_2 s}$, con x_1 e x_2 le frazioni di quadrimomento dei due partoni rispettivamente, è variabile entro un vasto intervallo di energia, essendo la frazione di momento di ciascun partone distribuita con una certa funzione di probabilità nell'intervallo $[0, 1]$. Questo consente di esplorare un intervallo di energia con limite superiore di circa 14 TeV , condizione necessaria per la scoperta di segnali di nuova fisica, ma rappresenta anche uno svantaggio perché l'energia reale alla quale avviene la collisione fra le particelle che producono gli stati fisici rilevati dagli esperimenti è più piccola rispetto all'energia dei protoni e rimane sconosciuta.

A differenza dei due collisori adronici precedentemente costruiti, l' $Spp\bar{p}S$ al CERN (precedente al LEP) ed il TEVATRON ancora in funzione al FERMI-LAB, in cui sono stati impiegati un fascio di protoni ed uno di anti-protoni nelle collisioni, LHC impiega due fasci di protoni. Non si deve di conseguenza affrontare la difficoltà della generazione di un fascio di anti-protoni che, a causa dei costi, non è mai popolato quanto un fascio di protoni. L'utilizzo di soli protoni per le collisioni ad LHC ha quindi il vantaggio di avere due fasci popolati dallo stesso numero di particelle, con un notevole guadagno in termini di luminosità della macchina (si veda 1.3).

Ad LHC la sezione d'urto in funzione dell'energia nel CM e la frequenza degli eventi in funzione della massa delle particelle prodotte per i processi più interessanti hanno gli andamenti mostrati in Figura 1.2.

La produzione di un eventuale bosone di Higgs ad LHC con massa compresa nell'intervallo $114 \text{ GeV} \leq m_h \leq 1 \text{ TeV}$, dove il limite inferiore è dettato dall'esperimento e quello superiore dal MS [5], ha un canale dominante dato dall'interazione di due gluoni nello stato iniziale $gg \rightarrow H$; il processo è dato dal contributo al secondo ordine dello sviluppo perturbativo della matrice di interazione ed è rappresentato da un grafico di Feynman *one-loop* con contributo dominante dato dal quark top nel *loop*. Come mostrato in Figura 1.2 la frequenza di produzione per questo canale è compresa tra il $m\text{Hz}$ e l' Hz alla luminosità di progetto.

La sezione d'urto totale $p-p$ è attesa essere circa 100 mb a 14 TeV , almeno 10 ordini di grandezza superiore alla sezione d'urto di produzione del bosone di Higgs. La maggior parte degli stati finali che verranno prodotti nelle collisioni deriveranno da urti soffici, dove i protoni interagiscono a larga distanza, e da urti duri QCD non interessanti: $q_i \bar{q}_i \rightarrow q_k \bar{q}_k$, $q_i q_j \rightarrow q_i q_j$, $q_i g \rightarrow q_i g$, $q_i \bar{q}_i \rightarrow gg$, $gg \rightarrow q_k \bar{q}_k$, $gg \rightarrow gg$. Alla luminosità istantanea di progetto riportata in tabella 1.2, tenuto conto della sezione d'urto totale $p-p$ attesa nella relazione 1.2, la frequenza delle interazioni $p-p$ inelastiche attese è dell'ordine del GHz . Tenendo conto che le collisioni tra due *bunch* avverranno ad intervalli temporali di 25 ns ,

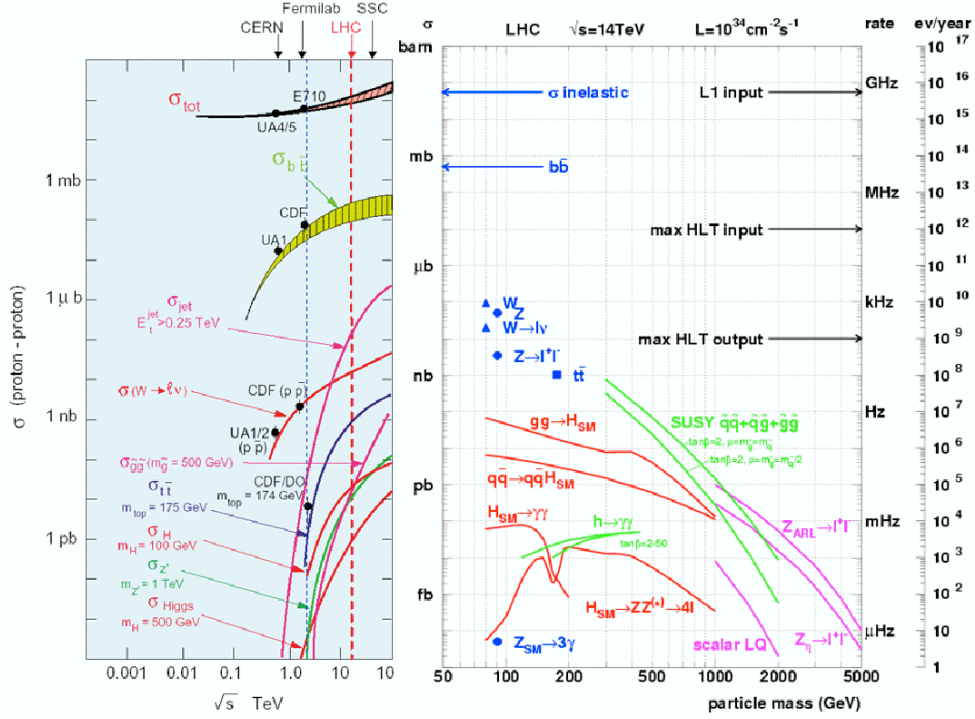


Figura 1.2: Sezione d'urto in funzione dell'energia nel centro di massa (sinistra) e frequenza degli eventi in funzione della massa della particella prodotta (destra) per processi di interesse ad LHC.

il numero delle interazioni p - p inelastiche contemporanee (*pile-up*) sarà pari a ~ 20 . Queste considerazioni hanno imposto dei vincoli nella realizzazione degli esperimenti: velocità in risposta ed alta granularità dei rivelatori, velocità di acquisizione dei dati e resistenza alla radiazione dell'elettronica di read-out per far fronte all'elevato flusso di particelle prodotte dalle interazioni; accuratezza e velocità dei sistemi di trigger che effettuano le selezioni *online* sugli eventi per riconoscere gli eventi fisicamente rilevanti e quindi abbattere l'enorme frequenza di interazioni dominata prevalentemente da segnali di fondo.

1.2 Gli esperimenti

I quattro esperimenti installati ad LHC sono: CMS (Compact Muon Solenoid) [1], ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) [6], LHCb (LHC Beauty experiment) [7], ALICE (A Large Ion Collider Experiment) [8]. La loro dislocazione lungo l'anello è mostrata in Figura 1.1.

LHCb e ALICE sono costruiti rispettivamente per lo studio della violazione di CP nella fisica del quark b e del plasma di quark-gluoni prodotto nelle collisioni

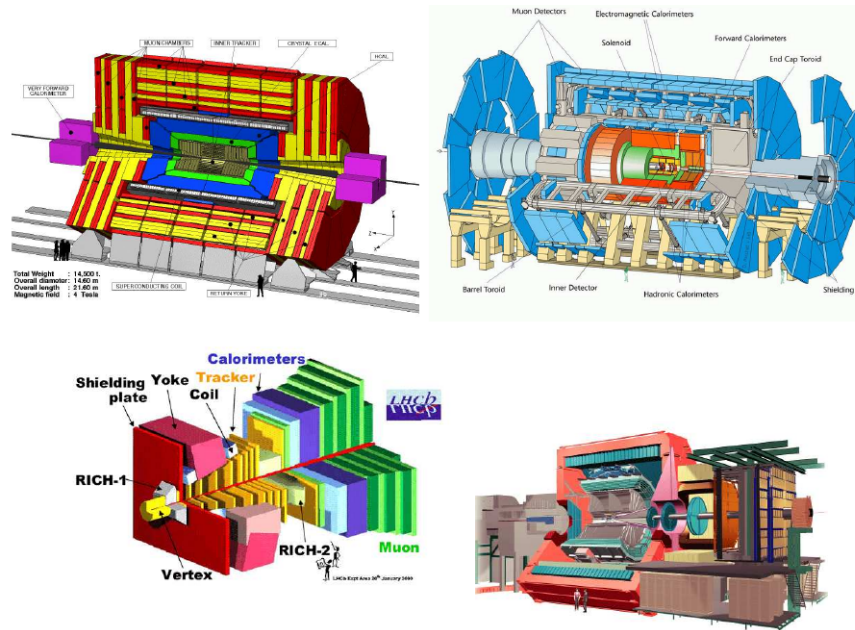


Figura 1.3: Visione in prospettiva dei quattro esperimenti installati ad LHC. Da sopra a sinistra: CMS, ATLAS, LHCb e ALICE.

di ioni pesanti, mentre CMS ed ATLAS sono stati costruiti per lo studio di tutti gli stati finali prodotti nelle collisioni p - p con lo scopo di evidenziare segnali di nuova fisica oltre il MS nell'intervallo di energia ancora inesplorato.

CMS ed ATLAS sono quindi due esperimenti in competizione tra loro per lo studio di un ampio spettro di processi fisici ed hanno, per questo motivo, molte caratteristiche di progetto in comune. Essi devono essere in grado di rivelare tutti gli stati finali prodotti dalle collisioni, che possono essere prodotti in ogni direzione attorno al punto di interazione, e quindi entrambi sono costituiti da una zona cilindrica centrale, costruita attorno al punto di collisione dei fasci, e due tappi fissati alle estremità della zona cilindrica. Questa struttura rende i due rivelatori quasi completamente ermetici. Le limitazioni all'ermeticità sono dovute principalmente alla presenza dei tubi in cui circolano i protoni, ai magneti che focalizzano i fasci in prossimità del punto di interazione, al cablaggio dell'elettronica di read-out ed ai tubi del sistema di raffreddamento. Un punto fondamentale nella progettazione di CMS ed ATLAS è stato la scelta del sistema che genera il campo magnetico necessario per la curvatura delle particelle cariche, dalla cui misura si risale al momento delle particelle. Il sistema magnetico scelto vincola infatti la dimensione dell'apparato sperimentale e le caratteristiche dei suoi sotto-rivelatori. Nel caso di CMS si è impiegato un solenoide superconduttore, mentre per ATLAS un toroide assieme ad un piccolo solenoide interno. Un sistema di tracciatura collocato nella zona più vicina al punto di interazione dei due

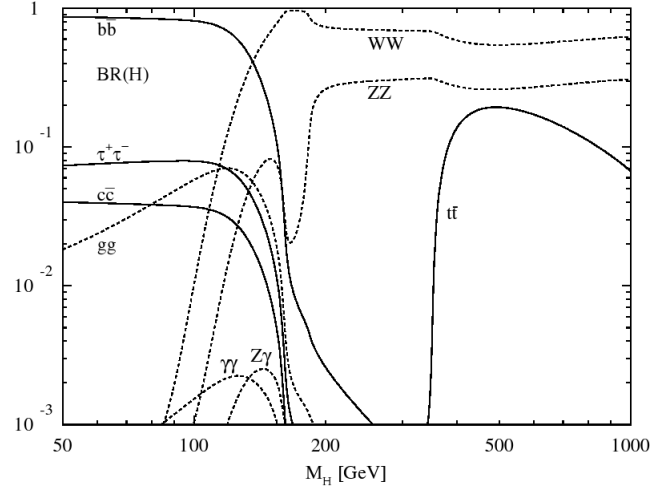


Figura 1.4: Rapporto di decadimento del bosone di Higgs nei vari canali in funzione di m_h .

esperimenti misura le tracce delle particelle cariche e i vertici secondari prodotti da particelle a vita media lunga che riescono a decadere ‘lontano’ dal punto di interazione $p-p$. Ad ATLAS il solenoide è installato appena fuori dal tracciatore per usufruire in questa zona di un uniforme campo magnetico parallelo ai fasci.

La misura dell’energia delle particelle prodotte nelle interazioni, dalla quale in particolare si risale alla somma vettoriale del momento delle particelle sul piano trasverso ai fasci (nota come ‘energia trasversa’ (E_T)), è di estrema importanza per mettere in evidenza particelle debolmente interagenti, come neutrini o particelle neutre legate a nuova fisica (possibili candidate per spiegare la cosiddetta materia oscura, ovvero materia di natura non barionica evidenziata da osservazioni astrofisiche). Infatti, per la conservazione dell’energia, l’energia trasversa deve essere nulla essendo i fasci di particelle ortogonali al piano sul quale si computa E_T . La presenza di particelle neutre non rivelate verrebbe quindi evidenziata da un valore non nullo di E_T , chiamata energia trasversa mancante E_T^{miss} . Ad ATLAS e CMS, per le misure di energia, si utilizzano un sistema calorimetrico adronico ed uno elettromagnetico con un’ampia accettazione angolare, in modo tale da evitare il più possibile errori di misura sulla E_T^{miss} a causa di particelle non debolmente interagenti prodotte ma non rivelate.

Entrambi gli apparati sperimentali, CMS ed ATLAS, hanno come scopo la rivelazione di stati finali che mettano in evidenza l’esistenza del bosone di Higgs, i cui rapporti di decadimento sono mostrati in Figura 1.4 in funzione della massa.

Il calorimetro elettromagnetico nei due esperimenti è stato costruito con un’elevata risoluzione in energia e alta granularità per identificare e misurare l’energia dei due fotoni in cui decade un eventuale bosone di Higgs a bassa massa. Per identificare un eventuale bosone di Higgs ad alta massa invece, che decade in una

coppia di bosoni vettori W o Z , CMS ed ATLAS hanno un sistema dedicato alla rivelazione dei muoni installato nella zona più esterna, fuori dal sistema calorimetrico, dove il fondo adronico è in pratica trascurabile e i muoni provenienti dai bosoni vettori potrebbero essere misurati con estrema efficacia.

Esiste anche un quinto esperimento chiamato TOTEM, installato vicino a CMS, che sarà impiegato per le misure di luminosità e per lo studio della fisica diffrattiva.

Capitolo 2

IL RIVELATORE CMS

2.1 Descrizione generale dell'apparato sperimentale

CMS [1] è costruito in maniera quasi completamente ermetica intorno ad uno dei quattro punti di incrocio dei fasci p - p a LHC e rappresenta un potente ‘microscopio’ sulle interazioni tra protoni in grado di rilevare un’ampia gamma di stati finali misurandone le proprietà.

Un magnete solenoidale superconduttore di raggio $R=3\text{ m}$ genera un campo magnetico assiale di 4 T nel volume interno al solenoide che, curvando le traiettorie delle particelle cariche, permette la misura del momento. Il vantaggio di avere un intenso campo magnetico è la compattezza del rivelatore, che limita i costi del materiale utilizzato. Il campo magnetico di ritorno è contenuto in un giogo di circa 1.5 m di ferro saturato organizzato in 5 ruote nella zona centrale (*barile*) e in due tappi (*end-caps*) suddivisi a loro volta in 3 dischi. La possibilità di generare un alto campo magnetico il più possibile uniforme in un largo volume come quello all’interno del solenoide, ha rappresentato una delle sfide tecnologiche maggiori nella costruzione di CMS.

Uno degli obiettivi principali di CMS è la misura di stati finali che identificano l’Higgs: da qui la necessità di un sistema di rivelazione apposito che consenta una buona identificazione dei muoni in un ampio range di momento. Il sistema di rivelazione dei muoni è installato tra i gioghi di ritorno del campo magnetico a più di 10 lunghezze di interazione dal punto di collisione dei fasci; in questo modo si facilita l’identificazione dei muoni dato il loro elevato potere penetrante rispetto alle altre particelle che si fermano nei calorimetri.

Il sistema di rivelazione dei muoni occupa l’intero spazio disponibile all’esterno del solenoide; il volume interno al magnete è utilizzato per gli altri rivelatori, dove sono collocati dal centro verso l’esterno il tracciatore al silicio, il calorimetro elettromagnetico ed il calorimetro adronico.

Lo schema generale del rivelatore è mostrato in Figura 2.1.

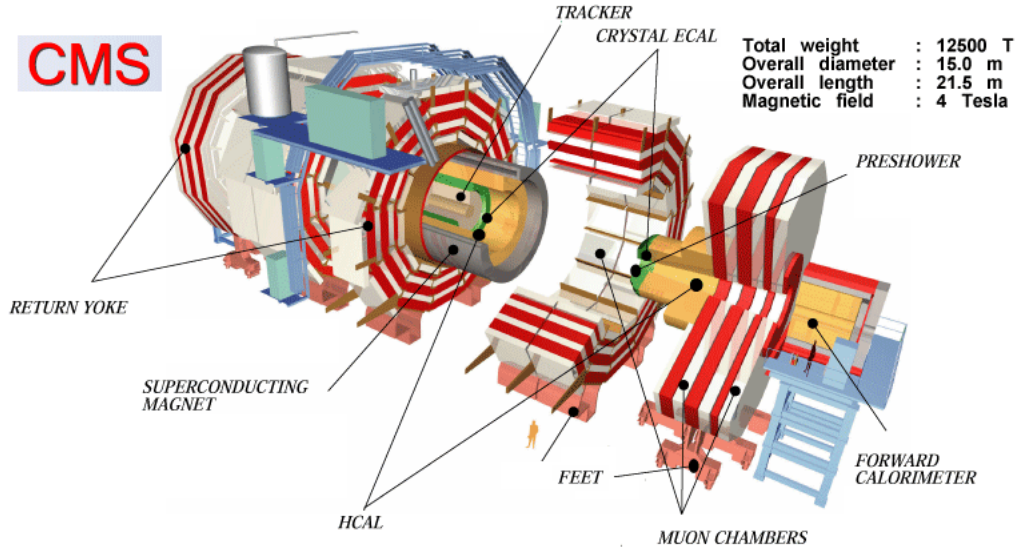


Figura 2.1: Visione in prospettiva del rivelatore CMS.

2.2 Il sistema di riferimento a CMS

Il sistema di coordinate adottato a CMS ha l'origine al centro dell'apparato, nel punto nominale di collisione dei fasci. La terna di assi è scelta in modo tale che il piano (x, y) sia trasversale al rivelatore (ovvero perpendicolare alla direzione dei fasci), essendo le componenti delle quantità fisiche su questo piano particolarmente rilevanti. L'asse x punta radialmente verso l'interno di LHC mentre l'asse y punta verso l'alto. L'asse z è orientato in modo tale da completare la terna destrorsa, con direzione lungo i fasci di protoni.

In coordinate sferiche l'angolo azimutale φ è misurato rispetto al verso positivo dell'asse x nel piano trasverso ed è definito positivo nel verso antiorario, l'angolo polare ϑ è misurato rispetto al verso positivo dell'asse z . Si denota con r la distanza radiale nel piano trasverso (x, y) .

Spesso alla coordinata polare ϑ viene preferita la variabile pseudorapidità ad essa associata: $\eta = -\log(\tan\vartheta/2)$, in funzione della quale la sezione d'urto differenziale delle particelle prodotte negli urti anelastici ha un andamento lentamente variabile.

2.3 I sotto-rivelatori

Nel seguito si descrivono brevemente le caratteristiche dei sotto-rivelatori dell'apparato, con particolare attenzione riservata ai rivelatori dedicati alla misura delle particelle cariche e alla identificazione dei muoni: tracciatore al silicio e si-

stema di rivelazione a muoni, costituito da tre tipi di rivelatori: *Drift Tubes* (DT) nella zona del barile, *Chatode Strip Chambers* (CSC) negli end-caps e *Resistive Plate Chambers* (RPC) in entrambe le regioni.

2.3.1 Tracciatore al silicio

Il sistema di tracciatura [9] è situato nella zona centrale di CMS, in modo tale da sfruttare l'elevato e uniforme campo magnetico.

Alla luminosità di progetto in media 1000 particelle per evento registrato dal sistema di trigger attraversano il tracciatore, prodotte da circa 20 interazioni p - p sovrapposte per ogni interazione dei pacchetti dei fasci collidenti (*bunch crossing*), che avviene alla frequenza di 40 MHz , ovvero ogni 25 ns . L'elevato flusso di particelle proveniente dal punto di interazione rende indispensabile l'utilizzo di un sistema di tracciatura ad alta granularità e veloce in risposta per consentire un'affidabile ricostruzione delle tracce ed assegnarle al corretto *bunch crossing*; inoltre il materiale utilizzato deve essere resistente alla radiazione. Per questi motivi si è deciso di utilizzare un sistema di tracciatura basato interamente sulla tecnologia al silicio. Il tracciatore si estende in lunghezza per 5.8 m con un diametro di 2.5 m e provvederà alla ricostruzione delle traiettorie delle particelle cariche e dei vertici secondari con una elevata precisione ed efficienza.

Nella zona centrale del rivelatore si vuole rendere minimo il materiale per limitare la diffusione multipla, la bremsstrahlung degli elettroni, la conversione in fotoni e le interazioni nucleari; effetti che limitano una buona ricostruzione delle tracce. La tecnologia al silicio impiegata nella costruzione del tracciatore tende a minimizzare questi effetti, che comunque non sono trascurabili (si veda Figura 2.2) a causa dei supporti, dell'elettronica, del cablaggio e del sistema di raffreddamento (quest'ultimo è indispensabile per l'elettronica che richiede una elevata densità di potenza).

Uno schema del tracciatore al silicio è mostrato in Figura 2.3. Il rivelatore è costituito da due componenti principali: il *Pixel Tracker* ed il *Silicon Strip Tracker*.

- **Pixel Tracker**

Il rivelatore a pixel è collocato nella zona più vicina al punto di interazione ed è quindi soggetto ad un elevato flusso di particelle, pari a 1 MHz/mm^2 ad un raggio di 4 cm dall'asse dei fasci e 60 kHz/mm^2 ad un raggio di 22 cm . Per far fronte a questo elevato flusso di particelle si è usata la tecnologia *pixel* al di sotto di $r \leq 10$ cm : ogni pixel ha una dimensione di 100×150 μm^2 in (r, φ) e z rispettivamente.

Per la costruzione del *Pixel Tracker* sono stati utilizzati complessivamente circa 66 milioni di pixel, disposti in circa 1500 moduli montati su diversi strati organizzati in cilindri e dischi. I cilindri, che costituiscono la zona

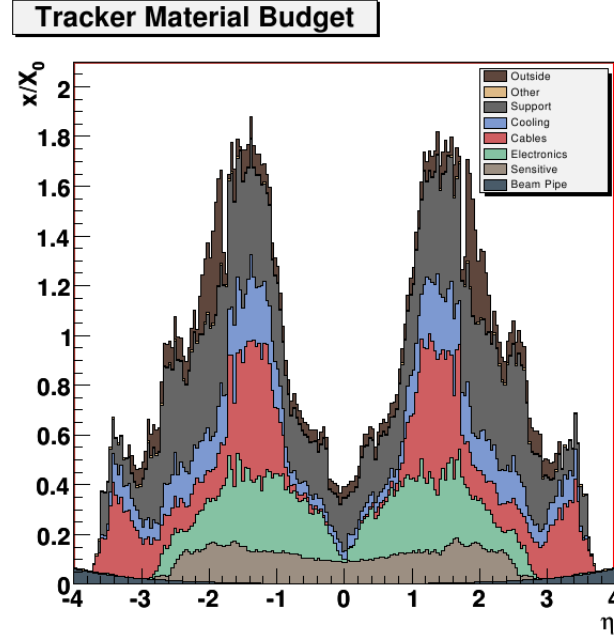


Figura 2.2: Spessore del materiale, in unità di lunghezze di radiazione, in funzione della pseudorapidità per le diverse componenti del tracciatore al silicio.

centrale del rivelatore a pixel, sono 3 da 53 *cm* di lunghezza ciascuno posizionati a 4.4, 7.3 e 10.2 *cm* dall'asse dei fasci; ad ogni estremità dei cilindri sono posizionati due dischi.

La risoluzione spaziale raggiunta con questa tecnologia è circa 10 μm nel piano (r, φ) e circa 20 μm in z .

- **Silicon Strip Tracker**

Nella regione $20\text{ cm} < r < 110\text{ cm}$ il flusso di particelle diminuisce al punto tale da permettere l'uso della tecnologia *silicon microstrip detector*: i sensori in questo caso sono delle microstrisce di silicio.

Il *Silicon Strip Tracker* è suddiviso in 4 sottosistemi: *Tracker Inner Barrel* (TIB) e *Tracker Outer Barrel* (TOB), dove i sensori sono disposti parallelamente all'asse dei fasci su strati cilindrici; *Tracker Inner Disks* (TID) e *Tracker Endcaps* (TEC), dove i sensori sono disposti radialmente in anelli montati su dischi posizionati ai due estremi degli strati cilindrici.

Il TIB è costituito da 4 strati cilindrici e ricopre la regione $20\text{ cm} < r < 55\text{ cm}$, $|z| < 65\text{ cm}$. I sensori al silicio hanno uno spessore di 320 μm , una lunghezza di 10 *cm* ed una larghezza variabile da 80 a 120 μm . La risoluzione di singolo hit è pari a 23 μm nei due strati più interni e 35 μm in quelli più esterni.

Il TOB è costituito da 6 strati cilindrici e ricopre la regione $55\text{ cm} < r <$

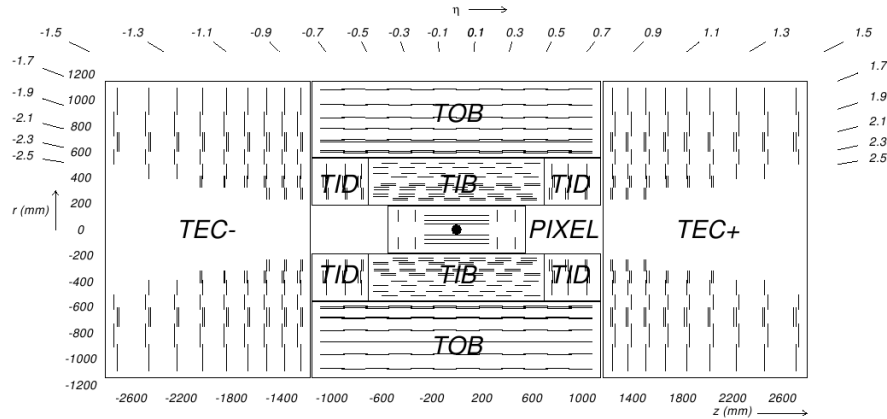


Figura 2.3: Schema del Tracciatore al silicio.

116 cm, $|z| < 118$ cm. I sensori al silicio hanno uno spessore di $500 \mu m$, una lunghezza di 25 cm ed una larghezza di $180 \mu m$. La risoluzione di singolo hit è pari a $53 \mu m$ nei quattro strati più interni e $35 \mu m$ in quelli più esterni. Per la misura della coordinata z i moduli nei due strati cilindrici più interni di TIB e TOB montano una serie di moduli accoppiati in modalità stereo, con un angolo relativo di $100 mrad$.

Ciascuna TEC comprende 9 dischi e ricopre la regione $120 \text{ cm} < |z| < 280 \text{ cm}$. Ciascuna TID comprende 3 dischi e ricopre la regione libera compresa tra TEC e TIB. Anche per TID e TEC, in ogni disco, i moduli dei due anelli più interni e i moduli degli anelli 1, 2 e 5 rispettivamente montano una serie di moduli in modalità stereo. In questo modo gli anelli provvedono alla misura della coordinata r .

Le prestazioni del sistema di tracciatura di CMS sono state studiate in dettaglio utilizzando la simulazione completa dell'apparato [10] basato sul pacchetto software GEANT4 e sono riportate in [11].

2.3.2 Sistema Calorimetrico

Il sistema calorimetrico, costituito da *Calorimetro elettromagnetico* (ECAL) e *Calorimetro Adronico* (HCAL), è situato esternamente al tracciatore, ma sempre all'interno del solenoide superconduttore.

- **Calorimetro Elettromagnetico**

L'ECAL [12] è costituito da 61 200 cristalli di piombo tungstenato ($PbWO_4$) posti nella zona del barile e 7 324 cristalli in ciascuno dei due end-cap. Come rivelatori dei fotoni prodotti dalla luce di scintillazione che si sviluppa negli

sciami elettromagnetici sono stati utilizzati *Avalanche Photodiodes* (APD) nel barile e *Vacuum Phototriodes* (VPT) negli end-caps, adatti per il loro elevato guadagno e per la capacità di operare efficientemente in presenza del campo magnetico di 4 T interno al solenoide. L'impiego di cristalli di $PbWO_4$ rende l'ECAL un ottimo rivelatore nelle condizioni di alto flusso di particelle al quale sarà soggetto, perché veloce in risposta, ad alta granularità e resistente alla radiazione.

La risoluzione in energia può essere parametrizzata come una funzione dell'energia:

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 = \left(\frac{S}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{N}{E}\right)^2 + C^2 \quad (2.1)$$

dove S è il termine stocastico, N è il termine di rumore e C è una costante. Questi termini sono stati misurati per vari moduli del barile durante tests con fasci di elettroni e sono riportati in [11]. I valori per la zona del barile sono: $S = (3.63 \pm 0.1)\% \sqrt{GeV}$, $N = 124 MeV$ e $C = (0.26 \pm 0.01)\%$.

• Calorimetro Adronico

L'HCAL [13] è costituito da torri calorimetriche costruite con strati di ottone, che con la sua relativamente bassa lunghezza di interazione fa da materiale assorbitore, sovrapposti a materiale attivo, ovvero scintillatore plastico. Le torri calorimetriche sono montate sia nel barile che negli end-cap.

Tra i tre sotto-rivelatori interni al solenoide, il calorimetro adronico è stato penalizzato in favore di un calorimetro elettromagnetico con una buona risoluzione energetica, al fine di rivelare un possibile decadimento della particella di Higgs nel canale di decadimento in due fotoni, e in favore di un buon sistema di tracciatura. Il materiale assorbitore è stato massimizzato, a scapito del materiale attivo, per poter contenere il più possibile la parte adronica dei prodotti delle collisioni. La lunghezza di interazione totale è pari a $\sim 10\lambda_I$.

Per migliorare la risoluzione in energia sono stati aggiunti un calorimetro in ciascun end-cap in prossimità dei tubi nei quali circolano i protoni, l'*Hadron Forward* (HF), e uno strato di scintillatori all'esterno del solenoide, l'*Hadron Outer* (HO). Inoltre l'HO, aumentando la lunghezza di interazione totale oltre $\sim 10\lambda_I$, limita ulteriormente la probabilità di attraversamento delle particelle adroniche (*punch through*) fino al sistema di rivelazione dei muoni.

Studi sulla risoluzione in energia dell'HCAL sono stati effettuati e i risultati sono riportati in [11].

2.3.3 Sistema di rivelazione dei muoni

A CMS si è adottato un robusto sistema di rivelazione dei muoni [14] composto da sotto-rivelatori (*Drift Tube Chambers* e *Resistive Plate Chambers*) disposti su superfici cilindriche nel barile e sotto-rivelatori (*Catode Strip Chambers*) disposti sui dischi degli end-caps (si veda le Figure 2.4 e 2.5). Questo schema geometrico permette una copertura di tutto l'intervallo di pseudorapidità fino a $|\eta| < 2.4$ senza buchi di accettazione, assicurando l'identificazione dei muoni nell'intervallo $10^\circ < \vartheta < 170^\circ$.

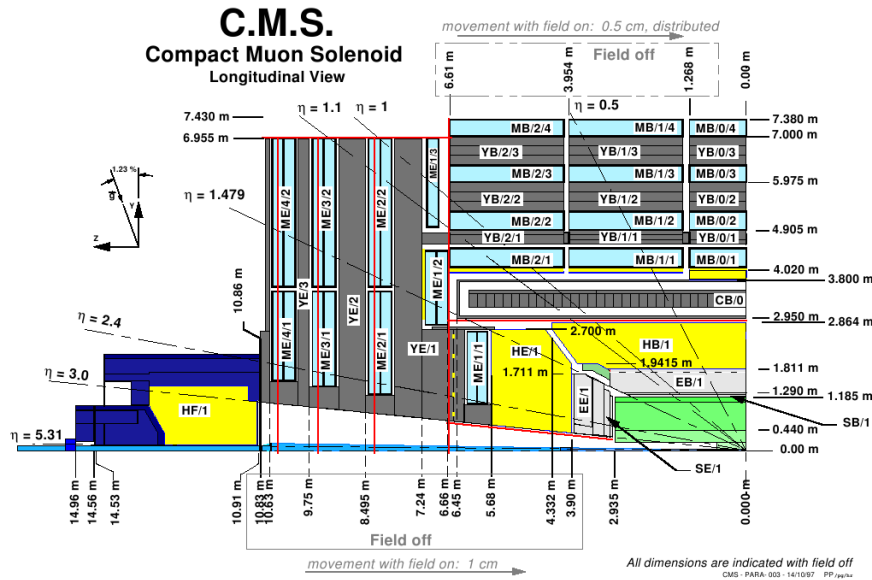


Figura 2.4: Sezione longitudinale di un quarto del rivelatore; sono evidenziate le camere DT (MBx/y) nelle ruote centrali e le camere CSC (MEx/y) nei dischi degli end-caps.

Il sistema di rivelazione ha tre funzioni principali: identificazione dei muoni, misura del momento e trigger degli eventi. L'elevato campo magnetico nel ferro saturato ($\sim 1.8 T$) garantisce una buona risoluzione in momento anche indipendentemente dall'informazione del tracciatore, cosa essenziale nei primi livelli di trigger. Le curve in Figura 2.6 mostrano la risoluzione in momento in funzione di p nelle zone centrale e in avanti del rivelatore [11]. L'elevata quantità di ferro assorbe gli adroni che superano i calorimetri, favorendo l'identificazione dei muoni.

Drift Tube Chambers

I fattori che hanno determinato la scelta delle *Drift Tube Chambers* come rivelatori di traccia per i muoni nella zona del barile sono il basso fondo indotto da neutroni e il basso flusso di muoni atteso in questa zona, nonché il campo

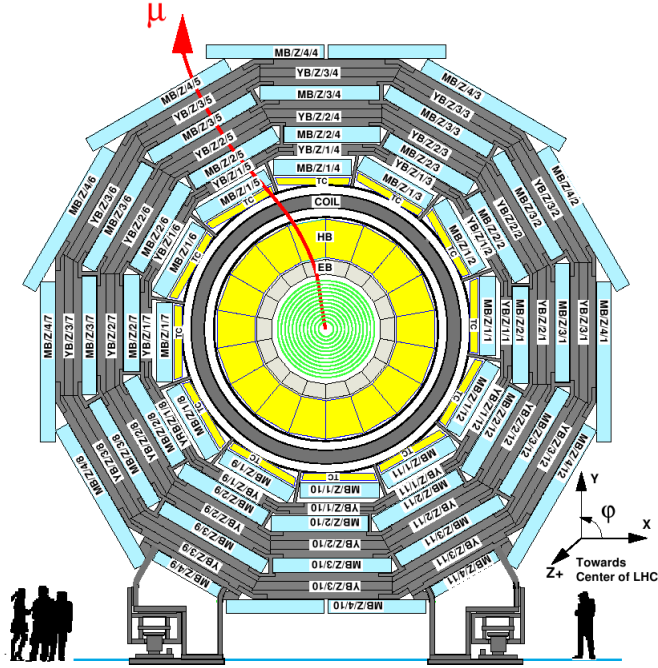


Figura 2.5: Schema delle camere DT in una ruota. Tutte le ruote sono identiche eccetto la -1 e la 1 dove le MB dei settori 3 e 4 rispettivamente sono più corte a causa del sistema criogenico del magnete. La MB/z/4/4 e la MB/z/4/10 sono suddivise in due per semplificare l'assemblaggio meccanico.

magnetico relativamente basso, uniforme e prevalentemente contenuto nel giogo in ferro. In questa zona il giogo in ferro è suddiviso in 5 ruote (YB/+2,+1,0,-1,-2), a loro volta suddivise in 12 settori. Ciascun settore alloggia 4 *Drift Tube Chambers* (denominate MB1, MB2, MB3 e MB4 dall'interno verso l'esterno di CMS, come mostrato in Figura 2.5). Due camere per settore, una nella parte interna e l'altra esterna al giogo in ferro, sarebbero state insufficienti per un'affidabile misura del momento dei muoni. Il giogo in ferro è quindi suddiviso in tre anelli (YB/z/1,2,3) le cui intercapedini alloggiano le restanti due camere per settore. L'intervallo di pseudorapidità coperto dalle *Drift Tube Chambers* è $|\eta| < 1.2$.

Gli elementi base delle *Drift Tube Chambers* sono celle a deriva di sezione rettangolare (si veda Figura 2.7) [14]. Il campo elettrico al loro interno è generato da un filo centrale anodico ($V_{anode} = 3600V$), posto al centro della cella, e due catodi ($V_{cathodes} = -1200V$), incollati sulle faccie più strette della cella. Due strisce di elettrodi ($V_{electrodestrips} = 1800V$) incollati sulle faccie più larghe permettono di ottimizzare la forma del campo in modo da rendere il più possibile uniformi i cammini di deriva degli elettroni all'interno del volume della cella. La miscela di gas utilizzato è Ar/CO_2 in una percentuale del 85% e 15%. La tensione alla quale sono posti gli elettrodi e il tipo di miscela di gas sono stati

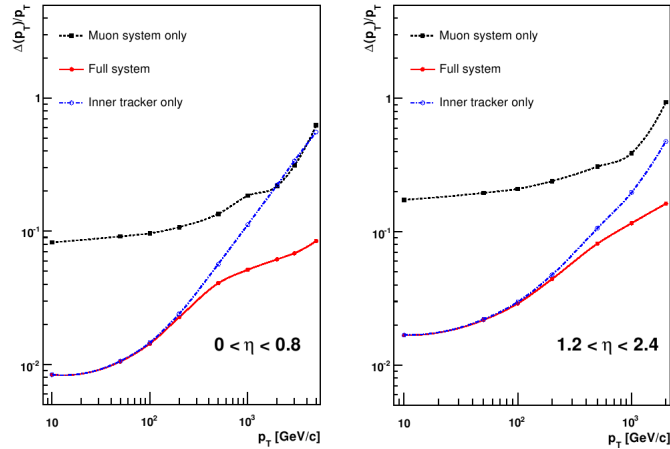


Figura 2.6: Risoluzione in momento dei muoni in funzione del momento trasverso (p_T) usando solo il sistema di rivelazione dei muoni, solo il tracciatore ed entrambi. A sinistra per $0 < \eta < 0.8$ (barile). A destra per $1.2 < \eta < 2.4$ (end-caps).

scelti per ottenere una velocità di deriva costante (pari a $v_{drift} \simeq 54 \mu m/ns$) e di conseguenza una relazione lineare tra tempo di deriva e distanza dal filo del punto di passaggio della particella carica. La distanza tra l'anodo ed i catodi di una cella è di $21 mm$, corrispondente ad un tempo di deriva di $380 ns$ nella mistura di gas in uso. Questo valore, pur corrispondendo ad un tempo pari a circa $16 bunch crossing$, è sufficientemente piccolo per far fronte al flusso di muoni provenienti dalle interazioni, previa un opportuno sistema di 'bufferizzazione' dell'informazione nell'elettronica di read-out.

La risoluzione temporale nella misura del tempo di deriva degli elettroni in una cella è $\sim 3 ns$ che implica una risoluzione spaziale su singola hit di $\sim 150 \mu m$.

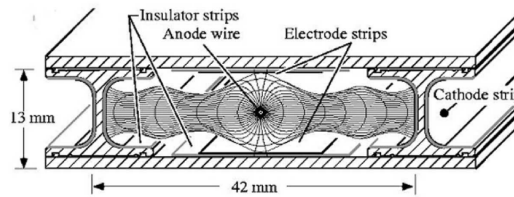


Figura 2.7: Schema di una cella a deriva usata a CMS.

Ogni *Drift Tube Chamber* è costituita da 3 *superlayers* (SL, si veda Figura 2.8), ciascuno composto da 4 piani di celle a deriva rettangolari. I 4 piani di celle sono incollati l'uno sopra l'altro a formare un SL, con le celle parallele tra loro ma spostate di mezza cella fra due piani consecutivi (si veda Figura 2.9). Questa tecnica risolve l'ambiguità *left-right* che altrimenti non permetterebbe di

distinguere se un muone passa a destra o sinistra dell'anodo di una data cella [15].

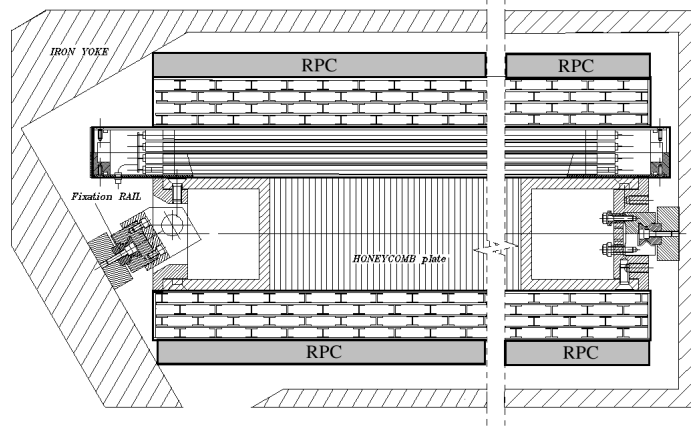


Figura 2.8: Schema della sezione trasversale (r, φ) di una camera DT installata in un giogo di ferro. Sono anche evidenziati i piani di Resistive Plate Chambers (RPC) montati “a sandwich” sulle camere DT.

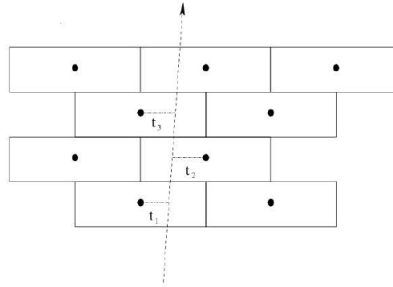


Figura 2.9: Disposizione dei piani di celle sfalsati in un SL.

I due quadrupletti più esterni nelle *Drift Tube Chambers*, chiamati $SL\varphi$, sono disposti con gli anodi delle celle paralleli all'asse dei fasci, consentendo la misura della traccia nel piano (r, φ) dove le particelle cariche sono curvate dal campo magnetico. La traccia nel piano (r, z) è misurata dal SL intermedio orientato con gli anodi delle celle ortogonali all'asse dei fasci. Quest'ultimo SL, chiamato $SL\vartheta$, non è presente nelle MB4, le quali misurano solo la traccia in (r, φ) . Una struttura di alluminio ‘a nido d’ape’ di spessore 128 mm è installata tra il $SL\varphi$ e il $SL\vartheta$ (nelle camere MB4 tra i due $SL\varphi$) per dare rigidità alla camera e aumentare il braccio di leva dei due $SL\varphi$.

Attraverso la tecnica del *mean-timer* [16] applicata a tre piani consecutivi di un SL è possibile inoltre individuare il *bunch crossing* dell'evento cui il

muone appartiene. Le camere DT contribuiscono quindi al trigger di muoni dell'esperimento (si veda 2.5.1).

Catode Strip Chambers

Alto fondo, alto flusso di muoni ed elevato campo magnetico non uniforme sono invece i fattori che hanno determinato la scelta delle *Catode Strip Chambers* (CSC) come rivelatori di muoni nei due end-caps. Le CSC sono organizzate in anelli concentrici su ciascun giogo (YE/ $\pm 1, \pm 2, \pm 3$). In tutti gli anelli, eccetto quello più esterno di YE/ ± 1 , le camere sono sovrapposte in φ per evitare gap nell'accettazione geometrica dei muoni. Grazie alla loro velocità in risposta, alla fine granularità e resistenza alla radiazione, le CSC identificano muoni negli intervalli di pseudorapidità $0.9 < |\eta| < 2.4$.

Lo schema delle CSC è mostrato in Figura 2.10. Esse hanno forma trapezoidale e coprono una regione di 10° o 20° in φ ciascuna. La tecnologia utilizzata è quella delle camere proporzionali a molti fili: 6 piani di fili anodici sono intervallati da 7 pannelli catodici; le intercapedini tra un pannello e l'altro contengono una miscela di gas composta da $Ar/CO_2/CF_4$ in una percentuale nominale rispettivamente del 40%, 50% e 10%. I fili anodici sono ortogonali alla direzione dei fasci. Sui pannelli catodici sono fabbricate strisce che corrono radialmente nel piano (r, φ) a $\Delta\varphi$ costante.

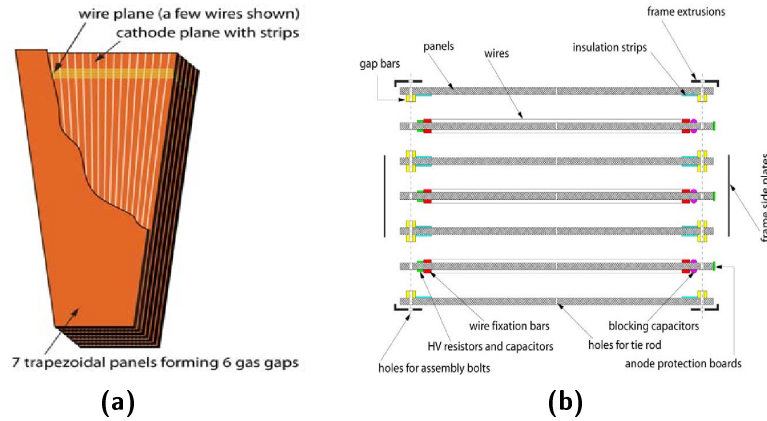


Figura 2.10: (a) Schema di una CSC. (b) Dettaglio della struttura meccanica a sei piani di una CSC.

Uno schema illustrativo del principio di funzionamento delle CSC è mostrato in Figura 2.11. Una particella ionizzante attraversando una regione di gas tra un pannello catodico ed il successivo genera una valanga di elettroni su uno dei fili anodici, il segnale dà la coordinata r del punto di passaggio. La carica accumulata sul filo induce una carica sulle strisce catodiche più vicine, dall'interpolazione del segnale risultante si ottiene una misura precisa della coordinata φ . Ogni singola

hit ha quindi coordinate (r, φ) nel piano trasverso che sono determinate con una risoluzione di circa $100 \mu\text{m}$ su r e 10 mrad su φ .

Anche le CSC contribuiscono inoltre al trigger di muoni dell'esperimento.

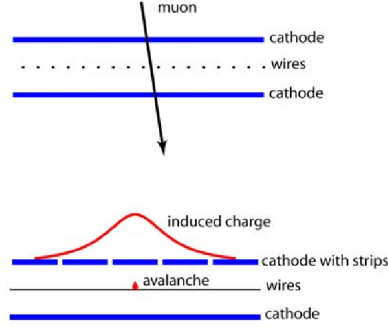


Figura 2.11: Schema del principio di funzionamento di una CSC.

Resistive Plate Chambers

Le *Resistive Plate Chambers* (RPC) [17], con la loro velocità in risposta, ottima risoluzione temporale dell'ordine del ns e ragionevole risoluzione spaziale, sono adatte come sistema di trigger per i muoni. Esse sono quindi impiegate per la ricostruzione dei muoni e il corretto assegnamento ad un *bunch crossing* al primo livello del trigger (L1), contribuendo anche alla misura del p_T globale e garantendo ridondanza nel trigger rispetto ai due altri sistemi di rivelazione nell'intervallo di pseudorapidità $|\eta| < 1.6$.

In ogni settore del *barile* sono state installate 6 RPC, 2 in ciascuna delle 2 MB più interne (si veda Figura 2.8) e una in ciascuna delle restanti MB; mentre negli end-caps c'è un piano di RPC su ciascun disco.

Ciascuna RPC è costituita da due camere accostate l'una sopra l'altra (si veda Figura 2.12). Una camera consiste di due piani di Bakelite, materiale caratterizzato da alta resistività ($\sim 10^{10} \Omega\text{cm}$), separati da un'intercapedine di 2 mm di miscela di gas $C_2H_2F_4/iC_4H_{10}/SF_6$ con percentuale rispettivamente del 96.2%, 3.5% e 0.3%. Le superfici esterne delle due camere sono coperte da un fine strato di grafite, e sottoposte a differenza di potenziale generano un intenso campo elettrico nel gas. Tra le due camere di una RPC è inserito un piano di strisce di alluminio isolato dagli strati di grafite. Una particella ionizzante produce una valanga di cariche in ciascuna delle due intercapedini che, depositandosi sui piani ad alta resistività, induce carica sulle strisce di alluminio più vicine generando il segnale letto dall'elettronica di read-out.

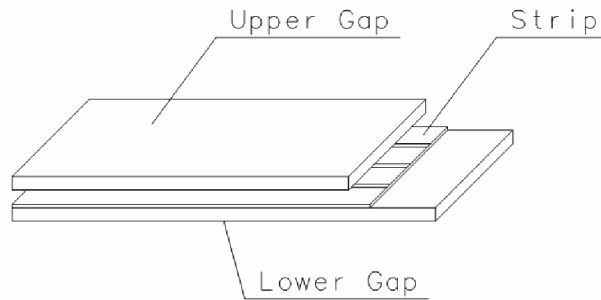


Figura 2.12: Schema di una RPC. Sono mostrate le due camere (*Upper Gap* e *Lower Gap*) e le strisce di alluminio (*Strip*).

2.4 Il sistema di Trigger

La considerevole frequenza di eventi prodotti alla luminosità di progetto di LHC, con una frequenza di *bunch crossing* pari a 40 MHz , rende impossibile una scrittura su memoria di massa di tutti gli eventi prodotti nel rivelatore; la dimensione di questi è infatti dell'ordine di 1 MByte mentre la velocità di scrittura è tecnicamente limitata a circa 100 Hz . È allora indispensabile abbassare la frequenza di eventi tramite un sistema di selezione capace di decidere *online* se un dato evento è fisicamente rilevante o meno. Questo sistema di trigger consiste di due passi principali: il *Level-1* (L1) *Trigger* e l'*High Level Trigger* (HLT). Il sistema è progettato in modo tale che l'azione combinata di L1 e HLT riduca almeno di un fattore 10^6 la frequenza di eventi dopo le selezioni online: un valore sufficiente per consentire la scrittura su disco dei dati.

2.4.1 L1 trigger

Il trigger di primo livello [18] consiste in un sistema di processori dedicati programmabili e installati sui rivelatori stessi, progettato per avere una frequenza di uscita pari a 100 kHz , che lavorano in parallelo sui dati 'parziali' forniti dai sistemi di rivelazione dei muoni e calorimetrici.

Ad ogni *bunch crossing*, mentre il trigger inizia a processare un sottoinsieme di informazioni provenienti dal sistema di rivelazione dei muoni o dai calorimetri, l'informazione completa del *bunch crossing* proveniente dai sotto-rivelatori viene temporaneamente immagazzinata in una memoria di tipo *First In-First Out* (FIFO). Il tempo entro cui L1 deve prendere una decisione sull'evento è quindi determinato dal massimo numero di *bunch crossing* che possono essere temporaneamente registrati nella FIFO. Il limite su questo numero, pari a $128\text{ bunch crossing}$, fissa il tempo massimo di latenza del trigger L1 a $3.2\text{ }\mu\text{s}$.

Se l'evento processato da L1 è classificato come *good event*, le informazioni

ad esso relative contenute nella FIFO vengono lette dal *Data Acquisition System* (DAQ) e processate dall'HLT.

Il trigger L1 è costituito da componenti locali, regionali e globali (si veda Figura 2.13) disposte in ordine gerarchico.

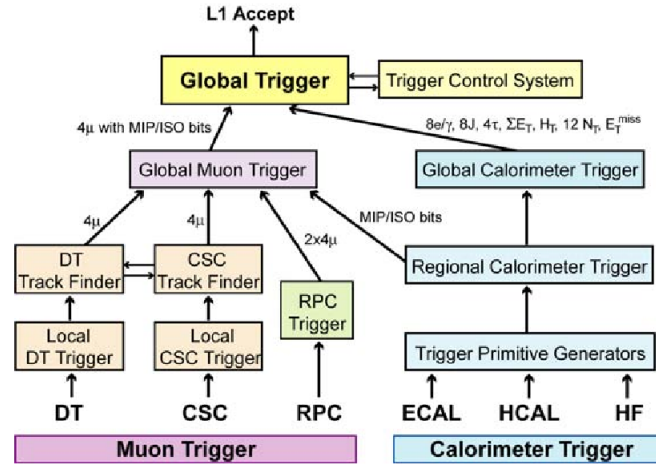


Figura 2.13: Architettura del Level-1 Trigger.

Nella parte più bassa abbiamo i trigger locali, anche detti *Trigger Primitive Generators* (TPG), che basano le loro decisioni su segmenti di tracce nelle camere a muoni e depositi di energia nelle *trigger tower* calorimetriche (ovvero regioni calorimetriche $\Delta\varphi \times \Delta\eta = 0.087 \times 0.087$ nel piano (η, φ)). I trigger regionali, combinando le informazioni dei trigger locali, determinano oggetti candidati, come elettroni, muoni o getti adronici, in una regione spaziale limitata. Questi oggetti sono classificati in base alla loro energia (o momento) e qualità. Le componenti globali *Global Calorimeter* e *Global Muons Trigger* determinano gli oggetti candidati calorimetrici e gli oggetti candidati muoni in tutto l'esperimento e li trasferiscono alla componente globale all'apice della gerarchia del trigger L1: il *Global Trigger*. Quest'ultimo decide di scartare o accettare un evento per ulteriori accertamenti nell'HLT.

2.4.2 DAQ e High Level Trigger

Il *Data Acquisition System* (DAQ) [19] permette di leggere i dati provenienti dai rivelatori e di portarli ad una *farm* di processori composta da circa 1000 CPU commerciali, la *Filter Farm* (FF), in cui il software di ricostruzione di High Level Trigger filtra gli eventi. La ricostruzione degli eventi HLT parte utilizzando l'informazione completa dei dati provenienti dai calorimetri e dal sistema di rivelazione dei muoni (L2); su questa ricostruzione sono applicate le prime selezioni.

Le informazioni del tracciatore al silicio, che implicano l'utilizzo di una maggior quantità di dati, sono sfruttate solo in un secondo momento (L3), pervenendo alla ricostruzione di tracce 'globali' che hanno una risoluzione in momento comparabile con quella che verrà ottenuta nella ricostruzione *off-line*. L'imposizione di soglie in momento ed energia sugli oggetti ricostruiti a questo livello con buona precisione permette la riduzione dell'output-rate di 3 ordini di grandezza rispetto a quella di L1.

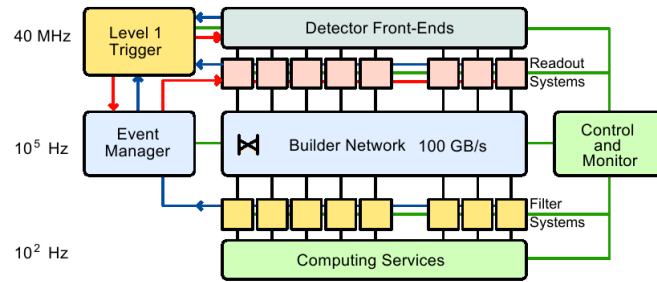


Figura 2.14: Architettura del sistema DAQ.

Uno schema della DAQ è mostrato in Figura 2.14. I dati relativi ad un evento accettato dal trigger L1, vengono letti dai *detector front-end* da unità di read-out e inviati alle *Builder Units* (BU) tramite una rete di connessione. Le BU assemblano in un unico evento i vari frammenti di dati provenienti dai sotto-rivelatori e lo trasmettono ad una *Filter Unit* (FU) attraverso un'altra rete di connessione. Le FU sono le componenti di FF in cui gli algoritmi di ricostruzione e selezione dell'HLT vengono applicati sui dati. La principale sfida tecnologica nel disegno della DAQ è stata la capacità di realizzare un sistema in grado di fornire alla FF eventi assemblati di dimensioni dell'ordine di 1 *MByte* a 100 *kHz*.

L'HLT può disporre degli stessi algoritmi di ricostruzione degli eventi utilizzati nell'analisi *off-line* dei dati. La complessità della ricostruzione dell'evento è limitata unicamente dalla potenza di calcolo disponibile, ovvero dal numero di CPU nella FF.

2.5 Trigger dei muoni

In questo paragrafo si riporta una descrizione del trigger dei muoni prodotti dalle particelle emergenti dalle collisioni *p-p* (che indicheremo da ora in poi con 'muoni *p-p*'). Il trigger per i muoni cosmici è in alcuni aspetti differente dal trigger dei muoni *p-p*: ad esempio, mentre per quest'ultimi abbiamo delle richieste sulla direzione delle tracce, il cui punto di origine deve appartenere ad una zona ristretta attorno al vertice di interazione, per i muoni cosmici non abbiamo alcuna

richiesta sulla direzione della loro traccia. A parte qualche piccola differenza però il trigger dei muoni cosmici segue la stessa logica del trigger dei muoni $p-p$.

Tutti e tre i sistemi di rilevazione dei muoni, le camere DT, le CSC e le RPC, contribuiscono al trigger. Le camere DT e le CSC generano dei trigger locali, ovvero informazione di trigger per ciascuna camera, mentre le RPC generano trigger regionali, ovvero l'informazione di trigger viene costruita per regioni del rivelatore. In particolare le camere DT forniscono segmenti di traccia in (r, φ) e campioni di hits in (r, z) , le CSC forniscono dei segmenti di traccia tridimensionale e le RPC generano tracce candidate costituite da campioni di hits in varie regioni del rivelatore. Tutte le camere inoltre provvedono alla identificazione del *bunch crossing* dal quale il muone è stato generato.

Le informazioni locali provenienti dalle camere DT e CSC, una volta che hanno superato i tagli dei trigger locali, vengono inviate al *Regional Muon Trigger*, costituito da DT e CSC *Track Finder*, che correla i segmenti di traccia generando tracce di muoni in zone predefinite del rivelatore e assegna parametri fisici a queste. Il *Global Muon Trigger* combina le informazioni regionali provenienti dal *Regional Muon Trigger* e dalle RPC, incrementando la risoluzione in momento e l'efficienza di trigger dei tre sotto-rivelatori rispettivamente.

2.5.1 Trigger locale delle camere DT

Il trigger locale delle camere DT [20], del quale è riportato uno schema in Figura 2.15, è costituito da quattro tipi di componenti elettroniche (*chips*) di base: *Bunch and Track Identifiers* (BTI), *Track Correlators* (TRACO), *Trigger Servers* (TS) e *Sector Collectors* (SC).

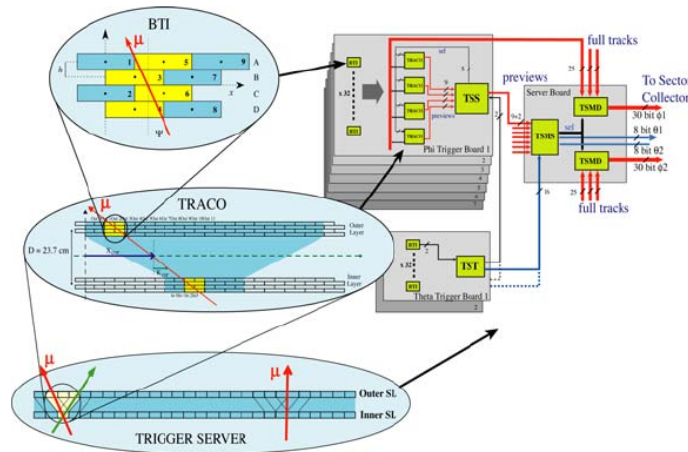


Figura 2.15: Schematizzazione del trigger locale delle camere DT. Nello schema sono riportate le tre regioni di una camera DT in cui operano le componenti: BTI, TRACO e TS.

BTI, TRACO e TS sono montati assieme all'elettronica di read-out in piccoli alloggiamenti di alluminio (*minicrates*) in uno dei lati delle camere DT, mentre i SC sono montati in un'elettronica disposta ai lati della caverna dove è situato l'esperimento.

Ogni BTI cerca campioni di hits da associare al passaggio di un muone nei quattro piani di celle di ciascun SL. L'associazione delle hits ad un unico segmento di traccia è basata sulla tecnica del *mean-timer* [16]: data la disposizione dei piani di celle in un SL, esiste una relazione tra i tempi di deriva t_i degli elettroni prodotti da un muone in tre celle appartenenti a tre piani consecutivi di un SL (si veda Figura 2.9):

$$T_{max} = t_2 + \frac{t_1 + t_3}{2} \quad (2.2)$$

dove T_{max} è il massimo tempo di deriva all'interno di una cella $T_{max} = 2.1 \text{ cm}/v_{drift}$. L'espressione 2.2 è valida esistendo una relazione lineare tra il tempo di deriva degli elettroni all'interno di una cella e lo spazio percorso. Le BTI, confrontando i tempi di deriva nelle celle di un SL con una frequenza di 80 MHz , associano ad un unico segmento di traccia le hits corrispondenti a tempi di deriva che soddisfano alla 2.2. Le hits così associate definiscono un segmento di traccia in posizione, con una risoluzione spaziale migliore di 1.4 mm , e in direzione, con una risoluzione angolare migliore di 60 mrad , all'interno di un SL. Al segmento viene associato anche un 'livello di qualità' definito alto (H) se il numero di hits è pari a 4 e basso (L) se il numero di hits è pari a 3. Le BTI inoltre assegnano l'evento al corretto *bunch crossing*.

I TRACO consentono di correlare i segmenti di traccia che sono stati definiti dalle BTI nei due $SL\varphi$. Se due segmenti vengono correlati, allora un nuovo segmento di traccia viene generato dai TRACO con una risoluzione angolare migliore della risoluzione angolare dei due segmenti prodotti dalle BTI e con un livello di qualità definito a partire da quello associato dalle BTI (i livelli di qualità assegnati dai TRACO sono: HH, HL e LL). Il numero di BTI connesse ad un TRACO è pari a 4 per il $SL\varphi$ più interno e 12 per il $SL\varphi$ più esterno rispetto a CMS. Per la camera DT più grande il numero di TRACO è pari a 25.

Le informazioni di massimo due segmenti di traccia ricostruite da ogni TRACO per *bunch crossing* sono trasmesse ai TS. I TS sono costituiti da due componenti: una ($TS\varphi$) si occupa della proiezione in (r, φ) della traccia, processando le informazioni provenienti dai TRACO, mentre l'altra ($TS\vartheta$) si occupa della proiezione in (r, z) , processando direttamente le informazioni provenienti dalle BTI del SL che misura le tracce su questo piano, il $SL\vartheta$. Il $TS\varphi$ consiste a sua volta di due componenti: il *Track Sorter Slave* (TSS) e il *Track Sorter Master* (TSM). Il TSS preseleziona le tracce con il livello di qualità migliore e il minor angolo di curvatura basandosi su un sottoinsieme di dati provenienti dai TRACO. L'intera informazione delle tracce selezionate dal TSS, ancora contenuta nei TRACO,

viene trasmessa al TSM per un secondo processamento. Per ogni camera DT c'è un solo TSM, la cui uscita è costituita dalle due tracce con il più alto momento trasverso. Le TSM ricevono anche le informazioni della traccia in (r, z) dal $TS\vartheta$. I campioni di hits ricevuti da $TS\vartheta$ vengono correlati con le tracce nel piano (r, φ) e inviate all'SC, che raggruppa le informazioni di trigger di tutte le camere DT (posizione, momento trasverso e livello di qualità delle tracce candidate) e le trasmette al trigger regionale delle camere DT, chiamato *Drift Tube Trigger Track Finder* (DTTF).

2.5.2 Trigger locale delle CSC

Il trigger locale delle CSC [21] definisce segmenti di traccia, anche chiamati *Local Charged Tracks* (LCT), con informazioni in posizione, direzione e *bunch crossing* di appartenenza, a partire dai segnali provenienti dai fili anodici e dalle strisce catodiche di una CSC. A causa del tempo di deriva degli elettroni all'interno delle camere a fili proporzionali che costituiscono una CSC, più di due *bunch crossing* sono necessari affinché tutti i segnali anodici e catodici di una traccia possano essere acquisiti. Almeno 4 segnali anodici e 4 segnali catodici sono richiesti in coincidenza entro una certa finestra temporale per contrastare segnali di fondo, poichè i muoni reali, contrariamente ad eventi falsi, lasciano almeno 4 segnali in coincidenza negli strati costituenti una CSC con una probabilità che eccede il 99%. La finestra di coincidenza è definita in questo modo: due segnali entro 25 ns dal *bunch crossing* che ha generato il muone sono richiesti per definire il numero di *bunch crossing* di appartenenza (pre-trigger), se nei successivi due *bunch crossing* sono presenti almeno 4 segnali la traccia del muone è convalidata.

Le LCT sono generate separatamente in (r, z) , dai fili anodici, e in (η, φ) , dalle strisce catodiche. In seguito esse vengono combinate per formare LCT tridimensionali, caratterizzate da una elevata precisione nella coordinata φ , dall'angolo di curvatura nel piano trasverso, dal valore di η e dal numero di *bunch crossing* di appartenenza.

Le due LCT migliori di ciascuna CSC sono trasmesse al trigger regionale CSC, chiamato *CSC Track Finder* (CSCTF).

2.5.3 RPC Trigger

Il trigger delle RPC [22], contrariamente al trigger delle camere DT e delle CSC, non è generato da ciascuna camera, ma da regioni del rivelatore: 33 zone in η ciascuna suddivisa in 144 segmenti in φ (*trigger towers*). L'algoritmo di trigger, il *Pattern Comparator Trigger* (PACT), è basato sulla coincidenza spaziale e temporale di hits in quattro piani di RPC. Il PACT, dopo aver stabilito se ci sono almeno tre hits in coincidenza temporale nei quattro piani di RPC, confronta i segnali generati sulle strisce installate nelle RPC di tutti e quattro i

piani di camere, che permettono di avere massimo 4 punti sul piano trasverso, con campioni di tracce predefinite per assegnare momento trasverso e carica elettrica al candidato muone. A causa delle possibili fluttuazioni dell'energia persa nell'attraversamento del materiale e della diffusione multipla, ci sono parecchi campioni di tracce predefinite relative ad un muone con valore del momento trasverso definito emesso in una certa direzione. Il PACT richiede un numero minimo di hits in coincidenza spaziale che dipende dalla *trigger tower* considerata e dal momento trasverso del muone. Un parametro di qualità, che riflette il numero di hits, è assegnato alla traccia. Per tracce di bassa qualità viene coinvolto anche il calorimetro adronico HO: il segnale proveniente da questo rivelatore, se è stato generato, viene ricevuto dall'elettronica di trigger delle RPC, dove viene trattato dall'algoritmo PACT come un segnale dovuto ad un piano RPC addizionale.

I muoni candidati sono generati separatamente nella zona del barile e negli end-caps. Le quattro tracce migliori in ciascuna zona sono inviate al *Global Muon Trigger*.

Con la loro ottima risoluzione temporale, di circa 1 ns, le RPC permettono anche un'assegnazione non ambigua dell'evento al *bunch crossing* che lo ha generato.

2.5.4 Drift Tube e Cathode Strip Chamber Track Finder

Il trigger regionale dei muoni consiste di due componenti: il *Drift Tube Track Finder* (DTTF) [21] e il *Cathode Strip Chamber Track Finder* (CSCTF) [21]. Esse, raccogliendo le informazioni di trigger locale provenienti dalle camere DT e CSC, identificano i muoni candidati assegnandogli momento trasverso, posizioni e parametro di qualità, organizzandoli in ordine gerarchico in funzione del momento e della qualità della traccia.

DTTF

L'obiettivo del DTTF è la determinazione delle tracce che connettono i segmenti di traccia generati dai trigger locali delle camere DT. Il sistema di trigger è suddiviso in 12 settori in YB-2, YB-1, YB1 e YB2, coincidenti con i settori delle ruote, e in 24 settori in YB0, ognuno dei quali corrispondente a metà settore della ruota centrale (si può pensare ad un piano trasverso che divide a metà la ruota YB0). La ricostruzione delle tracce è effettuata nel piano (r, φ) da processori chiamati *Phi Track Finder* (PHTF), uno installato per ogni settore di trigger. La logica di ogni processore è suddivisa in *Extrapolator Unit* (EU), *Track Assembler* (TA) e *Assignment Units* (AU), come è mostrato in Figura 2.16. Ogni processore riceve al massimo le informazioni di due segmenti di traccia per camera definiti dal trigger locale DT, che comprendono la posizione nel settore, l'angolo di curvatura e un parametro di qualità.

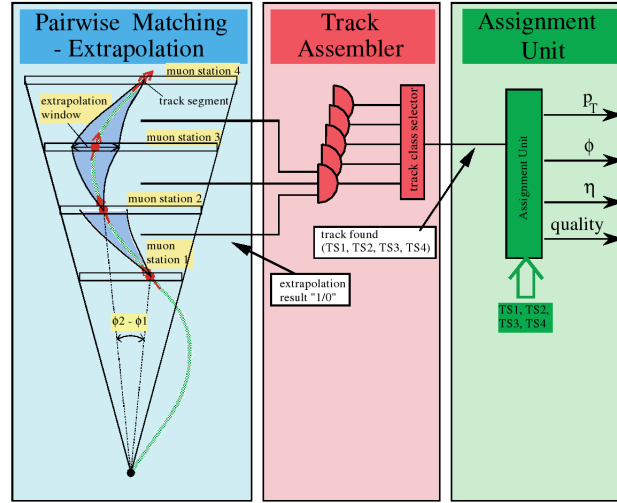


Figura 2.16: Schematizzazione del principio di funzionamento del DTTF.

L'EU correla coppie di segmenti di traccia appartenenti a camere DT in piani diversi. Partendo dalle coordinate e dall'angolo di curvatura di un segmento di traccia (*segmento sorgente*) in una camera DT, l'EU estrapola una traiettoria verso le camere DT esterne, in accordo con una traiettoria precalcolata che parte dal vertice di interazione p - p . Il segmento compatibile con la posizione e la curvatura dell'estrapolazione entro una certa finestra di tolleranza, viene associato al segmento sorgente. Per il calcolo dell'estrapolazione l'EU può usare anche i segmenti di traccia definiti dai trigger locali DT delle camere appartenenti a settori confinanti, poichè un muone può attraversare più di un settore. Nei settori delle due ruote più esterne (YB-2 e YB2) le EU, oltre ai segmenti di traccia delle camere DT, usano anche le LCT definite dai trigger locali CSC, in modo tale da consentire le estrapolazioni nella regione di sovrapposizione tra camere DT e CSC.

Le due estrapolazioni migliori per ogni segmento sorgente vengono trasmesse all'unità logica TA che unisce le coppie di segmenti di traccia e forma tracce di muoni complete. Con questa procedura più segmenti sorgente possono dare luogo alla stessa traccia. La logica della TA permette di riconoscere tracce duplicate e di eliminarle. Tra tutte le tracce generate, la TA sceglie al massimo due candidate: quelle con il maggior numero di segmenti di traccia e la miglior estrapolazione. Le due tracce sono inviate all'AU dove vengono assegnati momento trasverso, angolo di curvatura nel piano trasverso, e parametro di qualità. L'inclinazione nel piano (r, z) , η , è ottenuta usando i dati dei SL centrali delle tre camere DT più interne al rivelatore. Un sistema apposito, l'*Eta Track Finder* (ETTF), cerca di correlare i segmenti di traccia in η . Quando l'AU assegna i parametri fisici alle tracce, l'ETTF prova a correlare le tracce estrapolate nel piano (r, φ) con i can-

didati determinati in (r, z) . Se non viene trovata alcuna correlazione è comunque assegnato un valore di η grossolano basandosi sulle camere DT attraversate dalla traccia.

Ciascun PHTF invia le due tracce candidate migliori alle *Wedge Sorter* (WS). Ci sono 12 WS in totale, che devono scegliere in un insieme di massimo 144 tracce provenienti dai PHTF dei 72 settori di trigger. Possibili duplicati di tracce possono essere estrapolate dai processori PHTF di settori adiacenti. Le WS provvedono alla loro eliminazione. Le due tracce candidate con il più alto momento trasverso per ogni WS vengono inviate al *Barrel Sorter* (BS), dove sono scelte le 4 tracce con il momento trasverso più alto in tutta la zona del *barile*. Le tracce selezionate dal BS sono infine inviate al *Global Muon Trigger* dove vengono correlate alle tracce candidate RPC e CSC.

CSCTF

Il CSCTF provvede alla determinazione delle tracce che connettono le LCT definite dai trigger locali delle CSC.

Il sistema di trigger regionale è suddiviso in 12 settori, 6 per ogni end-cap, da 60° in φ . Anche in questo caso la ricostruzione delle tracce è effettuata da una serie di processori, uno installato per ogni settore. Ciascun processore riceve le informazioni delle LCT delle camere CSC relative al settore di appartenenza e ricostruisce un massimo di 3 muoni, ai quali sono assegnati momento trasverso, angolo di curvatura nel piano trasverso e pseudorapidità.

I processori ricevono anche i segmenti di traccia dalle camere DT delle due ruote più esterne (YB-2 e YB2) per determinare le tracce dei muoni che hanno attraversato la zona di sovrapposizione tra barile ed end-caps, compresa nella regione $0.8 \leq |\eta| \leq 1.2$. Come accennato, in questa zona anche il DTTF usa le informazioni delle CSC per calcolare le tracce dei muoni che hanno attraversato entrambe le camere. Per evitare muoni duplicati è stato stabilito un confine in η tra la zona in cui il DTTF usa le informazioni delle camere CSC e la zona in cui il CSCTF usa le informazioni delle camere DT. Questo confine è $\eta \approx 1$ (si veda Figura 2.4): in questo modo l'informazione delle MB2/1 è condivisa con il CSCTF, mentre l'informazione delle ME1/3 è condivisa dal DTTF.

A differenza del DTTF l'informazione tra due settori adiacenti del CSCTF non è condivisa perché la traccia dei muoni non viene curvata di molto nella zona degli end-caps.

Le tracce ricostruite dai processori vengono inviate al *Muon Sorter* (MS), che seleziona le 4 tracce migliori e le invia al *Global Muon Trigger*.

2.5.5 Trigger dei muoni globale

Il trigger dei muoni globale, noto come *Global Muon Trigger* (GMT) [21], è stato ideato per ridurre la frequenza del trigger, abbassare il fondo e aumentare

l'efficienza di trigger complessiva.

Il GMT riceve ad ogni *bunch crossing* un massimo di 4 tracce di muoni candidati sia dal DTTF che dalle RPC nella zona del barile e 4 tracce di muoni candidati sia dal CSCTF che dalle RPC nella zona degli end-caps. Inoltre dal trigger calorimetrico globale riceve informazioni sull'energia rilasciata in regioni calorimetriche $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.35 \times 0.35$. Soglie sull'energia rilasciata nelle regioni calorimetriche dalle quali il muone proviene sono imposte per definire se il muone è isolato¹ o meno

Le tracce ricostruite dalle informazioni delle camere DT sono correlate con le tracce delle RPC nella zona del barile, mentre le tracce ricostruite dalle informazioni delle CSC sono correlate con le tracce delle RPC degli end-caps. I parametri cinematici delle tracce correlate vengono calcolati. Le tracce non correlate possono essere cancellate in base al parametro di qualità e al valore di η .

Alcune unità sono riservate all'identificazione di tracce duplicate da DTTF e CSCTF nella zona di sovrapposizione tra barile ed end-caps, che non possono essere completamente evitate.

I muoni a questo punto sono estrapolati verso il vertice primario di interazione attraverso il calorimetro per poter recuperare le informazioni su energia di minima ionizzazione e isolamento da associare alla traccia.

Infine i muoni sono organizzati in ordine gerarchico per momento trasverso e parametro di qualità: le 4 tracce dei muoni candidati con l'ordine più alto sono inviati al trigger globale, che ha il compito di accettare o rigettare l'evento al livello di *L1 Trigger*. L'evento viene accettato o rigettato servendosi di tagli su parametri fisici associati agli oggetti calorimetrici e a soglie su quantità globali (i suddetti parametri e le suddette quantità sono forniti dal trigger globale calorimetrico (GCT)²) e (servendosi) di soglie sui parametri fisici associati ai candidati muoni (parametri forniti dal GMT).

¹L'isolamento è un parametro definito per identificare l'attività di particelle attorno alla traccia di un muone. Il numero di particelle attorno alla traccia di un muone caratterizza la quantità di energia depositata nel sistema calorimetrico attorno alla zona di passaggio del muone. Se questa energia è al di sotto di una certa soglia il muone è isolato e probabilmente proviene da un processo interessante.

²Gli oggetti calorimetrici forniti dal GCT sono particelle candidate (come elettroni e fotoni) e getti adronici. Mentre le quantità globali fornite sono energia trasversa mancante E_T^{miss} , somma scalare dell'energia trasversa dei getti adronici (H_T) al di sopra di una certa soglia programmabile.

Capitolo 3

RICOSTRUZIONE DEI MUONI

3.1 Ricostruzione delle tracce di particelle cariche

Per la ricostruzione delle tracce di particelle cariche, prodotte dalle interazioni p - p , vengono utilizzati degli algoritmi che elaborano i punti di passaggio di una data particella carica nei sotto-rivelatori (ovvero le hits); per fare ciò questi algoritmi fanno riferimento alla fisica di una particella carica in moto in un campo magnetico, le quali sono sottoposte alla forza di *Lorentz*.

In questo paragrafo verranno descritti quali sono i parametri fisici che caratterizzano la traiettoria di una particella carica nel rivelatore, calcolati dagli algoritmi durante la ricostruzione; si spiegherà l'effetto del materiale su una particella carica che attraversa il rivelatore e si illustreranno i principali algoritmi utilizzati a CMS nella propagazione di una traiettoria.

3.1.1 Parametri di traccia

Una particella carica in moto in un campo magnetico è sottoposta alla forza di *Lorentz*. Parametrizzando la forza di *Lorentz* con la distanza lungo la traiettoria, $s(t)$, il raggio vettore $\vec{r} = \{x, y, z\}$, che identifica la particella nel sistema di riferimento scelto, soddisfa all'equazione differenziale:

$$\frac{d^2\vec{r}}{ds^2} = \frac{q}{|\vec{p}|} \frac{d\vec{r}}{ds} \times \vec{B} \quad (3.1)$$

dove q e $\vec{p}$ sono rispettivamente la carica elettrica ed il momento della particella e $\vec{B}$ è il campo magnetico.

Dato un campo magnetico omogeneo ed uniforme e scelto un sistema di riferimento con l'asse z parallelo al campo magnetico, le soluzioni dell'equazione 3.1 sono:

$$x(s) = x_0 + \frac{|\vec{p}| \sin \lambda}{qB} \cos\left(\frac{q}{|\vec{p}|B} s + \alpha\right) \quad (3.2)$$

$$y(s) = y_0 + \frac{|\vec{p}| \sin \lambda}{qB} \sin\left(\frac{q}{|\vec{p}|} s + \alpha\right) \quad (3.3)$$

$$z(s) = z_0 + \cos \lambda \quad s \quad (3.4)$$

dove x_0, y_0, z_0 e φ sono parametri definiti dalle condizioni iniziali e λ è l'angolo tra il vettore tangente ad un punto della traiettoria e la direzione del campo magnetico $\vec{B}$. Le relazioni 3.2, 3.3 e 3.4 descrivono un moto ad elica con asse parallelo all'asse z , parametrizzata da $\{x, y, z, \lambda, q/|\vec{p}|\}$. La proiezione del moto sul piano (x, y) è circolare con raggio $R_T = |\vec{p}| \sin \lambda$.

L'equazione 3.1 però non tiene conto di tre fattori importanti che caratterizzano il rivelatore CMS:

1. campo magnetico $\vec{B}$ non uniforme ed omogeneo;
2. perdita di energia delle particelle nel materiale del rivelatore;
3. diffusione multipla delle particelle nel materiale del rivelatore.

Non è quindi possibile costruire degli algoritmi che si basano unicamente sulla equazione 3.1 per la ricostruzione delle tracce.

Negli algoritmi di ricostruzione si tiene conto di un campo magnetico funzione della posizione nel rivelatore. Studi di mappatura del campo magnetico, che stabiliscono direzione, verso e modulo del campo magnetico in ogni punto del rivelatore, sono stati fatti e si trovano in [23]. Si tiene conto anche dell'energia persa a causa della ionizzazione ed eccitazione dei livelli energetici degli atomi costituenti il materiale del rivelatore. La perdita di energia per unità di x (densità per lunghezza) per particelle cariche più pesanti degli elettroni si può calcolare con la formula di *Bethe-Bloch*:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{K}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma}{I} \right) - \beta^2 - \delta(\beta\gamma) \right] \quad (3.5)$$

dove $\beta = v/c$, γ è il fattore di Lorentz, m_e è la massa dell'elettrone, I è l'energia media di ionizzazione e $\delta(\beta)$ è un termine relativistico chiamato effetto densità. Il fattore K è in prima approssimazione una costante indipendente dal materiale con unità di misura espressa usualmente in $MeV cm^2/g$.

L'energia persa per unità di lunghezza in un determinato materiale si ottiene dalla 3.5 moltiplicando per la densità del materiale (espressa in g/cm^3). È allora evidente come soprattutto nei gioghi, data l'elevata densità del ferro, la perdita di energia abbia un ruolo importante per la buona determinazione dei parametri di traccia di un muone. V'è sottolineato che l'equazione 3.5 permette di calcolare la perdita media di energia per un fissato spessore di materiale attraversato, mentre i valori veri si distribuiscono gaussianamente intorno al valore medio. Nella propagazione della traccia le fluttuazioni vengono tenute in considerazione nel calcolo delle incertezze sui parametri della traccia estrapolata.

L'altro effetto dovuto al materiale è la diffusione multipla: la particella carica che attraversa una quantità di materiale subisce delle deviazioni della traiettoria dovute a urti Coulombiani casuali con gli atomi del materiale. Per uno spessore di materiale sufficientemente grande l'angolo di deviazione dalla traiettoria imperturbata in un piano contenente la direzione della traiettoria imperturbata ha una distribuzione gaussiana attorno a zero, la cui semilarghezza è data dalla relazione:

$$\vartheta_0 = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left[1 + 0.38 \ln \left(\frac{x}{X_0} \right) \right] \quad (3.6)$$

dove p , βc , e z sono il momento, la velocità e il numero di carica della particella incidente, x/X_0 è lo spessore attraversato dalla particella in unità di lunghezze di radiazione in un materiale di lunghezza di radiazione X_0 . L'algoritmo di ricostruzione tiene conto della diffusione multipla associando delle incertezze nelle posizioni della traiettoria calcolate durante la costruzione della traccia.

Per descrivere una traiettoria reale, nelle ricostruzioni operate dagli algoritmi vengono usati i parametri $\{x, y, z, q/|\vec{p}|\}$ più i coseni direttori, che definiscono direzione e verso della traccia dal punto (x, y, z) , anziché i parametri $\{x, y, z, \lambda, q/|\vec{p}|\}$ del caso ideale.

3.1.2 Algoritmi di ricostruzione

Gli algoritmi di ricostruzione delle tracce [24] usati nei metodi di ricostruzione cercano di costruire traiettorie con le hits e i segmenti di traccia generati dalle particelle nei sotto-rivelatori. Hits e segmenti sono generati a livello locale da ogni sotto-rivelatore. La procedura seguita dall'algoritmo nella ricostruzione di una traccia si suddivide in 4 fasi.

1. *Trajectory seeding*: in questa fase è individuato un punto iniziale (*seme*) per la ricostruzione della traccia. Il seme può consistere o in una coppia/tripletto di hits compatibili con il punto di interazione dei fasci, oppure in un valore del momento e una direzione iniziali.
2. *Trajectory building*: l'algoritmo in questa fase inizia a costruire la traiettoria nella direzione specificata dalle informazioni del seme. La costruzione procede negli strati di rivelatori successivi a quello del seme con il fine di trovare e includere nell'estrapolazione hits/segmenti compatibili con la traiettoria. Le hits trovate in uno strato di rivelatori vengono usate dall'algoritmo per calcolare la direzione nella quale è più probabile trovare le hits da includere nella traccia. La procedura di costruzione viene fatta in base alle equazioni del moto della particella e tenendo conto della variazione del campo magnetico e degli effetti del materiale, calcolando i parametri e le relative incertezze della traiettoria ed aggiornandoli ogni volta che vengono

trovate nuove hits/segmenti. La tecnica utilizzata viene chiamata *Kalman filter* [25].

3. *Trajectory cleaning*: nella fase di costruzione vengono prodotte tante traiettorie che condividono un vasto numero di hits. Nella fase di *cleaning* queste ambiguità vengono risolte ed un numero massimo di tracce candidate vengono considerate buone per la fase successiva.
4. *Trajectory smoothing*: le traiettorie vengono interpolate con tutte le informazioni disponibili su di esse.

Nella ricostruzione dei muoni vengono utilizzati tre diversi algoritmi.

- *Analytic with material*¹: è l'algoritmo più veloce, ma fa una drastica approssimazione considerando il campo magnetico parallelo all'asse z e non variabile da un punto di propagazione all'altro. La traiettoria viene propagata da uno strato di rivelatori al successivo e gli effetti del materiale sono introdotti solo alla fine di ogni passo di propagazione. Per questi motivi l'*Analytic with material* è usato prevalentemente nel volume del tracciatore al silicio.
- *Runge-Kutta*: anche questo algoritmo di propagazione, come il precedente, è impiegato specialmente nel volume del tracciatore al silicio. In questo caso però si tiene conto delle variazioni del campo magnetico. Per una buona estrapolazione in un campo magnetico variabile viene usato il metodo numerico di Runge Kutta [26] che permette di ottenere una soluzione approssimata delle equazioni del moto.
- *Stepping helix*: questo algoritmo di propagazione è prevalentemente usato per propagare la traiettoria dei muoni al di fuori del tracciatore al silicio. Inoltre, mentre i primi due propagatori sono usati anche per tracce non generate da muoni, lo *stepping helix* è usato principalmente per i muoni. La propagazione della traccia procede per passi consistenti in un pezzo di elica, di 10 *cm* all'interno del tracciatore al silicio e 5 *cm* al di fuori. Ad ogni passo vengono incluse nell'estrapolazione le correzioni dovute al campo magnetico variabile e a effetti del materiale.

3.2 Metodi di ricostruzione dei muoni p - p

La ricostruzione delle tracce dei muoni viene operata *on-line*, dall'HLT, e *off-line*, nell'analisi dell'evento, dagli stessi algoritmi (descritti nel paragrafo 3.1.2),

¹Questo propagatore non è usato nelle versioni più recenti del software di CMS, il CMSSW, dove è rimpiazzato dal *Runge-Kutta*.

col fine di ottenere una traccia con elevata precisione dei parametri fisici associati. Vi sono tre tipi di ricostruzione di traccia per i muoni p - p [24]:

- *stand-alone muon reconstruction*: utilizza solo le informazioni del sistema di rivelazione dei muoni;
- *global muon reconstruction*: correla una traccia ricostruita *stand-alone* con una traccia ricostruita nel tracciatore al silicio per ricostruire una traccia unica;
- *tracker muon reconstruction*: correla una traccia nel tracciatore al silicio con informazioni calorimetriche e informazioni del sistema di rivelazione dei muoni, in particolare utilizzando criteri di compatibilità con le hits nelle camere per i muoni più interne.

Tutti e tre i metodi richiedono che la traccia del muone abbia avuto origine nel punto di interazione dei fasci protone-protone. Nei sottoparagrafi seguenti descriviamo i tre tipi di ricostruzione e il modo specifico in cui operano gli algoritmi coinvolti. Questi tre tipi di ricostruzione sono effettuate anche nel caso dei muoni cosmici, con qualche modifica negli algoritmi riportate nel paragrafo 3.3.

3.2.1 *Stand-alone reconstruction*

La ricostruzione della traccia del muone ha inizio con la determinazione dei parametri iniziali (*stato sorgente*) dai quali ha inizio la costruzione della traiettoria. Lo stato sorgente è dato dai parametri di un seme, che è un segmento di traccia nel caso della ricostruzione *off-line*, o è rappresentato dai parametri calcolati dal *L1 Trigger* nel caso della ricostruzione *on-line* del trigger HLT. Il seme è in qualsiasi caso ricercato nei sotto-rivelatori più interni a CMS. La traccia viene calcolata in modo iterativo tramite l'algoritmo *stepping helix*: i parametri iniziali vengono estrapolati al piano di rivelatori più vicino e aggiornati, tramite interpolazione, con le hits, se presenti, della camera compatibile con l'estrapolazione. Il processo continua per i successivi piani di rivelatori: i parametri della traccia vengono estrapolati da un piano di rivelatori all'altro e aggiornati con le hits trovate nelle camere compatibili con l'estrapolazione, fino a raggiungere il piano di rivelatori più esterno. La propagazione della traiettoria tiene conto di effetti dovuti al materiale attraversato: diffusione multipla e perdite di energia per ionizzazione nelle camere DT e CSC, e bremsstrahlung nei gioghi del campo magnetico di ritorno. Tagli sul valore del χ^2 , ottenuto dopo l'inclusione di un segmento di traccia o di hits nell'interpolazione della traiettoria, permettono di includere o meno le hits o i segmenti nella traccia del muone. Se una hit o un segmento di traccia sono stati esclusi in base al χ^2 o non sono stati trovati in una data camera, la ricerca continua nello strato di rivelatori successivo.

Ad ogni passo i parametri aggiornati della traccia sono utilizzati per identificare la camera successiva che più probabilmente contiene le hits appartenenti alla traccia in costruzione (*navigation*). Questa operazione è uno dei punti delicati della ricostruzione in quanto richiede un elevato tempo di calcolo e da essa dipende l'efficienza di identificazione di un muone.

Per rendere efficiente e veloce l'operazione di *navigation* il rivelatore è suddiviso in strutture gerarchiche, dove ciascuna struttura è descritta da una superficie elementare che approssima la superficie dei suoi costituenti (rivelatori o gruppi di rivelatori). Il primo livello della gerarchia è costituito da una superficie che comprende un insieme di rivelatori: nel barile consiste di superfici cilindriche, ciascuna comprende le MB x ($x = 1, 2, 3, 4$), con x fissato, di tutte le ruote; negli end-caps le superfici sono dischi, ciascuno comprendente un piano di CSC. All'interno di ogni superficie la gerarchia continua e i rivelatori sono organizzati in gruppi con una superficie in comune: le superfici cilindriche del barile sono costituite da piani rettangolari ciascuno contenente le camere MB delle 5 ruote, le camere su una stessa superficie sono quindi contigue in z e hanno la stessa coordinata r e φ . Nelle end-caps i dischi sono suddivisi in corone circolari concentriche che contengono gli anelli di CSC, tutte le camere in un anello sono identificate dallo stesso valore della coordinata r e sono periodiche in φ .

Con questa suddivisione gerarchica l'operazione di *navigation* è ottimizzata: nella zona del barile le superfici sono concentriche, come la disposizione delle camere DT (ed RPC), e la traiettoria di un muone è propagata da una superficie interna ad una più esterna. Quando una superficie cilindrica è interessata, una prima estrapolazione della traiettoria è calcolata verso di essa e la posizione estrapolata in φ è usata per determinare il piano rettangolare più vicino, che viene selezionato. Se l'estrapolazione è prossima al bordo del piano rettangolare e l'errore eccede il bordo, allora anche il piano confinante viene selezionato. Nei piani rettangolari individuati si seleziona la camera DT (ed RPC) compatibile con la coordinata z dell'estrapolazione. Anche in questo caso, se l'estrapolazione è prossima a due camere, le due camere confinanti vengono selezionate in base all'errore nell'estrapolazione in z . Analogamente negli end-caps: i dischi sono disposti in valori della coordinata z crescente rispetto al centro di CMS, come la disposizione delle camere CSC, e la propagazione della traiettoria è fatta da una superficie interna ad una più esterna. Quando un disco è interessato, una prima estrapolazione è calcolata verso di esso e la posizione nella coordinata r dell'estrapolazione è usata per determinare la corona circolare più vicina, che viene selezionata. Se l'estrapolazione è prossima al bordo della corona circolare e l'errore in r eccede il bordo, allora anche la corona circolare confinante è selezionata. Nelle corone circolari individuate si selezionano le camere con la coordinata φ dell'estrapolazione e se l'estrapolazione è prossima a due camere l'errore su φ determina se selezionare le due camere. Nelle camere così selezionate si cercano hits o segmenti di traccia da includere nella traccia del muone.

Per accettare una traiettoria come traccia di un muone almeno due camere, una delle quali deve essere una DT o una CSC, devono avere contribuito all'interpolazione. Questo permette di eliminare segmenti nelle camere DT e CSC dovuti a combinatori. Una volta che la traiettoria viene accettata, i suoi parametri vengono estrapolati al punto di massimo avvicinamento all'asse dei fasci imponendo delle condizioni sul punto di interazione p - p . La traccia ottenuta in questo modo è detta *stand-alone*.

Studi sulla ricostruzione *Stand-alone muon reconstruction* sono stati compiuti utilizzando la simulazione completa di CMS e sono riportati in dettaglio in [24].

3.2.2 Global muon reconstruction

Per ottenere una ricostruzione più accurata della traccia di un muone, si cerca di correlare la traccia *stand-alone* con una traccia nel tracciatore al silicio, ricostruita con uno dei due algoritmi (*Analytic with material* o *Runge Kutta*), e si interpola nuovamente con le hits nel tracciatore e le hits e i segmenti nelle camere di rivelazione dei muoni. In particolare questa ricostruzione è vantaggiosa per la risoluzione in momento trasverso dei muoni: per valori $p_T \leq 200 \text{ GeV}/c$ il tracciatore domina sulla risoluzione in momento rispetto al sistema di rivelazione dei muoni, dove la risoluzione in momento è peggiorata dalla diffusione multipla; mentre per valori superiori ai $200 \text{ GeV}/c$ il sistema di rivelazione dei muoni permette un miglioramento della risoluzione rispetto al tracciatore (si veda Figura 2.6).

L'identificazione della traccia ricostruita dal tracciatore al silicio da correlare al muone *stand-alone* non è banale data la molteplicità di tracce ricostruite da questo rivelatore. Il primo passo è la delimitazione di una regione 'rettangolare' in (η, φ) nel tracciatore nella quale verranno selezionate le tracce di interesse. La regione è definita da sette parametri:

- *origine*: posizione di origine della regione;
- ΔZ : l'intervallo della coordinata z entro cui l'origine della regione deve rientrare;
- ΔR : l'intervallo della coordinata r entro cui l'origine della regione deve rientrare;
- *direzione*: vettore che dà la direzione dall'origine attorno alla quale la regione deve essere aperta;
- $\Delta\varphi$: estensione in φ della regione;
- $\Delta\eta$: estensione in η della regione;

- p_T^{min} : minimo valore del momento trasverso delle tracce all'interno della regione.

L'origine è scelta coincidente con il vertice primario di interazione definito dal *pixel vertex*, oppure coincidente con il punto di interazione nominale dei fasci se il *pixel vertex* non è operativo. ΔZ è definito dal *pixel vertex*, oppure ha un valore fissato se il punto di interazione nominale dei fasci è usato come punto di origine. ΔR ha un valore fissato scelto in base al rivelatore. La traccia *stand-alone* definisce gli altri parametri: la direzione e il p_T^{min} , che permette di stabilire la curvatura della regione nel tracciatore, sono scelti in base alla direzione della traccia e come il 60% del p_T del muone *stand-alone* rispettivamente. Gli intervalli $\Delta\varphi$ e $\Delta\eta$ sono estratti a partire dalla stima sugli errori della direzione del muone *stand-alone*. Definita la regione di interesse all'interno del tracciatore, un algoritmo permette di selezionare, tra tutte le tracce ricostruite nel tracciatore, il sottoinsieme che appartiene alla regione.

Il secondo passo consiste nella scelta delle tracce che in quel sottoinsieme sono correlate spazialmente ed in momento con la traccia del muone *stand-alone*. La correlazione è verificata in un piano sul quale vengono propagate la traccia *stand-alone* e una delle tracce della regione del tracciatore (si veda Figura 3.1). La propagazione attraverso un certo spessore di materiale aumenta i valori degli errori dei parametri della traccia propagati, contenuti nella matrice covariante, tanto di più quanto più grande è lo spessore considerato. Quindi, per minimizzare la matrice covariante, si sceglie un piano che non richiede una propagazione delle tracce entro una elevata quantità di materiale. Allo stesso tempo si richiede che il piano sia tale da ridurre il numero di tracce che risultano correlate al muone *stand-alone*.

Sul piano determinato si estrapolano i parametri $\vec{P}_i$ e le matrici di covarianza delle due tracce di cui si fa uso per calcolare 4 delle 5 variabili discriminatorie:

1. Confronto dei parametri estrapolati delle due tracce tramite il calcolo del relativo χ^2 con le matrici di covarianza delle tracce propagate (C_i)

$$\chi^2 = (\vec{p}_1 - \vec{p}_2)^T [C_1 + C_2]^{-1} (\vec{p}_1 - \vec{p}_2) \quad (3.7)$$

2. Confronto della distanza tra le posizioni delle due tracce sul piano in coordinate locali del piano $\vec{d} = (x, y)$

$$d = \sqrt{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2} \quad (3.8)$$

3. Confronto delle posizioni locali tramite il calcolo del relativo χ^2 locale con le matrici di covarianza locali delle tracce propagate (C_{di})

$$\chi^2 = (\vec{d}_1 - \vec{d}_2)^T [C_{d1} + C_{d2}]^{-1} (\vec{d}_1 - \vec{d}_2) \quad (3.9)$$

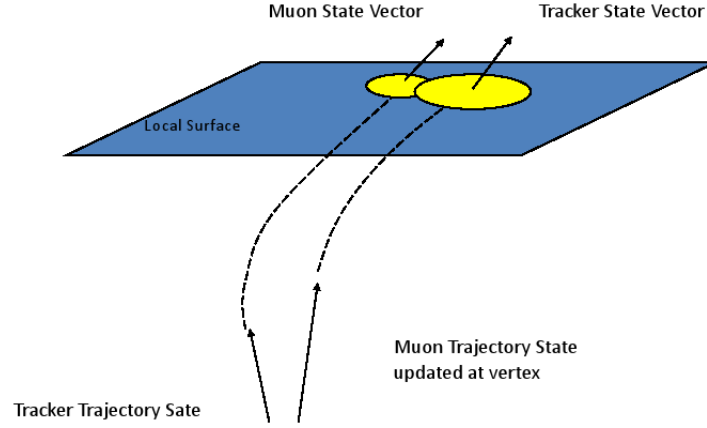


Figura 3.1: Schema della propagazione di una traccia *stand-alone* e di una traccia del tracciatore al silicio su un piano per la verifica della correlazione. Sul piano sono evidenziati gli errori locali, con distribuzione ellissoidale, dei parametri delle due tracce propagati a partire dal vertice primario di interazione.

4. Confronto delle posizioni delle tracce nel piano (η, φ) usando i vettori tangenti alle traiettorie nel punto di intersezione tra traiettorie e piano

$$\Delta R = \sqrt{(\eta_1 - \eta_2)^2 + (\varphi_1 - \varphi_2)^2} \quad (3.10)$$

5. Confronto delle posizioni delle tracce nel piano (η, φ) usando i vettori momento delle traiettorie $(\vec{p}_i)$ definiti al vertice primario di interazione (IP)

$$\Delta R_{IP} = \sqrt{\left(\eta_1^{\vec{p}_1} - \eta_2^{\vec{p}_2}\right)^2 + \left(\varphi_1^{\vec{p}_1} - \varphi_2^{\vec{p}_2}\right)^2} \quad (3.11)$$

Un algoritmo permette di verificare la correlazione di ogni traccia appartenente alla regione selezionata del tracciatore con la traccia *stand-alone* basandosi su tagli sui valori delle 5 variabili definite sopra². Più di una traccia nella regione selezionata del tracciatore può superare i tagli. Le hits di ciascuna di queste tracce vengono interpolate con le hits della traccia *stand-alone* ottenendo un candidato muone globale per ogni traccia del tracciatore nella regione di interesse. Il muone globale scelto tra i candidati è quello con il χ^2 migliore.

Tutte le hits della traccia ricostruita dal tracciatore e della traccia *stand-alone* vengono coinvolte nell'interpolazione del muone globale, ma è anche possibile combinare un sottoinsieme di hits. Questo è particolarmente importante per incrementare la risoluzione in momento di muoni ad alta energia, per i quali sono

²Attualmente il taglio sul χ^2 locale non è utilizzato nell'algoritmo.

frequenti sciame elettromagnetici nei giochi del campo magnetico di ritorno che peggiorano la qualità delle hits del muone *stand-alone*.

Studi sulla ricostruzione *Global muon reconstruction* sono stati compiuti e sono riportati in [24].

3.2.3 Tracker muon reconstruction

Le ricostruzioni globale e *stand-alone* sono degli ottimi metodi di ricostruzione dei muoni quando i segmenti di traccia nelle camere DT e CSC sono ben ricostruiti. Tuttavia, in alcuni casi, può accadere che le informazioni provenienti dal sistema di rivelazione dei muoni non siano sufficienti alla ricostruzione di un muone *stand-alone*. Questo è vero, ad esempio, per i muoni con un momento trasverso relativamente basso, al di sotto di $6 - 7 \text{ GeV}$, o per muoni che abbiano attraversato zone di confine tra le ruote del barile (si veda Figura 2.4).

Un metodo di ricostruzione dei muoni complementare, consiste nel considerare tutte le tracce del tracciatore e identificare con la traccia di un muone quella traccia che risulta compatibile con depositi energetici nei calorimetri e segnali nel sistema di rivelazione dei muoni. Un muone identificato con questo metodo prende il nome di *tracker muon*.

L'algoritmo di ricostruzione di un *tracker muon* seleziona le tracce nel tracciatore con un valore di momento trasverso superiore ad una certa soglia configurabile. Per ogni traccia selezionata viene calcolata una estrapolazione attraverso il sistema calorimetrico. L'algoritmo che calcola l'estrapolazione è quello usato per la ricostruzione dei muoni *stand-alone* e dei muoni globali (*Stepping Helix*). Le tracce sono propagate fino alla superficie del sistema calorimetrico, all'interno del quale la propagazione procede per passi: 4 passi nell'ECAL e 20 passi nell'HCAL. Le energie dei cristalli nell'ECAL e delle torri calorimetriche nell'HCAL che vengono attraversate dall'estrapolazione sono calcolate e salvate assieme ad altre informazioni del muone.

All'uscita del sistema calorimetrico la propagazione continua nel sistema di rivelazione dei muoni alla ricerca di segmenti nelle camere DT e CSC compatibili con la traccia estrapolata. L'algoritmo utilizzato è ancora lo *Stepping Helix*. Il numero minimo di segmenti richiesti per confermare la traccia come traccia di un muone è configurabile.

L'algoritmo di ricostruzione del *tracker muon* salva tutte le informazioni rilevanti per poter stabilire se la traccia nel tracciatore è da identificare con la traccia di un muone. I criteri che si impiegano per tale identificazione sono riportati in [27]. La traccia di un *tracker muon* non viene interpolata impiegando le hits del tracciatore e le hits delle camere DT e CSC, quindi il momento associato alla traccia è quella misurata dal tracciatore al silicio.

Studi sulla ricostruzione *Tracker muon reconstruction* sono stati compiuti e sono riportati in [24].

3.3 Metodi di ricostruzione dei muoni cosmici

Una efficiente ricostruzione dei muoni cosmici è importante perché permette di studiare le prestazioni di CMS e dei suoi sotto-rivelatori di tracciatura già nella fase precedente alla partenza di LHC. Inoltre permette di capire l'incidenza del fondo di muoni cosmici rispetto agli eventi di collisione, in particolare per processi rari di nuova fisica.

I metodi di ricostruzione dei muoni cosmici sono gli stessi utilizzati per i muoni p - p : *stand-alone muon reconstruction* e *global muon reconstruction*. Il metodo *tracker muon reconstruction* non viene usato. Gli algoritmi impiegati nella ricostruzione di muoni p - p sono stati adattati alle caratteristiche dei muoni cosmici [28] e seguono la stessa procedura riportata in 3.1.2.

Diversamente dai muoni p - p , che sono originati nel punto di interazione dei fasci ad un determinato istante di tempo definito dal *bunch crossing* di appartenenza ed escono dal rivelatore radialmente, i muoni cosmici entrano prevalentemente dalla parte superiore del rivelatore con direzione e tempo di arrivo casuali. Il rivelatore CMS è costruito simmetrico attorno all'asse z proprio per sfruttare la topologia degli eventi nelle interazioni p - p : le particelle prodotte nelle collisioni possono avere una qualsiasi direzione attorno al punto di interazione. Gli algoritmi sfruttano questa simmetria nelle loro ricostruzioni (si pensi al processo di *navigation*: le tracce vengono estrapolate da una superficie di rivelatori più interna ad una più esterna, essendo le particelle prodotte nel punto centrale di CMS ed uscenti dal rivelatore. La ricostruzione non presenta differenze se una data particella ha una certa direzione in φ piuttosto che un'altra (simmetria attorno all'asse z)). Per le tracce dei muoni cosmici la simmetria del rivelatore non rappresenta un vantaggio. In questo caso conviene pensare al rivelatore come composto da due emisferi: un piano contenente l'asse z e parallelo alla superficie terrestre divide il rivelatore in un emisfero superiore ed uno inferiore. I raggi cosmici entrano dall'emisfero superiore e, a seconda della loro energia e direzione, possono attraversare tutti e due gli emisferi, solo una parte di questi, oppure solo una parte dell'emisfero superiore. In Figura 3.2 sono illustrati un muone p - p e alcuni muoni cosmici.

3.3.1 Differenze nella ricostruzione *stand-alone*

Le hits/segmenti ricostruiti nei sotto-rivelatori più esterni nella zona del barile e delle end-caps sono preferite alle hits/segmenti ricostruiti nella zona più interna come seme per iniziare la costruzione della traccia del muone cosmico. La direzione iniziale della traiettoria calcolata dal seme non è limitata dalla richiesta che la traccia provenga dal punto di interazione dei fasci p - p . Il momento di tutti i muoni cosmici è considerato sempre rivolto verso il basso, essendo la maggior parte di questi muoni diretti dall'alto verso il basso.

La procedura di *navigation* è differente rispetto al caso dei muoni p - p [28].

Per i muoni p - p la direzione nella quale viene propagata una traccia non cambia, partendo da un seme in uno dei rivelatori più interni si propaga la traiettoria sempre verso l'esterno in direzione radiale, da una superficie più vicina al punto di interazione ad una più lontana. Per i muoni cosmici la direzione di propagazione può cambiare. In Figura 3.2(c), dove il muone attraversa la zona del barile, la propagazione procede dalla superficie di sotto-rivelatori più esterna a quelle più interna nell'emisfero superiore e dalla superficie più interna a quella più esterna nell'emisfero inferiore. Le ricostruzioni dei tratti di traccia nei due emisferi è fatta indipendentemente, come se i due tratti fossero relativi a due muoni (ricostruzione 2 – *leg*). Solo in un secondo momento i due tratti di traccia possono essere correlati a formare un'unica traiettoria (ricostruzione 1 – *leg*). In Figura 3.2(e) la direzione di propagazione procede dall'esterno verso l'interno nell'end-cap e dall'interno verso l'esterno nel barile. Un algoritmo speciale è richiesto nei casi di muoni come in Figura 3.2(b), dove la traiettoria interessa solo una parte del sistema di rivelazione dei muoni nel barile. La propagazione della traccia coinvolgerebbe la stessa superficie di rivelatori due volte. In particolare la superficie cilindrica più interna sarebbe coinvolta come superficie di partenza e di arrivo di un tratto della propagazione. Questa situazione potrebbe comportare dei problemi di ricostruzione. La ricostruzione procede allora nel modo seguente: dopo che la propagazione e l'interpolazione del tratto di traccia compreso tra il punto di ingresso del muone e la superficie cilindrica più interna sono state completate, gli ultimi parametri estrapolati e aggiornati della traiettoria vengono propagati verso l'interno del rivelatore su un piano virtuale, dove saranno utilizzati come seme per il secondo tratto di traccia. Il piano virtuale è costruito perpendicolare alla direzione data dagli ultimi parametri propagati e contiene il punto di origine del sistema di riferimento di CMS. La propagazione per la costruzione del tratto di traiettoria rimanente procede partendo dal nuovo seme definito sul piano virtuale in direzione opposta (dall'interno verso l'esterno del rivelatore).

3.3.2 Differenze nella ricostruzione *global*

Solo una minima parte ($\sim 1 - 2\%$) dei muoni cosmici che triggerano il rivelatore attraversa anche il tracciatore al silicio, a causa del volume ridotto di quest'ultimo rispetto al volume del rivelatore e della direzione casuale dei muoni cosmici. Questi muoni possono essere ricostruiti globali se si ricostruisce la loro traccia all'interno del tracciatore. L'algoritmo di ricostruzione delle tracce dei muoni cosmici nel tracciatore è dedicato unicamente a questo scopo. Una sua descrizione si trova in [29].

Per ogni muone *stand-alone* solo le tracce nel tracciatore le cui direzioni del momento sono correlate entro una regione (η, φ) sono selezionate, applicando un taglio sulla variabile 3.11. Un criterio di correlazione molto più largo rispetto a quello usato nella ricostruzione dei muoni p - p , giustificato dalla bassa molteplicità

di tracce all'interno del tracciatore rispetto al caso delle interazioni tra protoni, in cui vengono prodotte una quantità enorme di particelle cariche.

Le tracce selezionate nel tracciatore vengono fittate con le hits del muone *stand-alone*, ottenendo dei candidati muoni globali. Una sola coppia (traccia *stand-alone* e traccia nel tracciatore) viene selezionata alla fine del processo per ogni muone *stand-alone*, quella che costituisce il muone globale candidato con un valore del χ^2 (relativo all'interpolazione complessiva delle hits componenti la coppia di tracce) entro certi tagli. Nei casi come quello illustrato in Figura 3.2(c) la traccia *stand-alone* nell'emisfero superiore e quella nell'emisfero inferiore vengono ricostruite globali indipendentemente, pur appartenendo ad uno stesso muone (ricostruzione 2 – *leg*). Se entrambi gli *stand-alone* vengono ricostruiti globali, allora condividono la stessa traccia nel tracciatore. La ricostruzione può anche associare i due muoni globali ad un'unica traccia (ricostruzione 1 – *leg*).

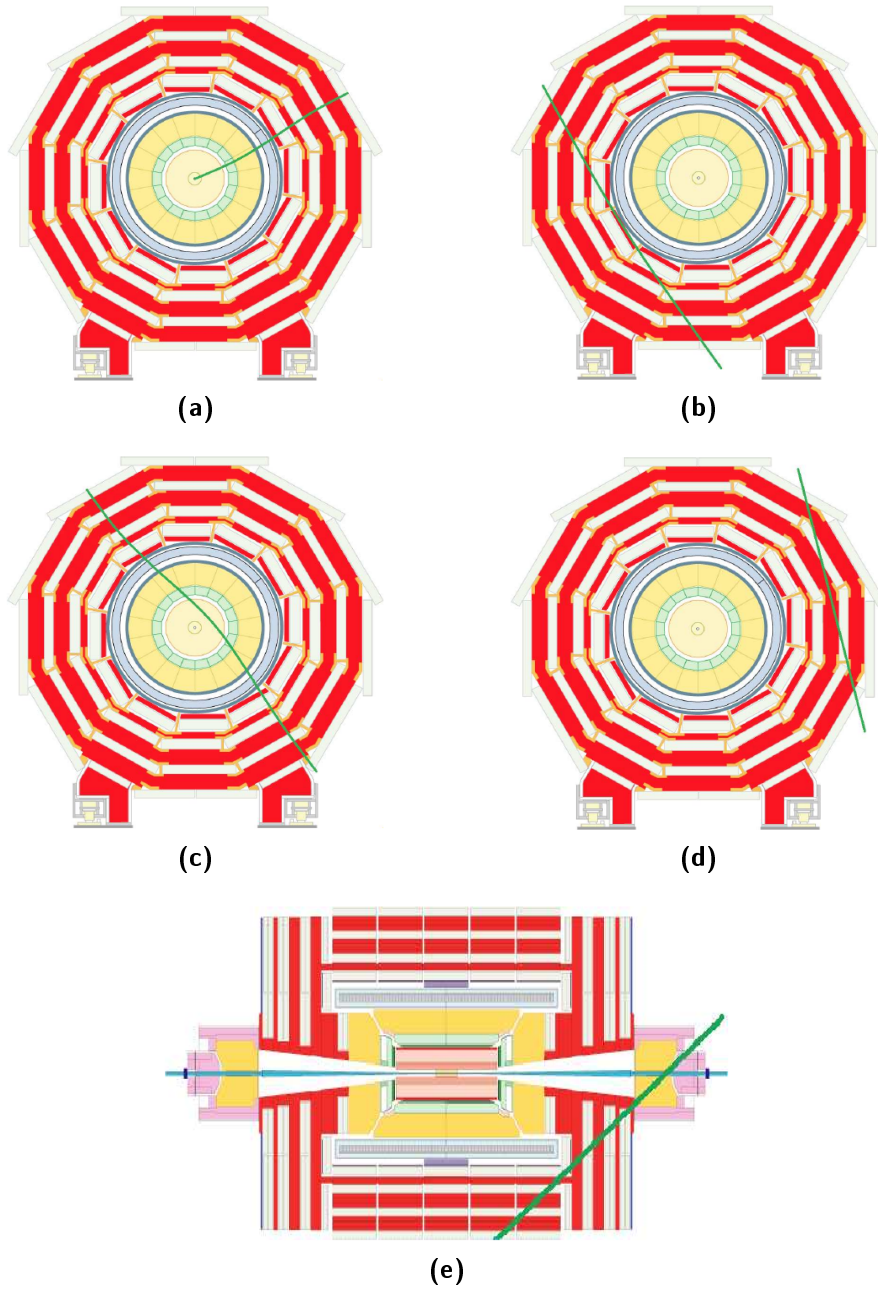


Figura 3.2: (a) Muone generato da una collisione $p-p$. Esso è prodotto al centro del rivelatore e si propaga verso l'esterno radialmente. (b) Muone cosmico che si propaga dall'emisfero superiore a quello inferiore senza coinvolgere i rivelatori interni al solenoide superconduttore. (c) Muone cosmico che si propaga dall'emisfero superiore a quello inferiore coinvolgendo i rivelatori interni al solenoide, ed in particolare il tracciatore al silicio che ne rivela la traccia. (d) Muone cosmico che coinvolge solo una parte dei due emisferi. (e) Muone cosmico entrante in uno degli end-cap e uscente nella zona del barile. Si può verificare anche il viceversa.

Capitolo 4

STUDIO DELLE PRESTAZIONI DEL RIVELATORE

In questo capitolo è descritta l'analisi delle prestazioni del rivelatore. In particolare nel paragrafo 4.3 è illustrato lo studio di efficienza di ricostruzione dei segmenti nelle camere DT e nel paragrafo 4.4 lo studio di efficienza di ricostruzione dei muoni *stand-alone* nella zona del barile.

Il campione di dati utilizzato è costituito da muoni prodotti da interazioni di raggi cosmici primari con l'atmosfera terrestre. I raggi cosmici primari, costituiti da protoni (85%), particelle α (11%), adroni (2%) ed elettroni (2%), interagendo con i nuclei degli elementi costituenti gli strati più alti dell'atmosfera producono elettroni, positroni, fotoni ed adroni. Tra questi ultimi vi sono pioni e kaoni i cui canali di decadimento leptonici:

$$(\pi^\pm, K^\pm) \longrightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \quad (4.1)$$

sono caratterizzati dalla presenza di un muone nello stato finale.

I muoni costituiscono la frazione principale dei raggi cosmici a livello del mare, come mostra la Figura 4.1 [30], e possono essere rivelati facilmente dal sistema di rivelazione dei muoni e dal tracciatore al silicio di CMS. Anche se il rivelatore si trova a 100 *m* al di sotto della superficie terrestre, i muoni cosmici possono raggiungere il rivelatore sia dal pozzo attraverso il quale è stato calato l'apparato in fase di costruzione, sia, per muoni al di sopra di una soglia di momento dell'ordine di 50 *GeV/c*, attraversando lo strato di roccia sovrastante (la cui densità media è pari a $\rho \sim 2.5 \text{ g/cm}^3$).

I muoni cosmici utilizzati in questa analisi sono stati acquisiti nel periodo Ottobre-Novembre 2008, durante la sessione di presa dati chiamata CRAFT (*Cosmic Run At Four Tesla*). Durante questo turno di presa dati si sono raccolti complessivamente circa 300 milioni di eventi acquisiti tramite filtri di trigger dedicati, forniti sia dalle camere DT che dalle RPC. La frequenza di trigger caratteristica fornita dall'apparato delle camere DT era di circa 250 *Hz*.

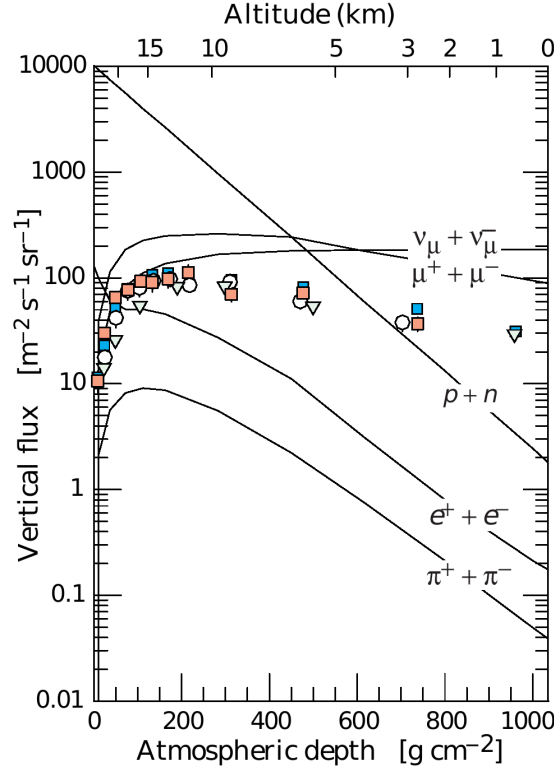


Figura 4.1: Flussi verticali stimati dei raggi cosmici con $E > 1 \text{ GeV}$ nell'atmosfera. I punti mostrano le misure per i muoni con $E_\mu > 1 \text{ GeV}$.

Tutti i risultati presentati in seguito sono ottenuti restringendosi al sotto-campione di dati in cui tutti i sotto-rivelatori della regione del barile erano inseriti nella catena di acquisizione dati DAQ.

I risultati presentati sono stati confrontati con quelli prodotti da simulazioni Monte Carlo di muoni da raggi cosmici; si è utilizzato un campione di 20 milioni di eventi.

4.1 Segmenti di traccia ricostruiti dalle camere DT

Come spiegato nel Capitolo 2, un segmento è costituito da un insieme di hits generate da una data camera DT o CSC in seguito al passaggio di un muone. La qualità di un segmento, ovvero la precisione dell'informazione sui parametri del tratto di traccia rappresentato dal segmento, è legata al numero di hits che lo costituisce. Tanto più è alto il numero di hits per segmento, tanto più i parametri di una traccia saranno precisi.

Di seguito si riportano le distribuzioni del numero di hits per un segmento di muone cosmico nelle camere DT. In queste camere un segmento è costituito dalle hits generate dai due $SL\varphi$, di cui è riportata la distribuzione in Figura 4.2, e dalle hits generate dal $SL\vartheta$ nelle camere MB1, MB2 ed MB3, di cui è riportata la distribuzione in Figura 4.3. Le distribuzioni sono confrontate con quanto atteso dai dati simulati Monte Carlo.

Soffermiamoci sulla distribuzione delle hits generate dai due $SL\varphi$ per segmento: essa è piccata a $N_{hits}^{SL\varphi} = 8$, ovvero una buona parte dei muoni genera segmenti in tutti e 4 i piani di celle costituenti ciascun $SL\varphi$. Si noti che la distribuzione non è nulla per valori di $N_{hits}^{SL\varphi}$ superiori a 8. Vi è infatti una piccola quantità di segmenti rispetto al totale che sono costituiti da $N_{hits}^{SL\varphi}$ pari a 9 o 10. Questi segmenti sono prodotti da muoni cosmici in cui l'angolo nel piano trasverso del rivelatore tra la direzione della traiettoria e la normale alla camera è molto grande, ed è tale che la traiettoria attraversa due celle adiacenti appartenenti allo stesso piano di celle di deriva di un SL (si veda Figura 2.9). In questo modo il muone può generare più di 4 hits in un $SL\varphi$, con la possibilità di generare più di 8 hits nei due $SL\varphi$. Va notato che questa situazione non si verifica praticamente mai negli eventi di collisione p - p . Oltre al picco principale a $N_{hits}^{SL\varphi} = 8$ vi è anche un picco a $N_{hits}^{SL\varphi} = 4$, che rappresenta i segmenti in cui sono state generate solo le hits nei 4 piani di celle di uno dei due $SL\varphi$.

La distribuzione delle hits generate nel $SL\vartheta$ mostra che i segmenti hanno una buona informazione nel piano longitudinale del rivelatore poichè $N_{hits}^{SL\vartheta} = 4$ per la maggior parte dei segmenti e almeno 3 hits sono sempre presenti quando il muone è rivelato da questo SL. In alcuni casi il passaggio del muone non è rivelato dal $SL\vartheta$ (si noti che il bin corrispondente a $N_{hits}^{SL\vartheta} = 0$ in Figura 4.3 non è vuoto) pur essendo presente un segmento, che evidentemente possiede solo le informazioni nel piano trasverso. Anche il numero di hits generate dal $SL\vartheta$ può essere superiore a 4. Infatti segmenti generati da muoni cosmici in cui l'angolo nel piano longitudinale del rivelatore tra la direzione della traiettoria e la normale alla camera è tale che la traiettoria attraversa due celle adiacenti appartenenti allo stesso piano di celle di deriva di un SL, possono essere costituiti da più di 4 hits.

Dalle distribuzioni riportate si può concludere che la qualità dei segmenti è complessivamente buona, poichè nella maggior parte dei casi il numero di hits che costituisce un segmento è elevato; tuttavia la qualità attesa per i segmenti è migliore di quella reale, come si può osservare nelle distribuzioni Monte Carlo. La discrepanza tra dati e Monte Carlo è al momento sotto studio, ed è probabilmente dovuta a una non perfetta calibrazione dei tempi di deriva nei dati reali, cui la 'pattern recognition' dei segmenti è molto sensibile in particolare per tracce molto inclinate.

Informazioni importanti possono essere ricavate confrontando l'angolo φ lo-

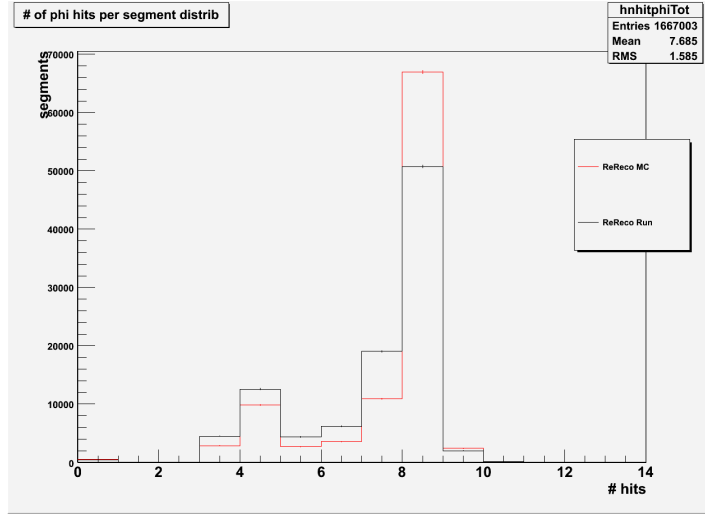


Figura 4.2: Distribuzione del numero di hits generate dai $SL\varphi$ per segmento ricostruito da una camera DT.

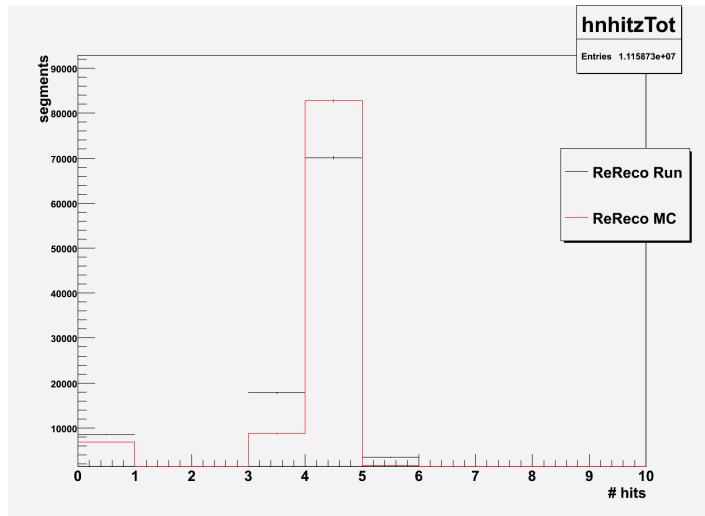


Figura 4.3: Distribuzione del numero di hits generate dai $SL\theta$ per segmento ricostruito da una camera DT.

cale del segmento nel piano trasverso¹ tra i segmenti ricostruiti in camere DT consecutive ($\Delta\varphi_{locsegm}$). In particolare si possono ricavare informazioni sull'allineamento delle camere e sulla curvatura delle tracce (e quindi sui valori del campo magnetico nei gioghi).

In Figura 4.4 riportiamo le distribuzioni $\Delta\varphi_{locsegm}$ per segmenti appartenen-

¹L'angolo locale è misurato rispetto al piano della camera DT

ti allo stesso tratto di traccia ricostruito *stand-alone* in due camere successive. Riassumiamo in tabella 4.1 e 4.2 i valori delle interpolazioni gaussiane delle distribuzioni.

Tabella 4.1: Risultati dei valori medi e del parametro di risoluzione (σ) del fit gaussiano alle distribuzioni per i μ^+ .

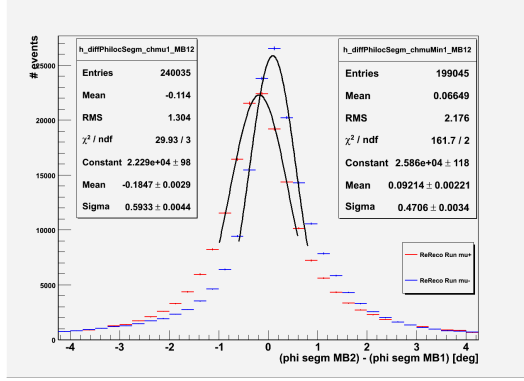
Camere	Dati		MC	
	σ (deg)	centr (deg)	σ (deg)	centr (deg)
MB1 - MB2	0.59	-0.185 ± 0.003	0.48	-0.140 ± 0.002
MB2 - MB3	0.65 ± 0.01	-0.125 ± 0.004	0.73 ± 0.01	-0.281 ± 0.004
MB3 - MB4	0.78	-0.220 ± 0.004	0.70 ± 0.01	-0.396 ± 0.005

Tabella 4.2: Risultati dei valori medi e del parametro di risoluzione (σ) del fit gaussiano alle distribuzioni per i μ^- .

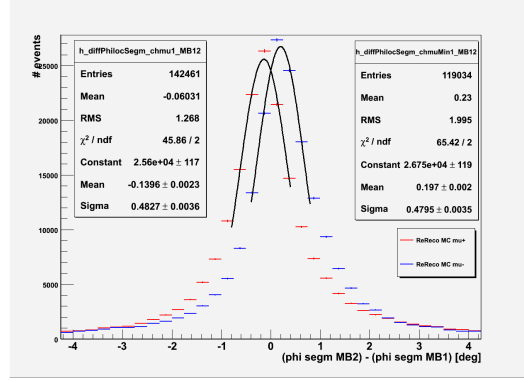
Camere	Dati		MC	
	σ (deg)	centr (deg)	σ (deg)	centr (deg)
MB1 - MB2	0.47	0.092 ± 0.002	0.48	0.197 ± 0.002
MB2 - MB3	0.70 ± 0.01	0.206 ± 0.004	0.77 ± 0.01	0.327 ± 0.004
MB3 - MB4	0.87 ± 0.01	0.309 ± 0.004	0.85 ± 0.01	0.440 ± 0.004

la differenza tra i valori medi osservati per i μ^+ ed i μ^- si spiega con effetti di disallineamento tra i SL delle singole camere che sono al momento sotto studio. Per una data coppia di camere (ad esempio MB1-MB2), la somma dei moduli dei valori medi ottenuti per le popolazioni μ^+ e μ^- , che è insensibile al misallineamento, risulta inoltre inferiore nei dati rispetto alla corrispondente quantità nel Monte Carlo. Questo significa che la curvatura di una traccia nel piano trasverso nella zona del sistema di rivelazione dei muoni del barile è più bassa di quella attesa. Ciò si spiega con un campo magnetico all'interno dei gioghi minore rispetto alle mappe in uso nella simulazione MC dei muoni cosmici. Uno studio dettagliato di questo problema e dei suoi effetti sugli algoritmi di ricostruzione globale è tutt'ora in corso.

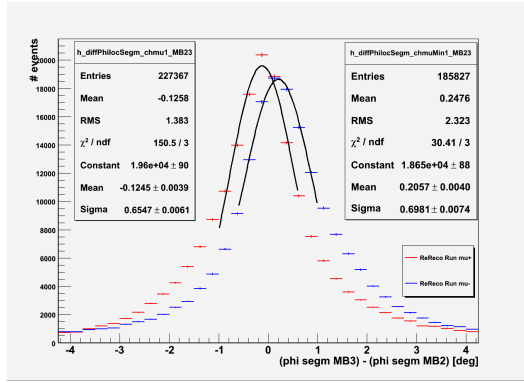
La larghezza delle distribuzioni è dominata dalla dispersione in momento dello spettro dei muoni cosmici e dalla diffusione multipla.



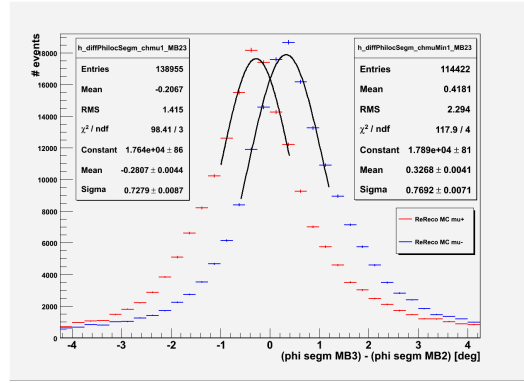
(a) Dati: segmenti in MB1 - MB2



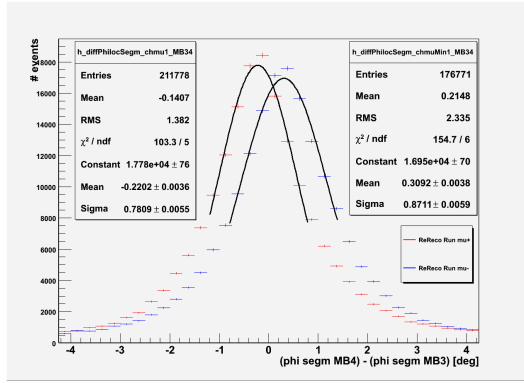
(b) MC: segmenti in MB1 - MB2



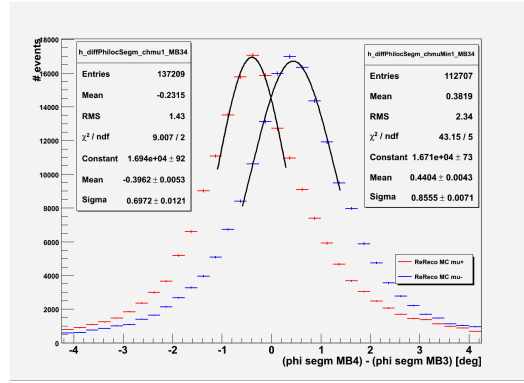
(c) Dati: segmenti in MB2 - MB3



(d) MC: segmenti in MB2 - MB3



(e) Dati: segmenti in MB3 - MB4



(f) MC: segmenti in MB3 - MB4

Figura 4.4: Distribuzione della differenza tra l'angolo φ locale di due segmenti appartenenti alla stessa traccia *stand-alone* e a camere DT consecutive. A sinistra sono riportati i grafici relativi ai dati e a destra quelli relativi ai MC. La distribuzione è calcolata separatamente per muoni di carica positiva (in rosso) e muoni di carica negativa (in blu).

4.2 Risoluzione in momento trasverso delle tracce

I muoni cosmici permettono di valutare con quale risoluzione si riesce a misurare il momento trasverso di una traccia muonica nella zona del barile dell'apparato. Nel calcolo della risoluzione ci riferiremo in particolare all'inverso dell'impulso trasverso, quantità proporzionale alla grandezza effettivamente misurata che è la sagitta della traiettoria.

Dato un muone cosmico in cui un tratto di traiettoria è ricostruito *stand-alone 2-leg* (si veda Capitolo 3) con impulso $p_T^{STA2-leg}$ e un tratto ricostruito dal tracciatore al silicio con impulso p_T^{TRK} , calcoliamo:

$$\delta = \frac{1/p_T^{TRK} - 1/p_T^{STA2-leg}}{1/p_T^{TRK}} \quad (4.2)$$

In particolare selezioniamo eventi con un muone cosmico in cui il tratto di traccia *stand-alone 2-leg* è ricostruito nell'emisfero superiore del rivelatore e con almeno un numero di hits pari a $N_{hits} = 25$.

Le distribuzioni di δ per sei diversi intervalli di momento trasverso p_T^{TRK} sono riportate nelle Figure 4.5-4.10 rispettivamente. Riassumiamo in tabella 4.3 i risultati per il valor medio e la dispersione delle distribuzioni ottenuti dai fit con le curve gaussiane mostrate nelle figure.

Tabella 4.3: Risoluzione in p_T per diversi intervalli di impulso.

Intervallo di p_T (GeV)	Dati		MC	
	Risoluzione (%)	Centr	Risoluzione (%)	Centr
5 – 10	28	0.28	34 ± 1	0
10 – 20	33	0.23	32	0.02
20 – 30	32 ± 1	0.26	33	0.02
30 – 45	29	0.23	33	0.01
45 – 80	29	0.21	36	0
≥ 80	51 ± 1	0.21 ± 0.01	50 ± 1	0.01

Sia nei dati che nel MC il valore del momento $p_T^{STA2-leg}$ e p_T^{TRK} è quello valutato nel punto della traccia più vicino al centro di CMS, tenendo conto della perdita di energia attesa nell'attraversamento del materiale del rivelatore a partire dall'ultimo piano di misura. Le distribuzioni sono centrate sistematicamente su valori positivi per i dati (e in misura molto più piccola nel MC). Questo fatto è legato ad una sottostima (dell'ordine del 20 – 25%, crescente con la distanza radiale dal centro di CMS) dei valori del campo magnetico nei giochi di ferro, presente nella mappa del campo magnetico utilizzata dagli algoritmi di ricostruzione, di cui si è già accennato nel paragrafo precedente.

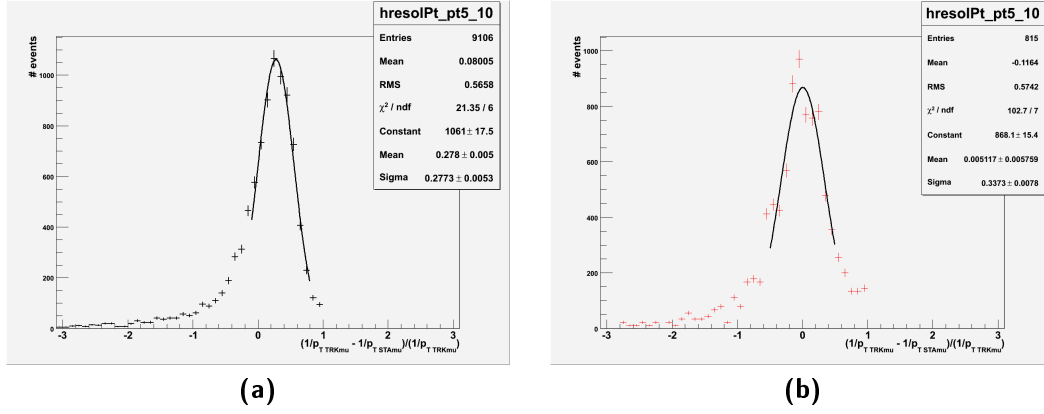


Figura 4.5: Risoluzione in p_T per dati (a) e MC (b) nell'intervallo di p_T (5, 10) GeV.

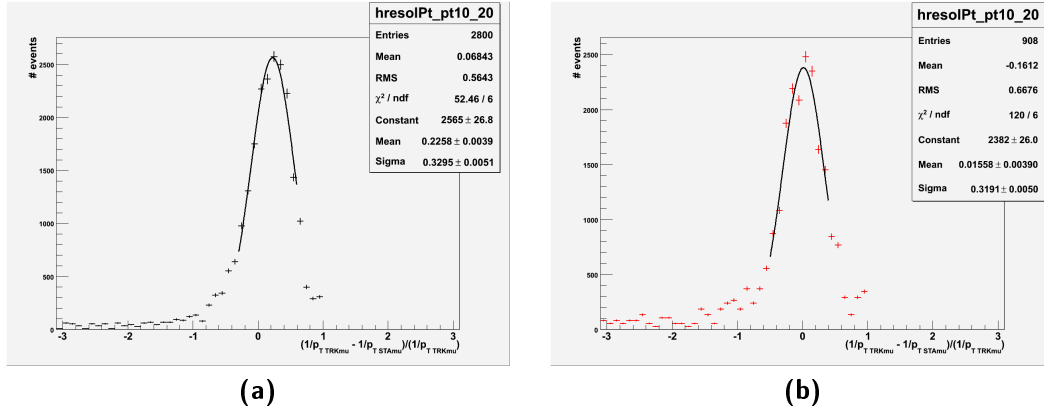


Figura 4.6: Risoluzione in p_T per dati (a) e MC (b) nell'intervallo di p_T (10, 20) GeV.

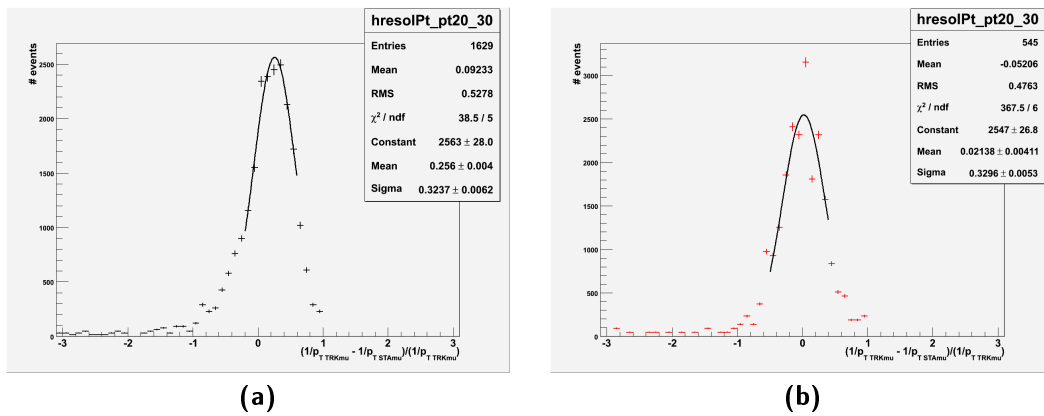


Figura 4.7: Risoluzione in p_T per dati (a) e MC (b) nell'intervallo di p_T (20, 30) GeV.

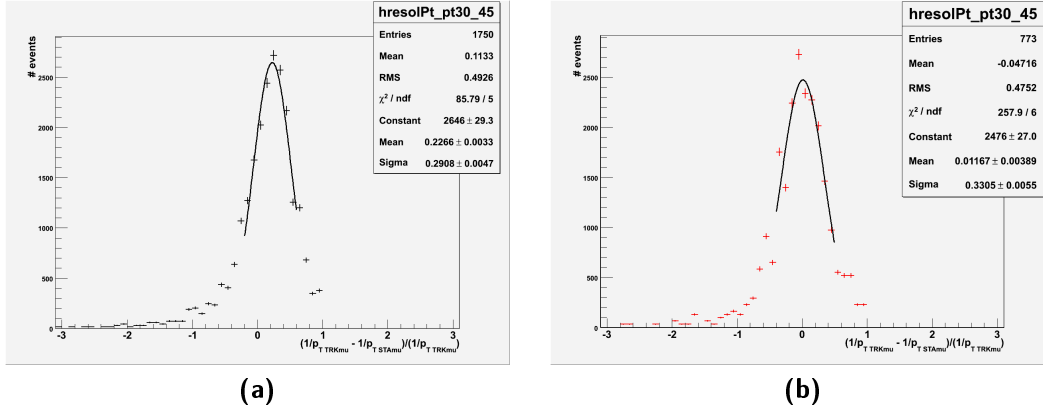


Figura 4.8: Risoluzione in p_T per dati (a) e MC (b) nell'intervallo di p_T (30, 45) GeV.

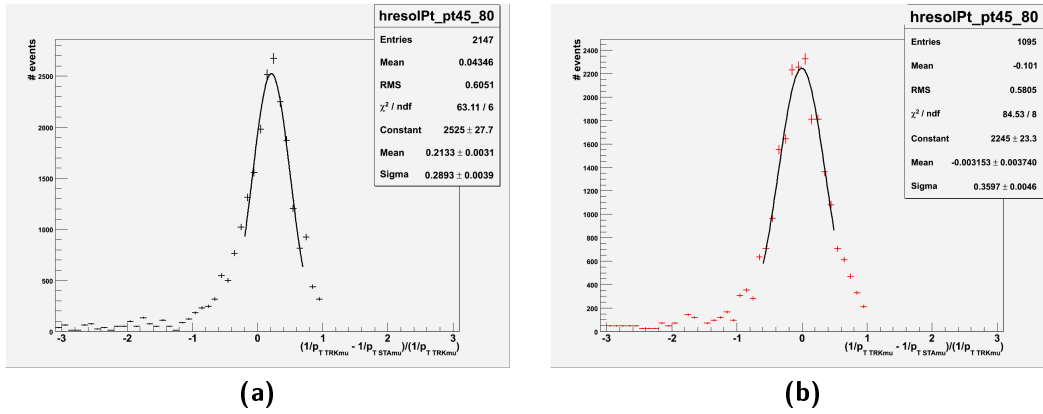


Figura 4.9: Risoluzione in p_T per dati (a) e MC (b) nell'intervallo di p_T (45, 80) GeV.

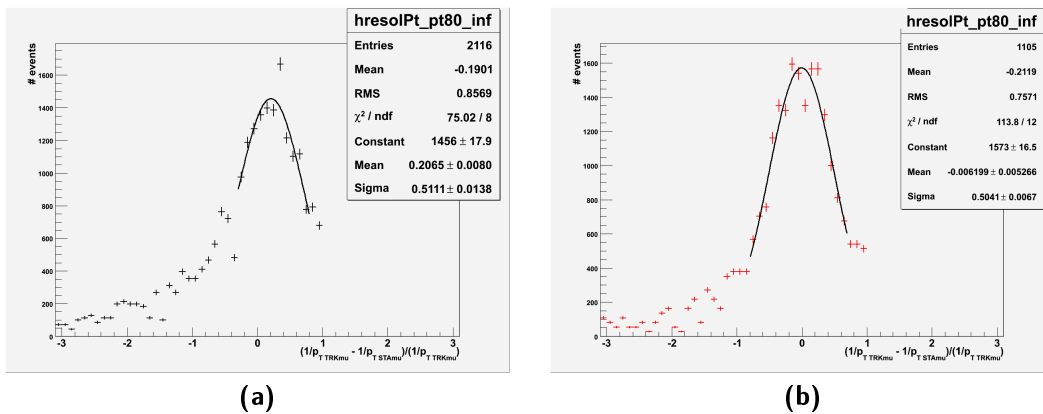


Figura 4.10: Risoluzione in p_T per dati (a) e MC (b) per p_T maggiori di 80 GeV.

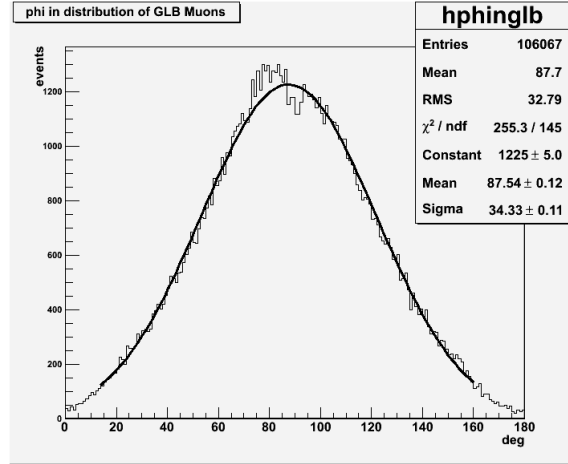


Figura 4.11: Angolo di incidenza dei muoni cosmici nel piano trasverso (r, φ) .

4.3 Efficienze di ricostruzione dei segmenti nelle camere DT con muoni cosmici

L'apparato di rivelazione dei muoni di CMS è chiaramente stato progettato e costruito per la rivelazione dei muoni prodotti nelle interazioni p - p fornite da LHC. Lo studio delle efficienze di ricostruzione dei segmenti di traccia è stato realizzato con muoni cosmici; è necessario dunque selezionare opportunamente gli eventi per restringersi a topologie simili a quelle di eventi da collisioni p - p , in modo tale da non introdurre delle sottostime o sovrastime (*bias*) nel valore calcolato dell'efficienza. Nel seguito verranno quindi considerati soltanto gli eventi in cui la traccia muonica abbia attraversato il volume del tracciatore al silicio; su tali eventi è possibile utilizzare l'algoritmo di ricostruzione globale.

Nel grafico 4.11 è riportata la distribuzione dell'angolo di incidenza dei muoni cosmici rispetto alla superficie terrestre nel piano trasverso del rivelatore. La maggior parte dei muoni cosmici, circa l'82% del totale, hanno direzioni comprese nell'intervallo $45^\circ \leq \varphi \leq 135^\circ$ e attraversano pertanto le camere dei settori 3, 4, 5, 9, 10 e 11 (si veda la Figura 2.5). Queste saranno le camere di cui verrà misurata l'efficienza.

4.3.1 Studio sulla distanza tra segmento ed estrapolazione di un muone in una camera DT

Al fine di stabilire un criterio di associazione tra la posizione di attraversamento di un muone e la posizione di un segmento realmente ricostruito in una camera, necessario per il calcolo di efficienza della camera stessa, studiamo le di-

stribuzioni delle distanze tra i punti estrapolati a partire dal tracciatore centrale e i segmenti ricostruiti.

Come visto nel Capitolo 3 una traccia di un muone cosmico può essere ricostruita attraverso due distinte realizzazioni dell’algoritmo di ricostruzione. Col metodo *1-leg* tutte le hits nell’intero rivelatore vengono utilizzate per ricostruire la traccia complessiva del muone cosmico attraverso tutto CMS. Nel metodo *2-leg* invece la traccia viene separata appunto in due ‘gambe’, rispettivamente nell’emisfero superiore ed inferiore di CMS; con tale configurazione cioè le informazioni delle hits delle camere DT nella parte superiore ed inferiore di CMS vengono usate assieme a quelle del tracciatore per ricostruire due tracce separate e, dal punto di vista delle camere DT, indipendenti ². Si vuole in tal modo riprodurre in un evento di muone cosmico la topologia di un evento da interazione *p-p*, nel quale i muoni provengono dalle vicinanze del punto di interazione e si propagano verso l’esterno del rivelatore. Tale metodo di ricostruzione in emisferi distinti consente di attuare diverse strategie di valutazione delle prestazioni del rivelatore, tra cui quella che verrà presentata di seguito.

Inoltre, un algoritmo di estrapolazione (*stepping helix propagator*) che procede per passi successivi, di lunghezza variabile a seconda della regione di rivelatore attraversata, dato un tratto di traccia ricostruito globalmente *2-leg*, calcola i parametri del tratto di traccia che completa la traiettoria del muone in un emisfero propagandola nell’emisfero opposto, tenendo conto dei valori del campo magnetico nel volume del rivelatore e degli effetti di interazione col materiale.

In una data camera DT l’algoritmo di ricostruzione locale dei segmenti di traccia associa ad ogni segmento ricostruito un punto p_1 sul piano mediano della camera parallelo ai SL. L’associazione avviene in base alle posizioni delle hits del segmento nei $SL\vartheta$ e $SL\varphi$: le hits nei $SL\varphi$ determinano le coordinate di p_1 nel piano trasverso (r, φ) , mentre quelle nel $SL\vartheta$ ne determinano la coordinata z .

Consideriamo una camera DT attraversata dall’extrapolazione della traccia: indicheremo con p_2 l’intersezione tra l’extrapolazione e il piano mediano della camera. Se in quest’ultima è presente il segmento generato dal passaggio del muone, indicheremo con $d_{segm-estr}$ la distanza nel piano trasverso tra p_1 e p_2 , che quindi è la distanza in una data camera tra il segmento appartenente alla traccia *stand-alone* e il punto del passaggio dell’extrapolazione della traccia globale *2-leg* presente nell’altro emisfero. Alla distanza $d_{segm-estr}$ assegniamo segno negativo se il segmento si trova a sinistra della traccia estrapolata proiettata sul piano trasverso del rivelatore nel riferimento globale di CMS, segno positivo altrimenti.

Si sono applicate a ciascun evento del campione di muoni cosmici in analisi le richieste sotto riportate. Per le camere MB x ($x = 1, 2, 3, 4$) dei settori superiori 3, 4 e 5 si chiede:

²Nell’insieme di dati analizzati, tale ricostruzione separata nei due emisferi era realizzata soltanto per quanto riguarda le hits delle camere DT; le due tracce ricostruite non sono pertanto totalmente indipendenti, condividendo le informazioni del tracciatore.

1. un tratto di traccia ricostruito globalmente *2-leg* nell'emisfero inferiore del rivelatore, la cui estrapolazione attraversi la camera MB x ;
2. un tratto di traccia ricostruito *stand-alone 2-leg* nell'emisfero superiore al quale abbia contribuito un segmento nella camera MB x .

La distribuzione $d_{\text{segm-estr}}$ per le camere MB x dei settori inferiori 9, 10 e 11 si ottengono allo stesso modo richiedendo un tratto di traccia ricostruito globale *2-leg* nell'emisfero superiore e un tratto di traccia ricostruito *stand-alone 2-leg* nell'emisfero inferiore.

A titolo di esempio, le distribuzioni della distanza $d_{\text{segm-estr}}$ per le camere MB x ($x = 1, 2, 3, 4$) del settore 4, ruota 0, ottenute con tale selezione sono riportate nelle Figure 4.13-4.20 (per ogni camera rispettivamente per i muoni di carica elettrica positiva e negativa). In ogni Figura, sono mostrati gli istogrammi in cinque diversi intervalli dell'impulso trasverso del muone ricavato dalla ricostruzione globale *2-leg*.

La larghezza delle distribuzioni quantifica l'errore sulla posizione stimata della traccia compiuto dall'extrapolazione. Essa è dominata dagli effetti di diffusione multipla, che diminuiscono sensibilmente con l'impulso del muone, in maniera ben riprodotta dal MC.

La discrepanza tra dati e MC visibile nelle distribuzioni è evidentemente legata al fatto che per i dati, diversamente da quanto ottenuto nel Monte Carlo, le distribuzioni non sono simmetriche rispetto al valore zero. In particolare per i muoni di carica positiva si ha un eccesso di eventi per valori di $d_{\text{segm-estr}}$ negativi, mentre per i muoni di carica negativa si ha un eccesso di eventi per valori di $d_{\text{segm-estr}}$ positivi. Tale effetto sistematico è di nuovo imputabile ad una errata valutazione del campo magnetico presente all'interno del materiale. Questo comporta appunto una sovrastima della curvatura della traccia, compatibile con quanto osservato: un valore centrale delle distribuzioni della distanza tra la traccia estrapolata e segmento di riferimento *positivo* per muoni *negativi* e viceversa. La Figura 4.12 illustra graficamente la situazione: a destra l'effetto di un errato mis-allineamento su muoni di carica opposta, a destra quello di una sovrastima del campo magnetico; mentre nel primo caso si avrebbe un errore sulla stima della traiettoria indipendente dalla carica, nel secondo caso si produce uno spostamento dipendente da essa.

4.3.2 *Strategia utilizzata per il calcolo di efficienza*

L'efficienza che si vuole stimare è l'efficienza di ricostruzione dei segmenti di traccia nel piano (r, φ) in funzione della posizione nella camera in una sua sezione trasversale (si veda Figura 2.8). L'idea di base per ottenere tale efficienza consiste nel valutare quante volte una camera ha effettivamente osservato il passaggio di un muone, e contiene quindi un segmento di traccia ricostruito, rispetto alle volte

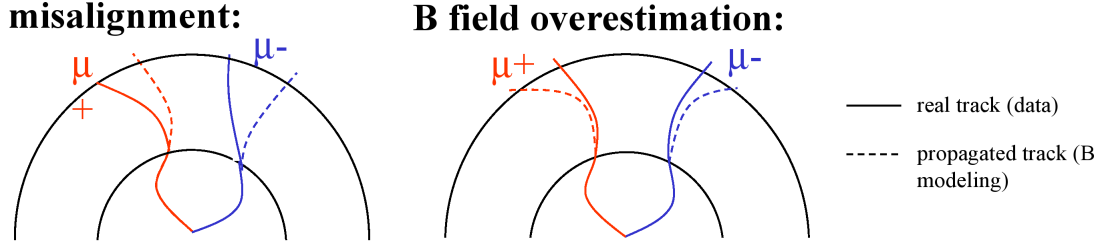


Figura 4.12: Lo schema illustra gli effetti di mis-allineamento (a sinistra) e di sovrastima del campo magnetico (a destra) sulla traccia propagata rispetto a quella reale rispettivamente per un muone di carica positiva e per un muone di carica negativa.

in cui l'estrapolazione indica che la traccia dovrebbe essere passata per quella camera ed anche la camera successiva³ ha confermato il passaggio del muone, cioè contiene anch'essa un segmento.

A ciò si aggiunge la richiesta di una distanza minima della traccia dal bordo della camera, per non includere inefficienze dovute all'accettanza geometrica delle camere, una richiesta sulla qualità dei segmenti ricostruiti (con un numero minimo di hits associati al segmento), sulla qualità della estrapolazione (vedi seguito) e la richiesta di un segnale di trigger indipendente dal trigger locale della camera.

In definitiva su ciascun evento selezionato per il calcolo dell'efficienza di una data camera MB_{Eff} di cui si intende misurare l'efficienza si richiede:

1. almeno due trigger locali generati da due camere DT diverse dalla camera MB_{Eff} ;
2. muone cosmico con un tratto di traccia ricostruito globale *2-leg* con momento trasverso $p_T \geq 30 \text{ GeV}$ nell'emisfero inferiore del rivelatore per le camere dei settori 3, 4 e 5, nell'emisfero superiore per le camere dei settori 9, 10 e 11;
3. la traccia estrapolata abbia un punto di ingresso ed uno di uscita dalla camera MB_{Eff} (cioè un punto in ciascuno dei $SL\varphi$);
4. l'angolo nel piano trasverso (r, φ) tra la normale a MB_{Eff} e la direzione della traiettoria estrapolata minore di 20° ;
5. la presenza di un segmento ricostruito nella camera successiva alla MB_{Eff} (nello stesso settore e ruota) per l'efficienza delle camere MB1, MB2 o MB3, un segmento ricostruito nella camera precedente alla MB_{Eff} (nello stesso settore e ruota) per l'efficienza di una camera MB4;

³Per le MB1,2,3, precedente per la MB4

6. il punto di ingresso e di uscita della traccia estrapolata devono essere contenuti in un volume fiduciale che comprende tutta la camera nel piano trasverso fino ad un limite fissato a 30 cm dal bordo lungo la coordinata z .

La condizione 1 assicura che il muone cosmico sia stato rivelato da CMS indipendentemente dal fatto che la traccia sia stata ricostruita nella camera MB_{Eff} . Le condizioni 2 e 3 discendono direttamente dal metodo che si vuole usare per il calcolo dell'efficienza. La condizione 4 sull'angolo di incidenza della traccia assicura invece la rimozione di eventuali muoni con topologie ambigue, che non hanno interesse ad essere considerati e che non si verificano nelle collisioni $p-p$. Le richieste 5 e 6 rappresentano condizioni stringenti per validare il passaggio del muone selezionato con 2 e 3 nella camera MB_{Eff} . In particolare la richiesta 5 consente di eliminare i casi in cui la condizione 3 è soddisfatta, ma l'estrapolazione è errata e quindi il muone non attraversa la camera MB_{Eff} . La richiesta 6 invece permette di eliminare i casi in cui la traiettoria estrapolata passa troppo vicino ai bordi. In questi casi è infatti possibile che, pur essendo la traiettoria estrapolata del muone all'interno del volume nominale della camera MB_{Eff} , la traccia reale del muone giaccia al di fuori del bordo della camera.

Una volta identificato un evento che ha passato le suddetta selezione, esso viene dichiarato rivelato dalla camera se nella MB_{Eff} è presente un segmento con le seguenti caratteristiche:

1. la distanza $d_{segm-estr}$ compresa nell'intervallo $[-40, 20]$ cm per i muoni di carica positiva, nell'intervallo $[-20, 40]$ cm per i muoni di carica negativa;
2. il numero di hits nei $SL\varphi$ che compongono il segmento è $N_{hits\ SL\varphi} > 4$

Imporre $N_{hitsSL\varphi} > 4$ implica che il segmento sia stato ricostruito da entrambi i $SL\varphi$ della camera MB_{Eff} . Infatti in un SL il muone attraversa una cella per ognuno dei 4 piani di celle, con la possibilità di generare al massimo 4 hits. La condizione 2 equivale quindi a richiedere un segmento con una buona informazione sulla direzione e sull'angolo di curvatura del muone nel piano trasverso. In pratica è anche possibile che la condizione $N_{hitsSL\varphi} > 4$ sia soddisfatta da un segmento con solo hits in uno dei due $SL\varphi$, come evidenziato nel paragrafo 4.1. Tuttavia questa evenienza è trascurabile data la direzione di incidenza in MB_{Eff} dei muoni cosmici selezionati (si veda la condizione 4).

4.3.3 Risultati e commenti

Nelle Figure 4.21, 4.22 sono riportati i risultati del calcolo dell'efficienza, assieme alle previsioni ottenute da simulazioni MC per le camere dei settori superiori della ruota YB0. Le Figure 4.23, 4.24 mostrano le efficienze per i settori inferiori. L'accordo complessivo è buono, e l'efficienza misurata è quasi sempre prossima al

100%. Distribuzioni molto simili si ottengono per le camere delle ruote YB+1 e YB−1. Per le ruote laterali YB+2 e YB−2 il metodo è limitato dalla statistica, dovuta alla direzione prevalente dei cosmici e alla richiesta di una traccia nel tracciatore centrale.

Le estensioni dei grafici delle efficienze calcolate sono determinate dalla geometria del rivelatore unitamente alle richieste applicate. Nell’attuale realizzazione dell’algoritmo di efficienza, osservando ad esempio la Figura 4.21a si nota un taglio nel grafico a -70 cm (si noti che i valori di efficienza dovrebbero essere estesi in un intervallo simmetrico attorno alla posizione 0 cm , essendo l’asse rispetto al quale si valuta l’efficienza centrato a metà camera). Le traiettorie dei muoni selezionati devono infatti attraversare il volume del tracciatore al silicio ed essere confermate dalla camera successiva alla MB1 (condizione 5); per alcune camere esse giacciono pertanto entro un intervallo più piccolo rispetto all’estensione trasversale nominale della camera, come si può vedere dalla Figura 2.5. L’estensione dell’algoritmo utilizzando camere dei settori limitrofi per la conferma della traccia estrapolata è in fase di sviluppo.

I grafici di efficienza risentono di effetti di bordo: ad esempio, in Figura 4.21a l’efficienza cala attorno a 100 cm perché, anche se è soddisfatta la condizione 3, è possibile che la traiettoria reale del muone sia passata oltre il bordo della camera. Ricordiamo infatti che l’extrapolazione nello stimare la posizione della traccia compie un errore quantificato dalla larghezza delle distribuzioni $d_{\text{segm-estr}}$.

Si noti che i plots di efficienza delle MB4 nei settori 4 e 10 in Figura 4.22d e 4.24d rispecchiano la struttura di queste camere, le quali sono costituite da due camere DT separate. Le distribuzioni 4.24b e 4.24c evidenziano problemi di hardware (Trigger e DAQ) noti relativamente alle camere interessate, che sono stati oggetto di riparazione durante lo *shut-down* invernale dell’esperimento.

Se si riproducono le procedure per valutare l’efficienza delle camere senza applicare la condizione 5, cioè senza richiedere la presenza di un segmento nella camera successiva a quella in esame, in questo caso si ottengono i risultati di Figura 4.25 (mostrati a titolo di esempio per il settore 4 della ruota centrale YB0). I valori di efficienza si assestano attorno a circa il 95%. Gli eventi mancanti si recuperano con la condizione 5. Questo indica che l’extrapolazione è sbagliata in circa il 5% dei casi.

4.4 Efficienze di ricostruzione di muoni stand-alone col metodo ‘TAG AND PROBE’

Oltre all’efficienza di singola camera si vuole disporre di un metodo per la stima dell’efficienza di ricostruzione complessiva di un muone *stand-alone*. Anche in questo caso si considereranno solo muoni che attraversano anche il volume

del tracciatore al silicio, come per il calcolo dell'efficienza di ricostruzione dei segmenti.

Il metodo chiamato *Tag and Probe* (che in una versione leggermente modificata verrà utilizzato anche con i dati da collisione p - p , usando la risonanza $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$) consente una stima dell'efficienza di un rivelatore con una procedura basata esclusivamente sui dati reali. Volendo in tutta generalità determinare la sensibilità ad una data grandezza, tale metodo consiste anzitutto nell'identificare un insieme di eventi ('insieme di tag'), sul quale si effettuerà la misura, aventi caratteristiche ben precise. Tra questi eventi si seleziona quindi un insieme di 'probes', cioè di eventi che per le loro specifiche suggeriscono a priori la presenza della proprietà della quale si vuole misurare la sensibilità.

L'efficienza sarà dunque fornita dal numero di probes che soddisfano le condizioni legate alla caratteristica da misurare, le cosiddette 'passing probes', rispetto al totale degli eventi di prova.

Un esempio tipico in caso di eventi da collisione è il calcolo dell'efficienza delle camere di rivelazione dei muoni ottenuta usando come insieme di partenza un campione di bosoni vettori Z^0 , che in questo caso costituisce l'insieme di tag: uno dei due muoni in cui il bosone Z^0 decade nel canale di decadimento muonico rappresenta la probe con cui testare l'efficienza di rivelazione, calcolando appunto la percentuale con la quale viene effettivamente rivelato l'altro muone del decadimento.

Nel nostro caso utilizzeremo i muoni da raggi cosmici e la loro ricostruzione separata in due tracce distinte per ricavare una stima dell'efficienza complessiva di rivelazione dei muoni nella zona del barile. Si considerano eventi con un muone cosmico in cui un tratto della traiettoria è stata ricostruita globale *2-leg* nell'emisfero inferiore del rivelatore. Questi costituiscono gli eventi etichettati come buoni, cioè di tag, per il calcolo dell'efficienza. La presenza di un muone globale nell'emisfero inferiore suggerisce, a meno di inefficienze che si vogliono stimare, la presenza di un muone *stand-alone* nell'emisfero superiore. Richiedendo dunque la presenza di un muone *stand-alone* nella parte inferiore, sonderemo quante volte troveremo effettivamente un muone *stand-alone* nell'emisfero superiore.

Specifichiamo di seguito le richieste effettuate sugli eventi per selezionare il campione di TAG:

1. almeno due trigger locali generati da camere DT nell'emisfero inferiore del rivelatore;
2. una o due tracce ricostruite *stand-alone 2-leg*;
3. una traccia ricostruita globale *2-leg* con $p_T \geq 15 \text{ GeV}$ e $|\eta| \leq 0.8$ nell'emisfero inferiore del rivelatore;
4. l'estrapolazione eseguita con l'algoritmo di *stepping helix* già menzionato attraversa almeno una camera DT nell'emisfero superiore del rivelatore.

Un muone cosmico che attraversa tutto il rivelatore è caratterizzato da almeno uno e al massimo due tratti di traccia ricostruiti *stand-alone*, da cui segue la condizione 2. Il taglio su η , imposto nella condizione 3 sul muone globale 2-*leg*, assicura che la direzione del muone nel piano longitudinale del rivelatore sul quale giace la traiettoria sia compresa entro il barile. In tal modo si evitano di introdurre inefficienze dovute unicamente alla geometria del rivelatore (il valore in η corrisponde al volume fiduciale della zona del barile del rivelatore). La richiesta 4 è una conferma del passaggio del muone nell’emisfero superiore del rivelatore. Anche per questo calcolo di efficienza si richiede infine che il muone cosmico sia stato ricostruito indipendentemente dall’esistenza della traccia nell’emisfero superiore del rivelatore tramite la condizione 1.

L’efficienza si può scrivere allora come il rapporto tra il numero di muoni ricostruiti *stand-alone* nell’emisfero superiore N_{SA}^{Up} e il numero di muoni ricostruiti *stand-alone* nell’emisfero inferiore N_{SA}^{Down} :

$$\epsilon_{TandP} = \frac{N_{SA}^{Up}}{N_{SA}^{Down}} \quad (4.3)$$

In Figura 4.26 sono riportati i risultati della misura dell’efficienza di rivelazione di un muone *stand-alone* calcolata in funzione dell’impulso trasverso del muone *stand-alone* nell’emisfero inferiore e in funzione della pseudorapidità, per dati e simulazioni MC.

L’efficienza si attesta ovunque attorno al 95%, con la predizione MC sistematicamente superiore dell’1–2%. Si deve tener conto tuttavia che il MC, pur avendo la simulazione dettagliata di tutti i processi rilevanti della catena di simulazione, digitizzazione e ricostruzione, non include gli effetti di disallineamento (ha cioè una geometria ideale dell’apparato), tuttora in fase di studio.

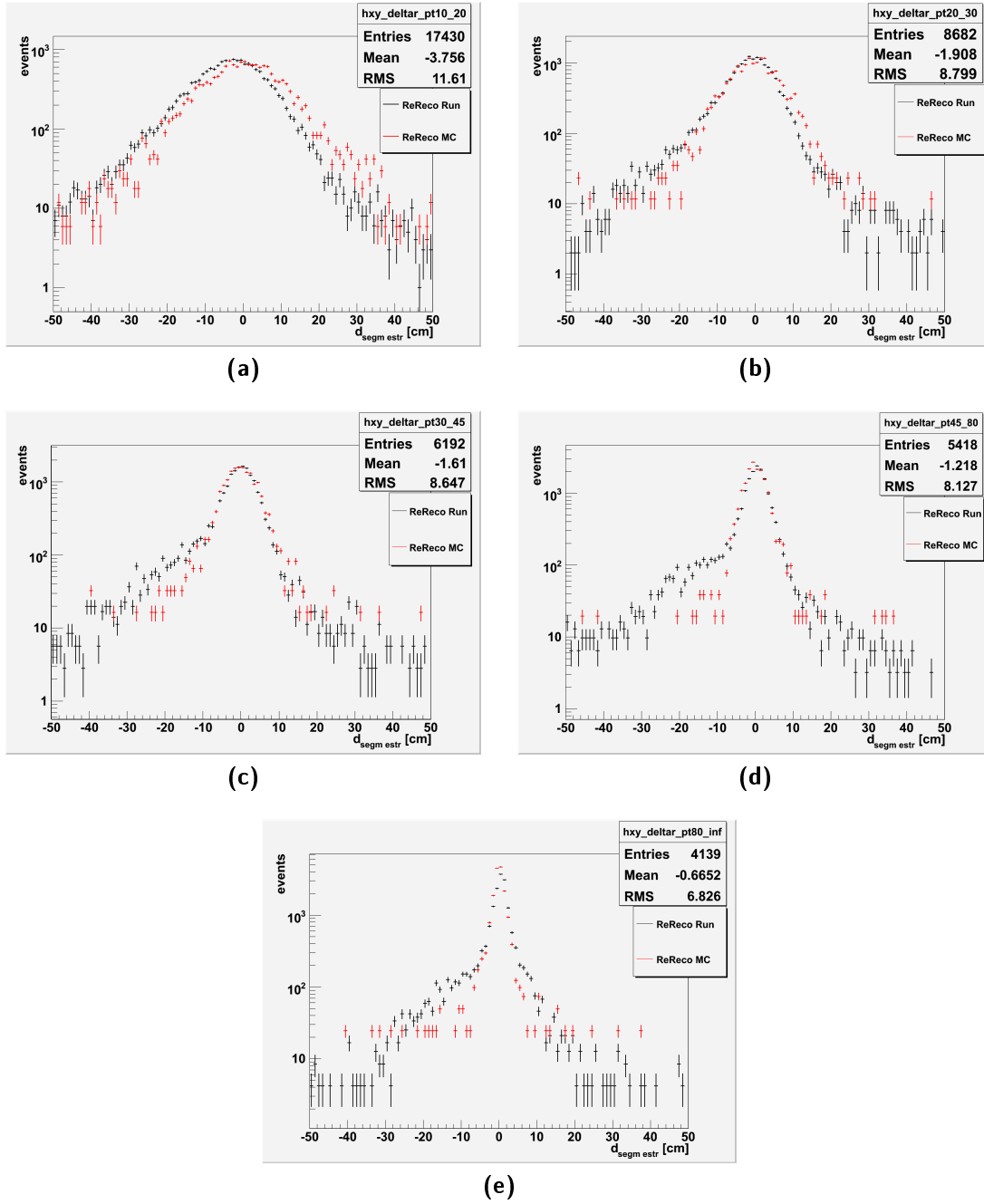


Figura 4.13: Distribuzioni di $d_{seg-estr}$ per MB1, settore 4, ruota YB0 per i muoni μ^+ per diversi intervalli di momento trasverso: (a) p_T nell'intervallo $[10, 20) \text{ GeV}$, (b) p_T nell'intervallo $[20, 30) \text{ GeV}$, (c) p_T nell'intervallo $[30, 45) \text{ GeV}$, (d) p_T nell'intervallo $[45, 80) \text{ GeV}$, (e) p_T maggiore di 80 GeV . Sono riportate le distribuzioni relative ai dati ed in rosso le simulazioni Monte Carlo. Tutte le distribuzioni sono normalizzate ai dati del grafico (a).

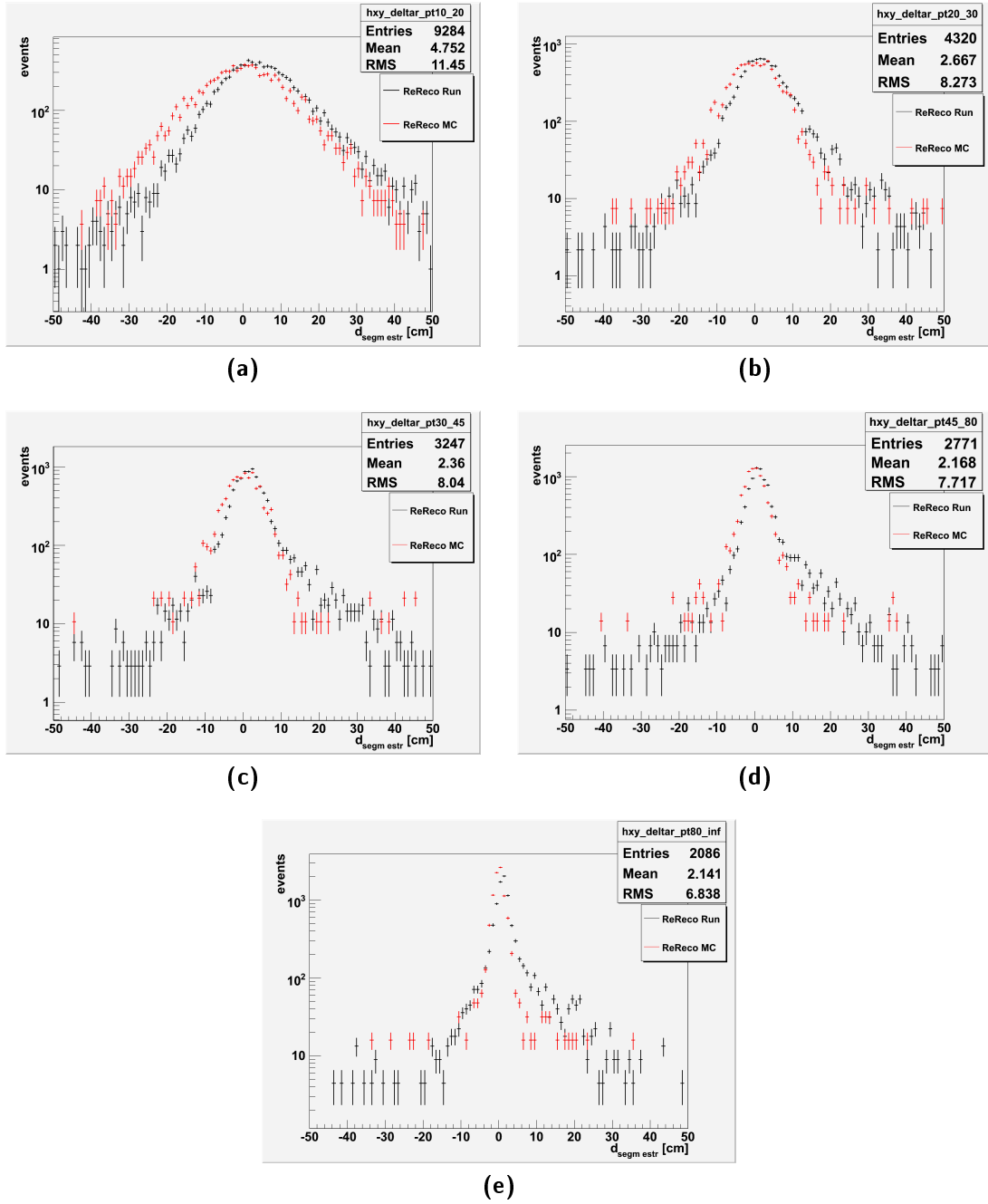


Figura 4.14: Distribuzioni di $d_{seg-est}$ per MB1, settore 4, ruota YB0 per i muoni μ^- per diversi intervalli di momento trasverso: (a) p_T nell’intervallo [10, 20] GeV, (b) p_T nell’intervallo [20, 30] GeV, (c) p_T nell’intervallo [30, 45] GeV, (d) p_T nell’intervallo [45, 80] GeV, (e) p_T maggiore di 80 GeV. Sono riportate le distribuzioni relative ai dati ed in rosso le simulazioni Monte Carlo. Tutte le distribuzioni sono normalizzate ai dati del grafico (a).

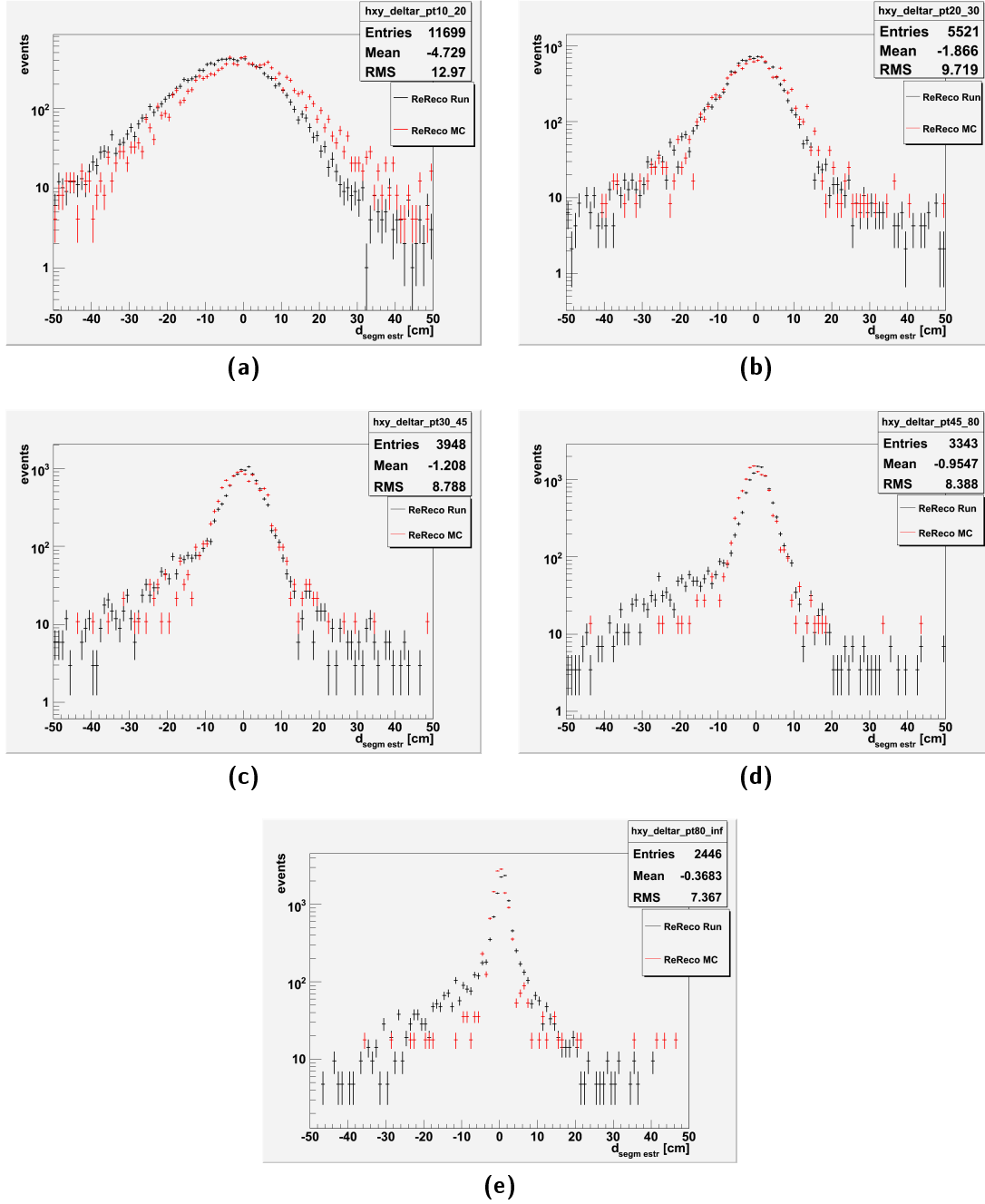


Figura 4.15: Distribuzioni di $d_{seg-estr}$ per MB2, settore 4, ruota YB0 per i muoni μ^+ per diversi intervalli di momento trasverso: (a) p_T nell'intervallo $[10, 20)$ GeV, (b) p_T nell'intervallo $[20, 30)$ GeV, (c) p_T nell'intervallo $[30, 45)$ GeV, (d) p_T nell'intervallo $[45, 80)$ GeV, (e) p_T maggiore di 80 GeV. Sono riportate le distribuzioni relative ai dati ed in rosso le simulazioni Monte Carlo. Tutte le distribuzioni sono normalizzate ai dati del grafico (a).

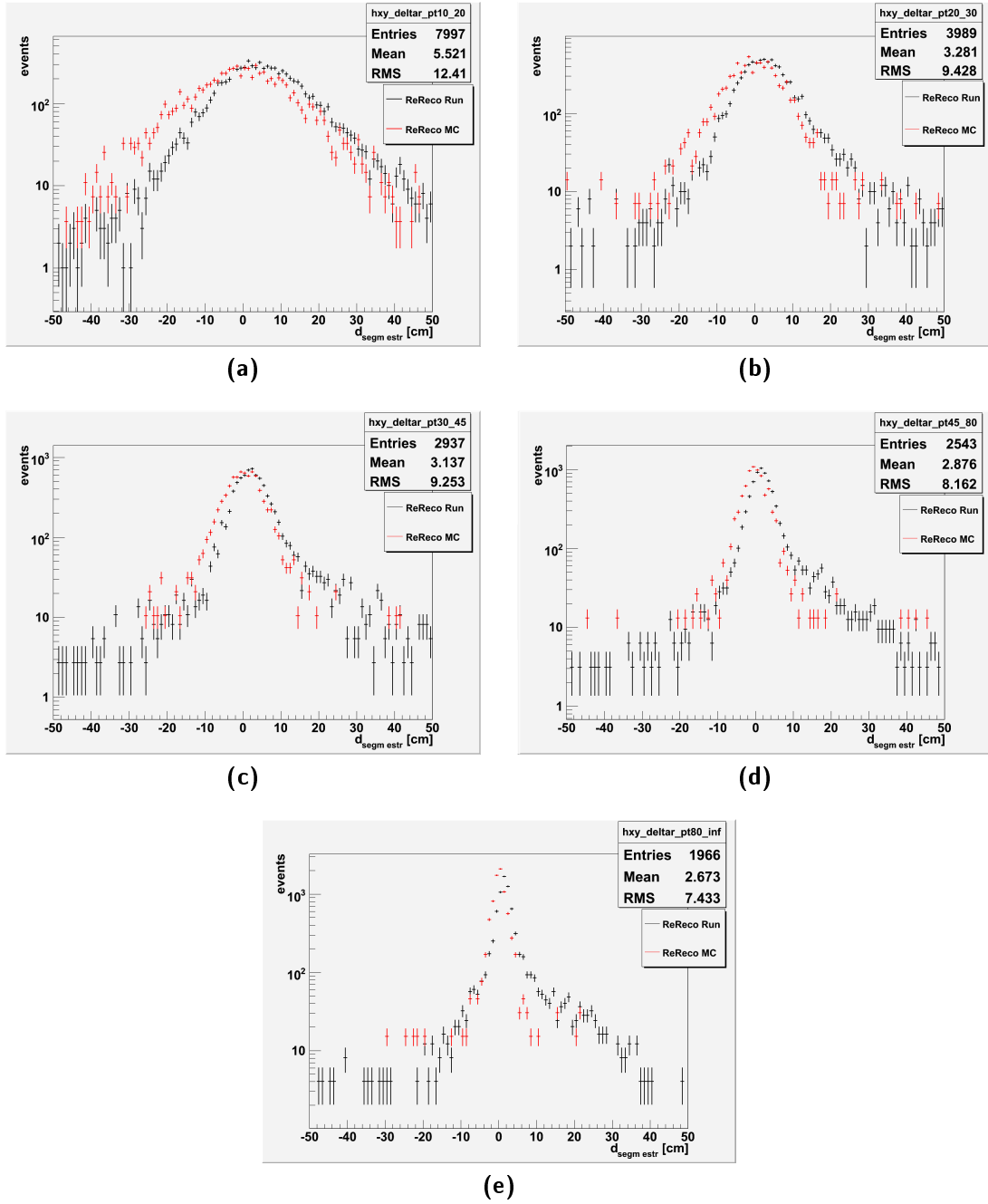


Figura 4.16: Distribuzioni di $d_{seg-est}$ per MB2, settore 4, ruota YB0 per i muoni μ^- per diversi intervalli di momento trasverso: (a) p_T nell'intervallo $[10, 20] \text{ GeV}$, (b) p_T nell'intervallo $[20, 30] \text{ GeV}$, (c) p_T nell'intervallo $[30, 45] \text{ GeV}$, (d) p_T nell'intervallo $[45, 80] \text{ GeV}$, (e) p_T maggiore di 80 GeV . Sono riportate le distribuzioni relative ai dati ed in rosso le simulazioni Monte Carlo. Tutte le distribuzioni sono normalizzate ai dati del grafico (a).

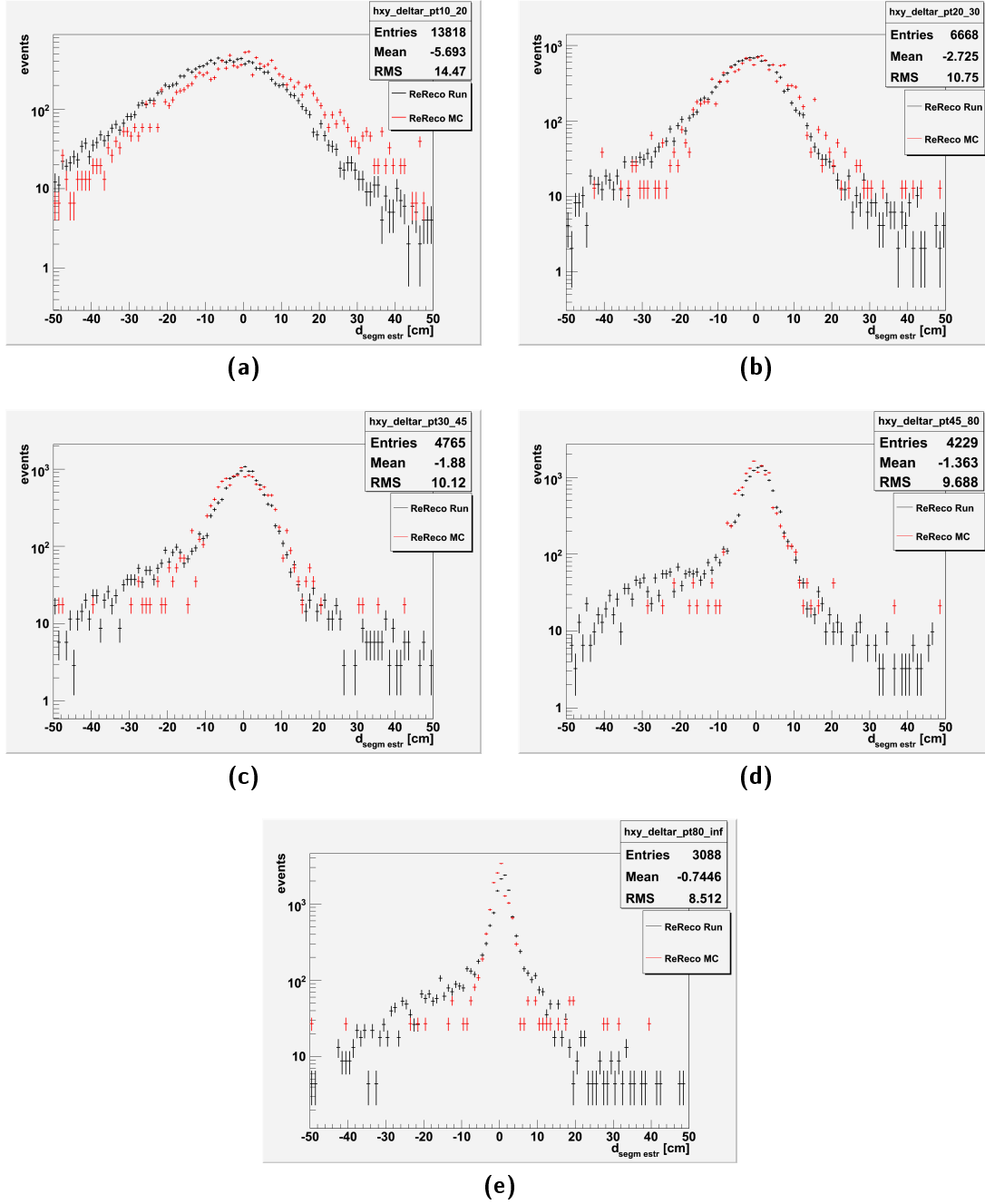


Figura 4.17: Distribuzioni di $d_{seg-estr}$ per MB3, settore 4, ruota YB0 per i muoni μ^+ per diversi intervalli di momento trasverso: (a) p_T nell'intervallo [10, 20) GeV, (b) p_T nell'intervallo [20, 30) GeV, (c) p_T nell'intervallo [30, 45) GeV, (d) p_T nell'intervallo [45, 80) GeV, (e) p_T maggiore di 80 GeV. Sono riportate le distribuzioni relative ai dati ed in rosso le simulazioni Monte Carlo. Tutte le distribuzioni sono normalizzate ai dati del grafico (a).

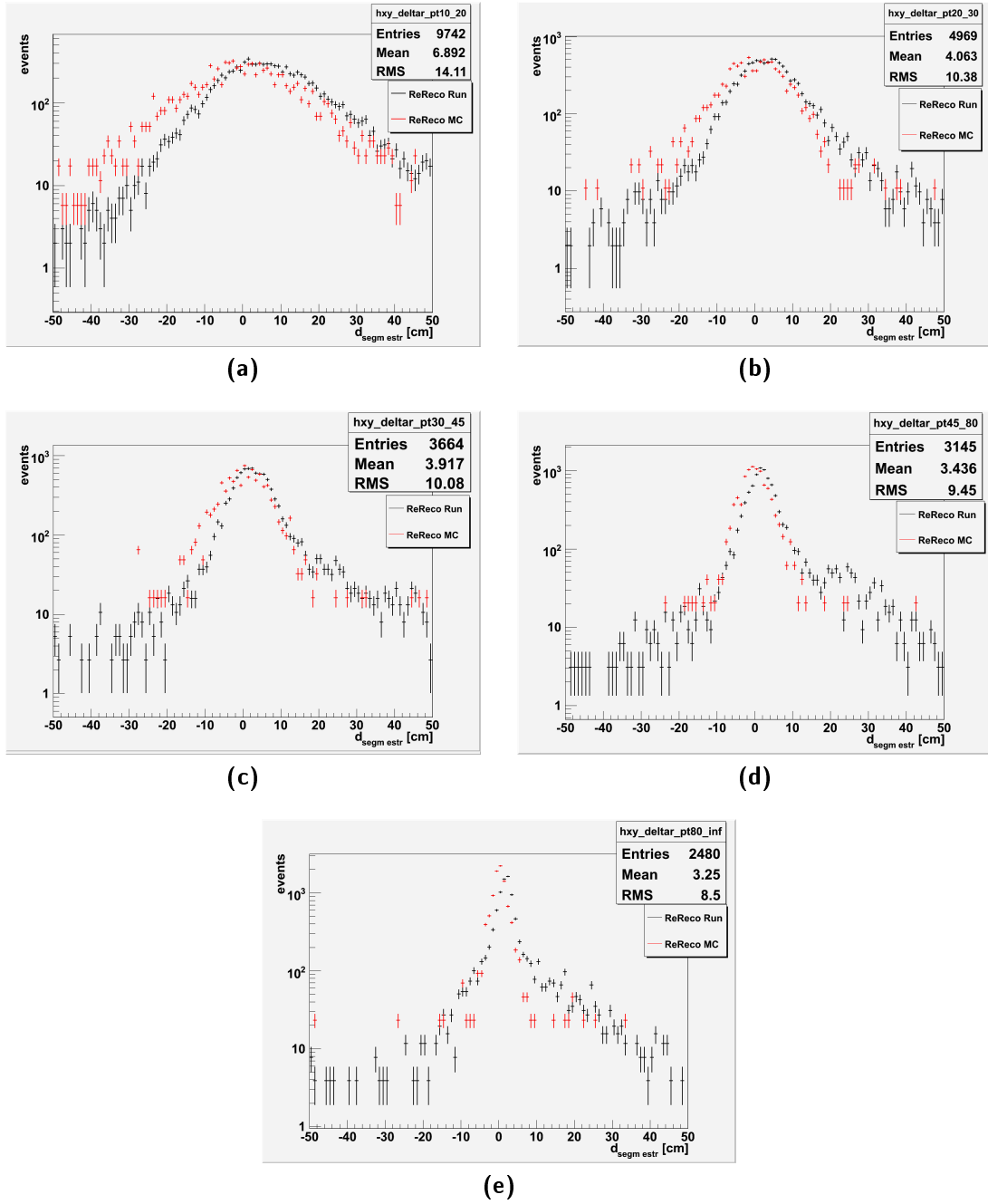


Figura 4.18: Distribuzioni di $d_{seg-est}$ per MB3, settore 4, ruota YB0 per i muoni μ^- per diversi intervalli di momento trasverso: (a) p_T nell'intervallo $[10, 20] GeV$, (b) p_T nell'intervallo $[20, 30] GeV$, (c) p_T nell'intervallo $[30, 45] GeV$, (d) p_T nell'intervallo $[45, 80] GeV$, (e) p_T maggiore di $80 GeV$. Sono riportate le distribuzioni relative ai dati ed in rosso le simulazioni Monte Carlo. Tutte le distribuzioni sono normalizzate ai dati del grafico (a).

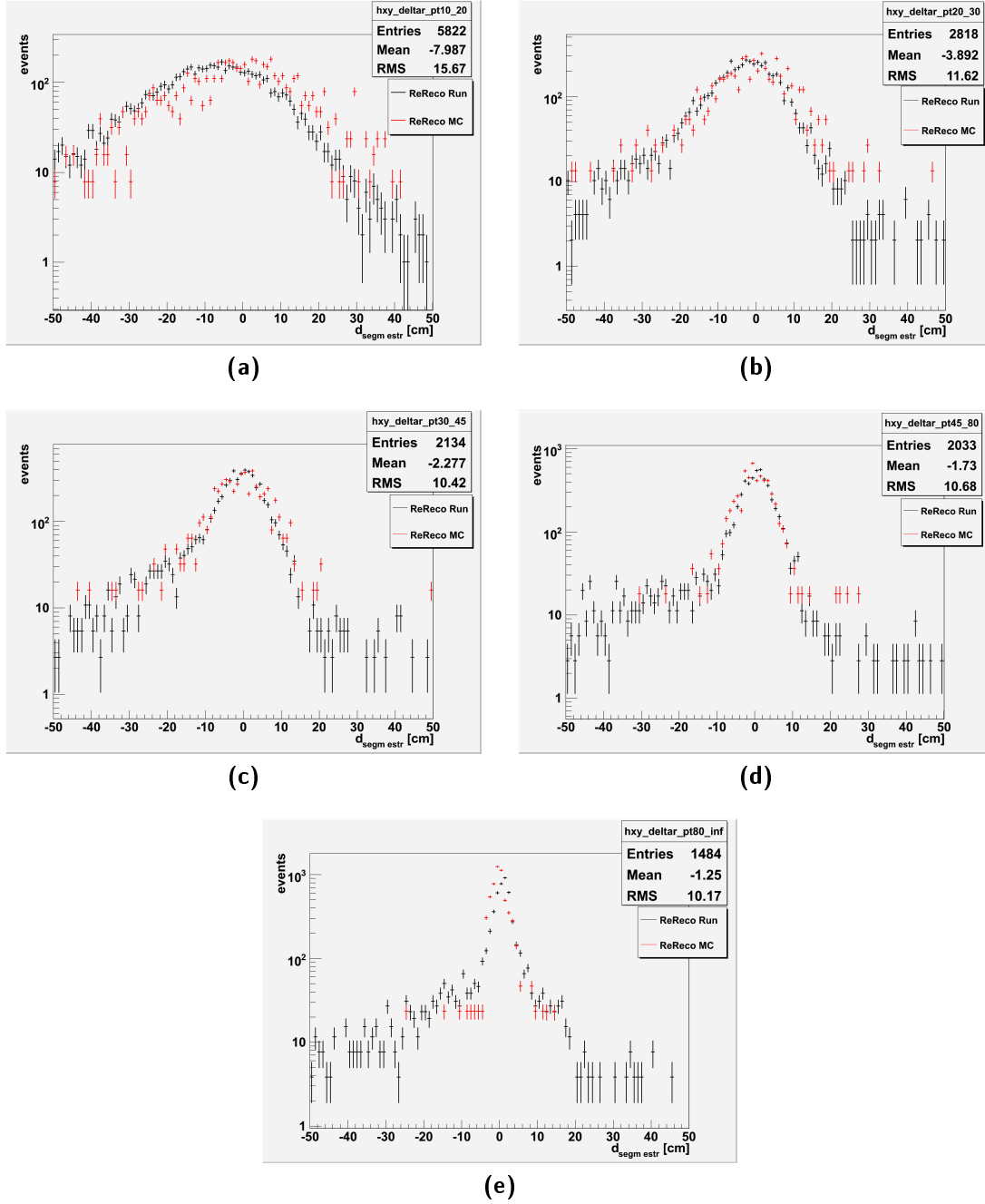


Figura 4.19: Distribuzioni di $d_{seg-estr}$ per MB4, settore 4, ruota YB0 per i muoni μ^+ per diversi intervalli di momento trasverso: (a) p_T nell'intervallo $[10, 20)$ GeV, (b) p_T nell'intervallo $[20, 30)$ GeV, (c) p_T nell'intervallo $[30, 45)$ GeV, (d) p_T nell'intervallo $[45, 80)$ GeV, (e) p_T maggiore di 80 GeV. Sono riportate le distribuzioni relative ai dati ed in rosso le simulazioni Monte Carlo. Tutte le distribuzioni sono normalizzate ai dati del grafico (a).

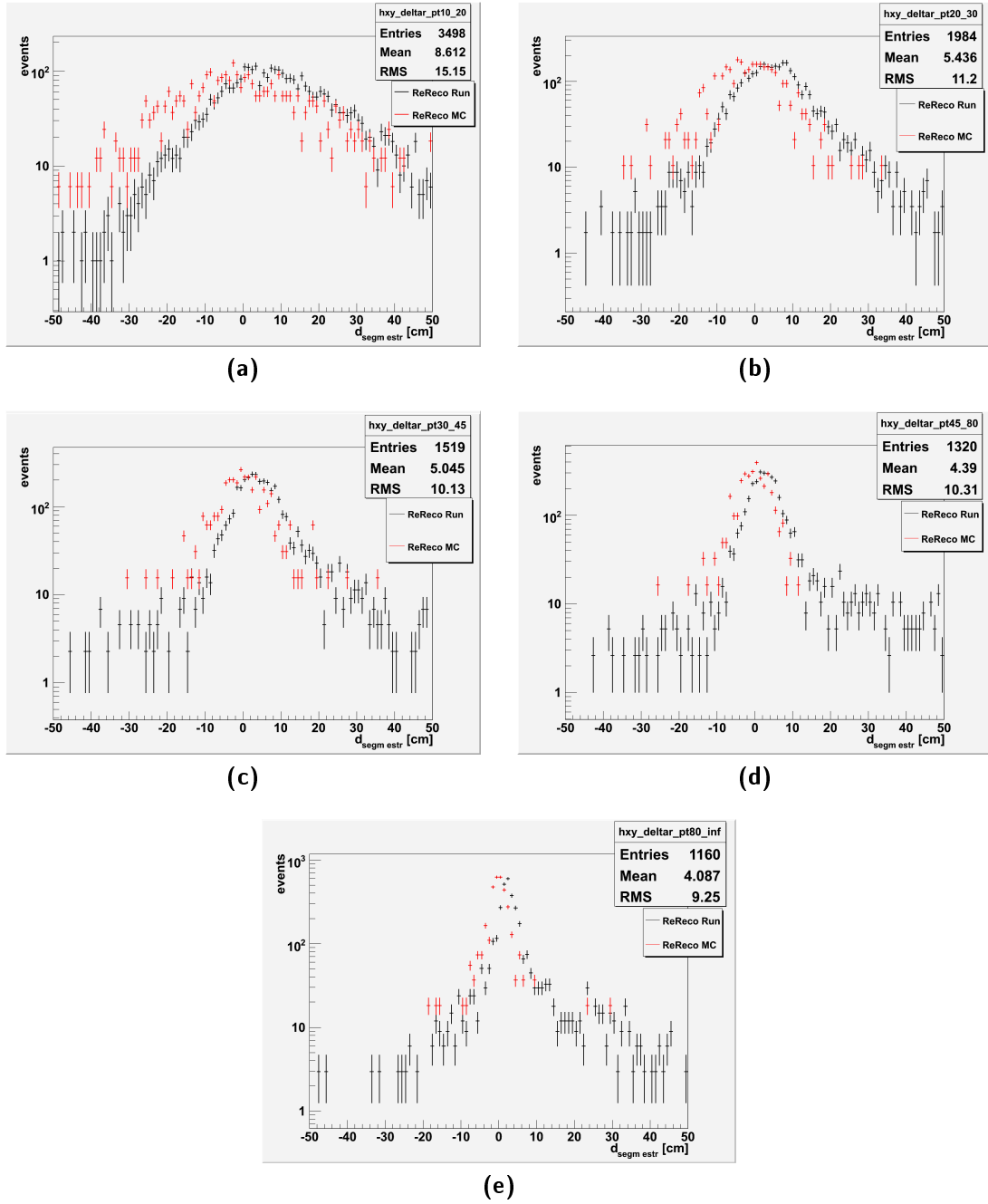
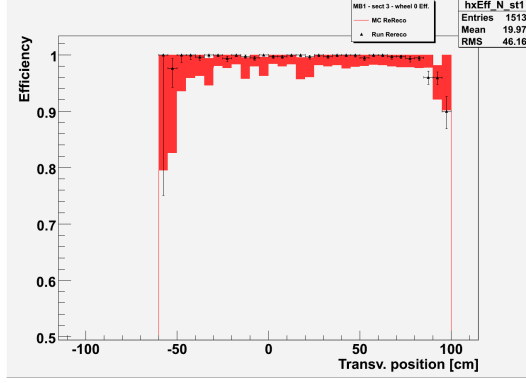
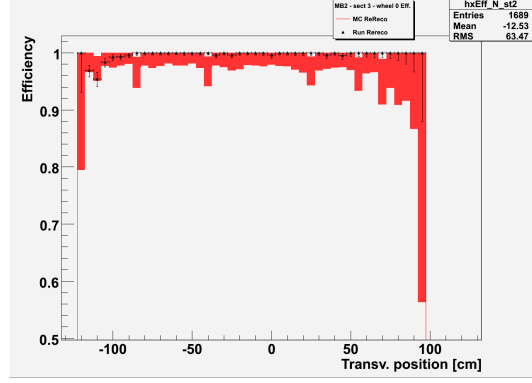


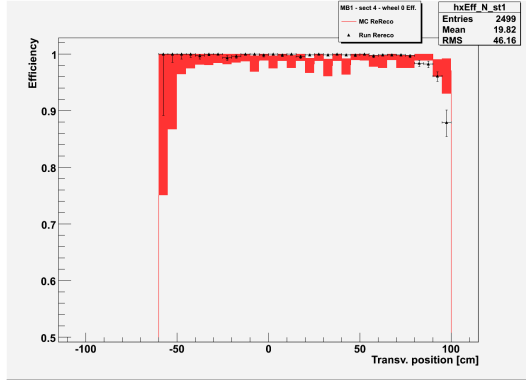
Figura 4.20: Distribuzioni di $d_{seg-estr}$ per MB4, settore 4, ruota YB0 per i muoni μ^- per diversi intervalli di momento trasverso: (a) p_T nell'intervallo $[10, 20]$ GeV, (b) p_T nell'intervallo $[20, 30]$ GeV, (c) p_T nell'intervallo $[30, 45]$ GeV, (d) p_T nell'intervallo $[45, 80]$ GeV, (e) p_T maggiore di 80 GeV. Sono riportate le distribuzioni relative ai dati ed in rosso le simulazioni Monte Carlo. Tutte le distribuzioni sono normalizzate ai dati del grafico (a).



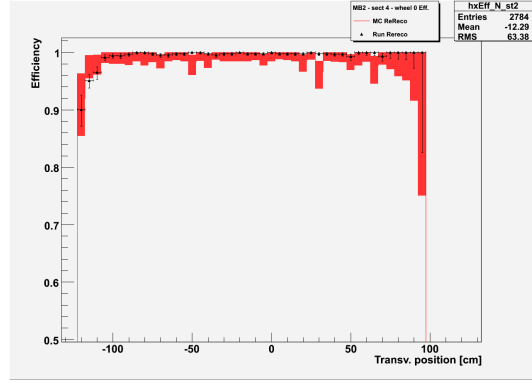
(a) MB1, settore 3, ruota YB0



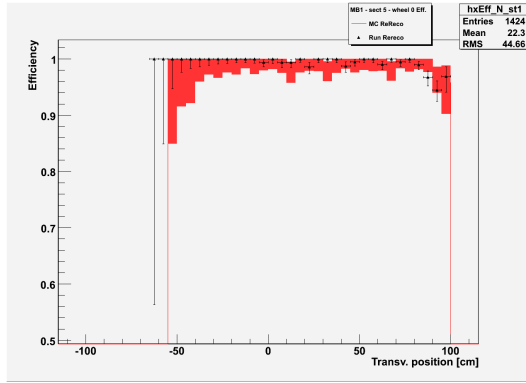
(b) MB2, settore 3, ruota YB0



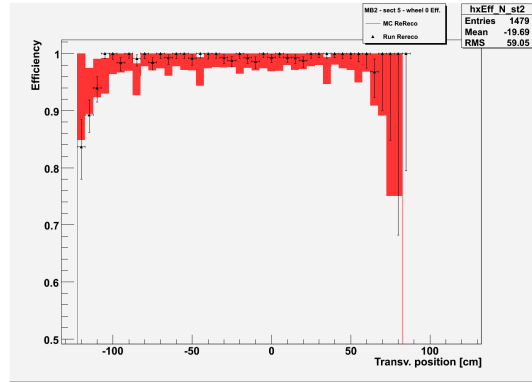
(c) MB1, settore 4, ruota YB0



(d) MB2, settore 4, ruota YB0



(e) MB1, settore 5, ruota YB0



(f) MB2, settore 5, ruota YB0

Figura 4.21: Distribuzioni di efficienza di ricostruzione dei segmenti nel piano (r, φ) in funzione della posizione trasversale delle camere MB1 ed MB2, per i settori 3, 4 e 5, ruota YB0. La posizione 0 cm corrisponde al centro delle camere. Sono riportati con i punti in nero le efficienze relative ai dati ed in rosso le efficienze relative alla simulazione Monte Carlo.

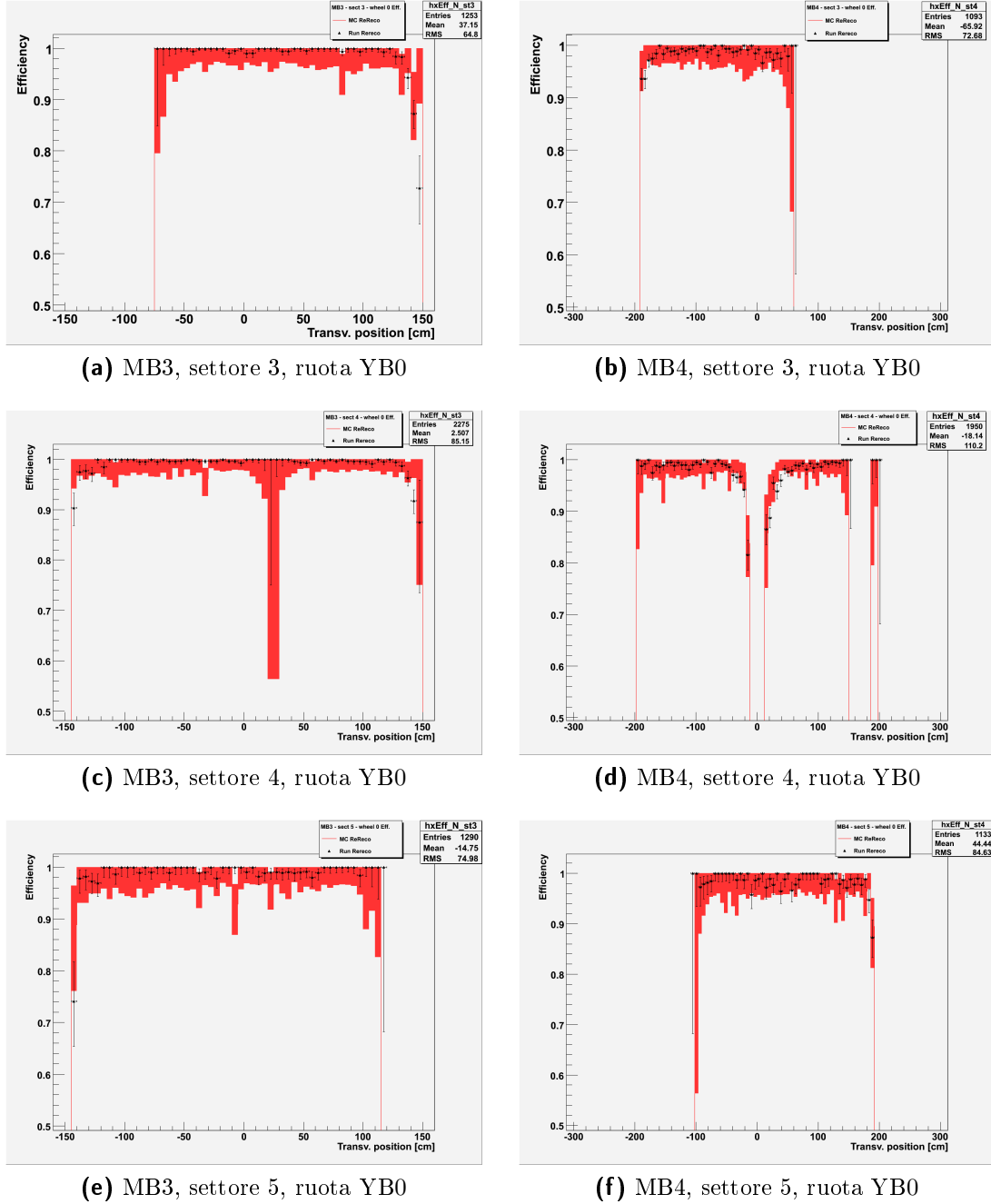
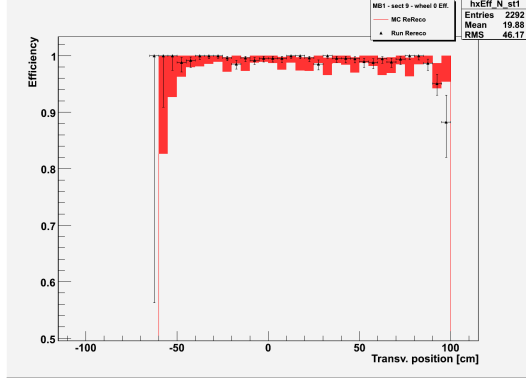
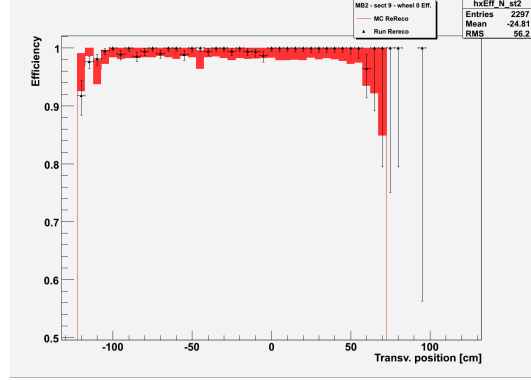


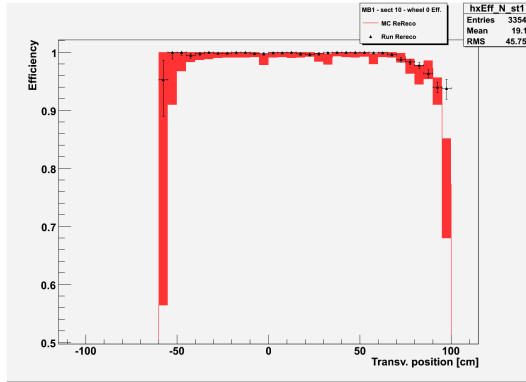
Figura 4.22: Distribuzioni di efficienza di ricostruzione dei segmenti nel piano (r, φ) in funzione della posizione trasversale delle camere MB3 ed MB4, per i settori 3, 4 e 5, ruota YB0. La posizione 0 cm corrisponde al centro delle camere. Sono riportati con i punti in nero le efficienze relative ai dati ed in rosso le efficienze relative alla simulazione Monte Carlo.



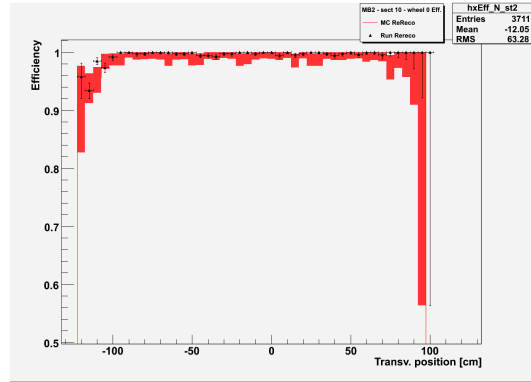
(a) MB1, settore 9, ruota YB0



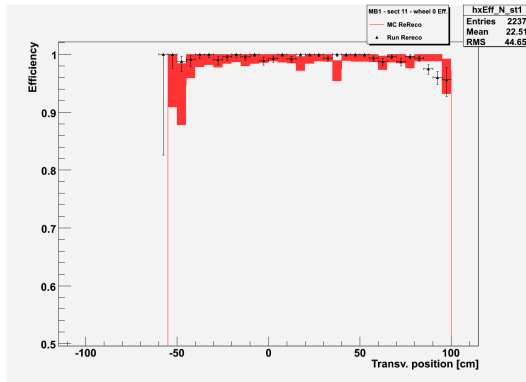
(b) MB2, settore 9, ruota YB0



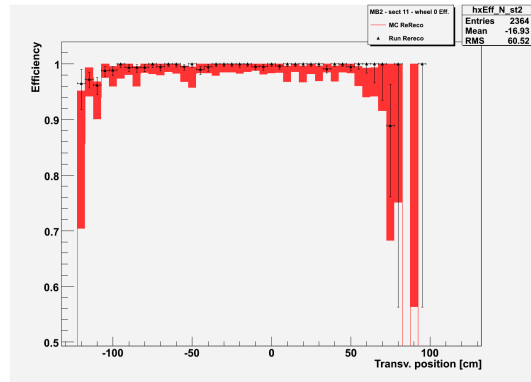
(c) MB1, settore 10, ruota YB0



(d) MB2, settore 10, ruota YB0



(e) MB1, settore 11, ruota YB0



(f) MB2, settore 11, ruota YB0

Figura 4.23: Distribuzioni di efficienza di ricostruzione dei segmenti nel piano (r, φ) in funzione della posizione trasversale delle camere MB1 ed MB2, per i settori 9, 10 e 11, ruota YB0. La posizione 0 cm corrisponde al centro delle camere. Sono riportati con i punti in nero le efficienze relative ai dati ed in rosso le efficienze relative alla simulazione Monte Carlo.

4.4 Efficienze di ricostruzione di muoni stand-alone col metodo ‘TAG AND PROBE’

77

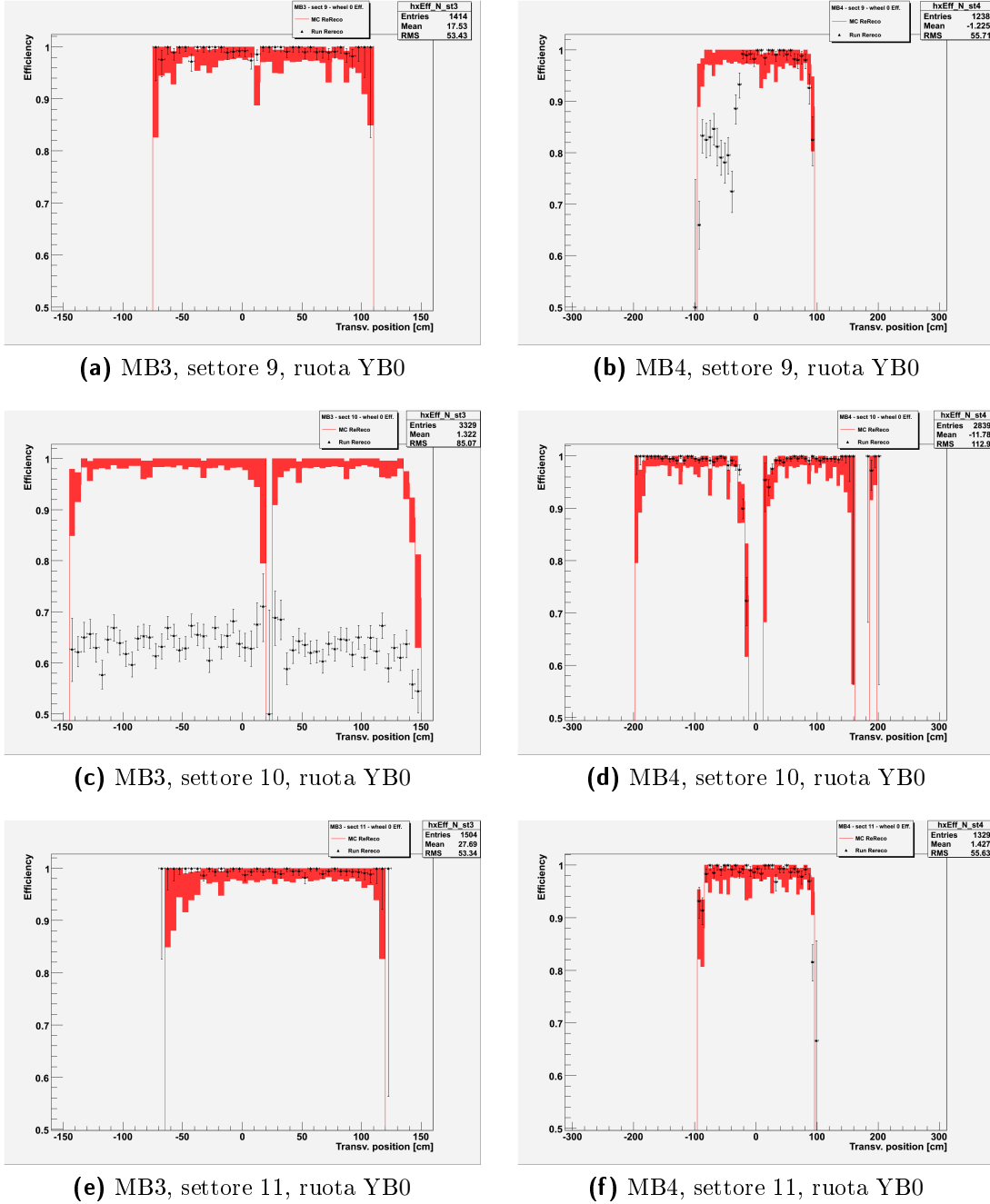
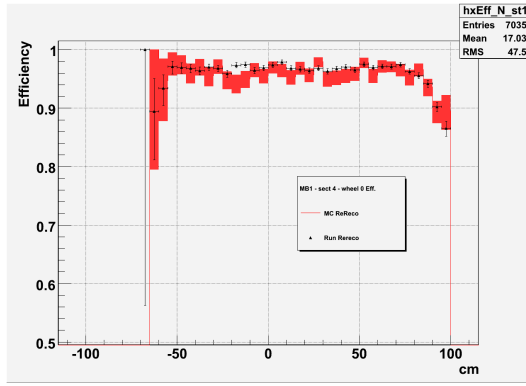
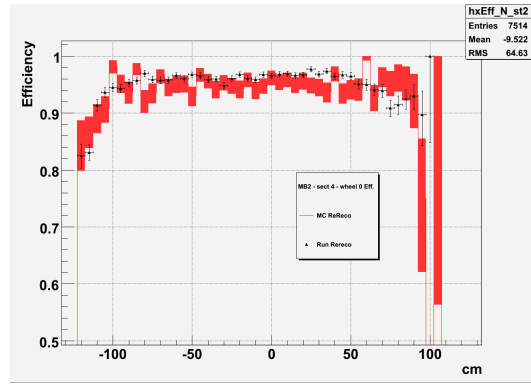


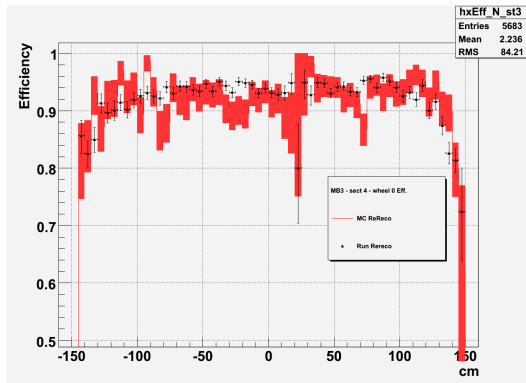
Figura 4.24: Distribuzioni di efficienza di ricostruzione dei segmenti nel piano (r, φ) in funzione della posizione trasversale delle camere MB3 ed MB4, per i settori 9, 10 e 11, ruota YB0. La posizione 0 cm corrisponde al centro delle camere. Sono riportati con i punti in nero le efficienze relative ai dati ed in rosso le efficienze relative alla simulazione Monte Carlo.



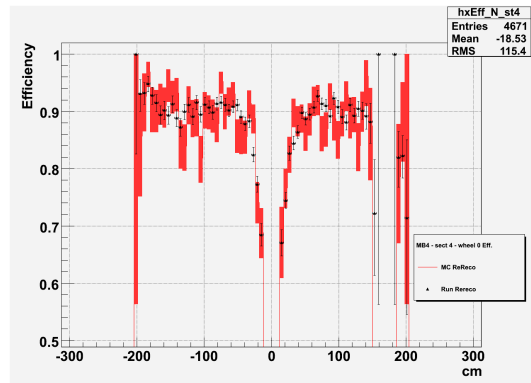
(a) MB1, settore 4, ruota YB0



(b) MB2, settore 4, ruota YB0

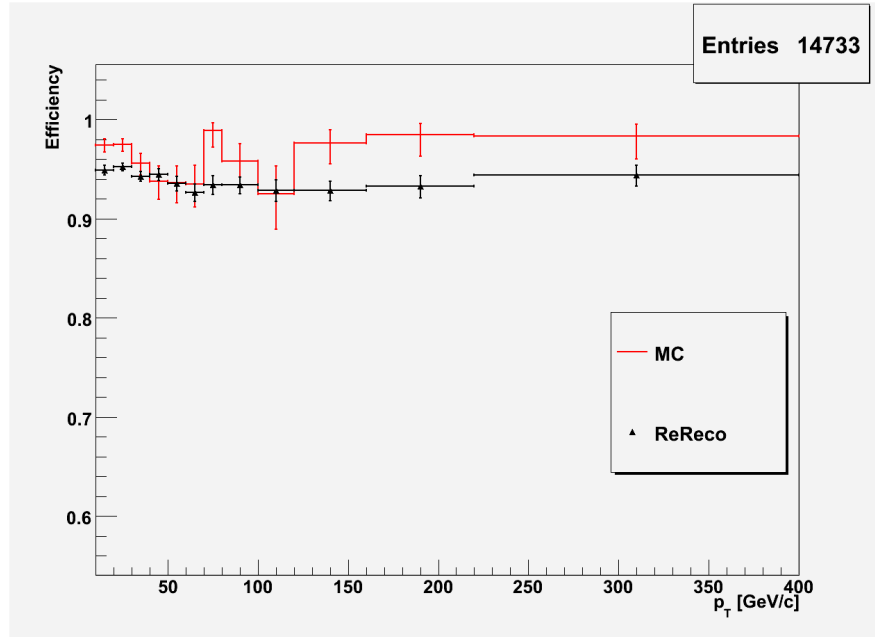


(c) MB3, settore 4, ruota YB0

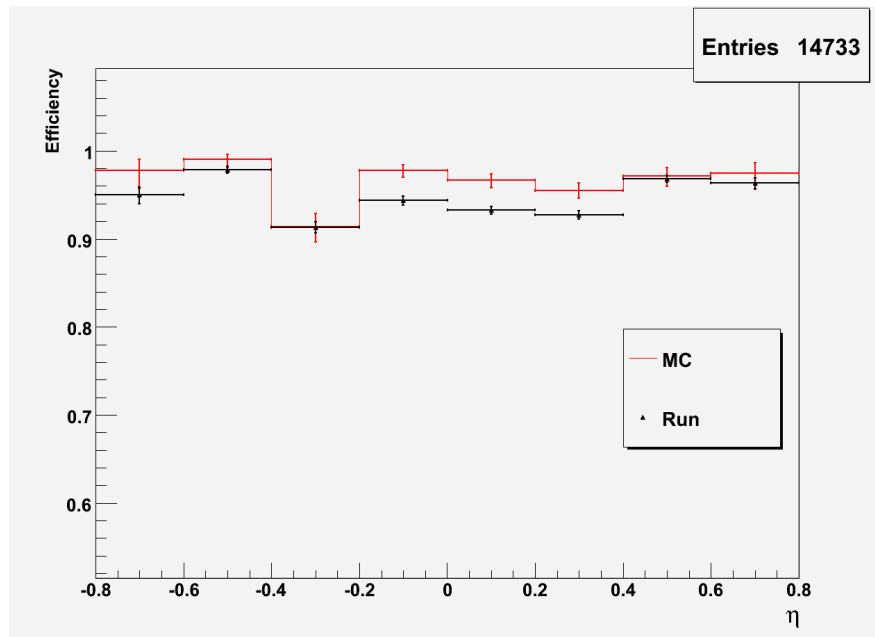


(d) MB4, settore 4, ruota YB0

Figura 4.25: Distribuzioni di efficienza di ricostruzione dei segmenti nel piano (r, φ) in funzione della posizione trasversale delle camere MB x , settore 4, ruota YB0. La posizione 0 cm corrisponde al centro delle camere. Sono riportati con i punti in nero le efficienze relative ai dati ed in rosso le efficienze relative alla simulazione Monte Carlo.



(a) Efficienza in funzione del momento trasverso del muone ricostruito *stand-alone* nell'emisfero inferiore.



(b) Efficienza in funzione della pseudorapidità del muone ricostruito *stand-alone* nell'emisfero inferiore.

Figura 4.26: Distribuzioni di efficienza di ricostruzione *stand-alone* nella zona del barile. Sono riportati con i punti in nero le efficienze relative ai dati ed in rosso le efficienze relative alla simulazione Monte Carlo.

Capitolo 5

RAPPORTO DI CARICA TRA μ^+ E μ^-

In questo Capitolo è descritta la misura del rapporto di carica (R) tra muoni cosmici positivi e negativi con i dati CRAFT acquisiti da CMS durante lo scorso autunno.

Come accennato al Capitolo 4, i muoni cosmici vengono prodotti nelle interazioni dei raggi cosmici con i nuclei degli elementi costituenti gli strati più alti dell'atmosfera. I prodotti delle interazioni dei raggi cosmici dai quali si originano i muoni, attraverso decadimento leptonico, sono i pioni e kaoni. Il rapporto R riflette l'eccesso di produzione di π^+ su π^- e di K^+ su K^- e la maggiore quantità di protoni rispetto ai neutroni nello spettro dei raggi cosmici primari. Conseguentemente è atteso un numero di muoni di carica positiva maggiore rispetto ai muoni negativi.

Le misure effettuate a CMS nel corso dell'MTCC [3] e le misure di esperimenti precedenti [31], di cui è riportato un grafico riassuntivo in Figura 5.1, mostrano un valore di R pari a ~ 1.3 , costante in funzione del momento dei muoni fino a circa $500 \text{ GeV}/c$.

La misura di questo rapporto può essere migliorata ed estesa ad un intervallo di momenti maggiore, grazie all'elevata statistica disponibile e alla buona qualità dei dati acquisiti con tutto il rivelatore operativo nella zona del barile.

5.1 Selezione degli eventi

Gli eventi considerati per la misura di R sono costituiti dal sottocampione di muoni cosmici che attraversano anche il volume del tracciatore al silicio, così da sfruttare l'informazione sulla carica relativa alla traccia misurata da quest'ultimo. Infatti il tracciatore al silicio, essendo collocato nella zona del rivelatore in cui il campo magnetico è più elevato (4 T), omogeneo ed uniforme, assicura una buona misura della curvatura delle tracce. La percentuale di eventi di questo tipo rispetto al totale di eventi triggerati da CMS è di circa il 3%.

La selezione degli eventi è basata su criteri di qualità della traccia del muone

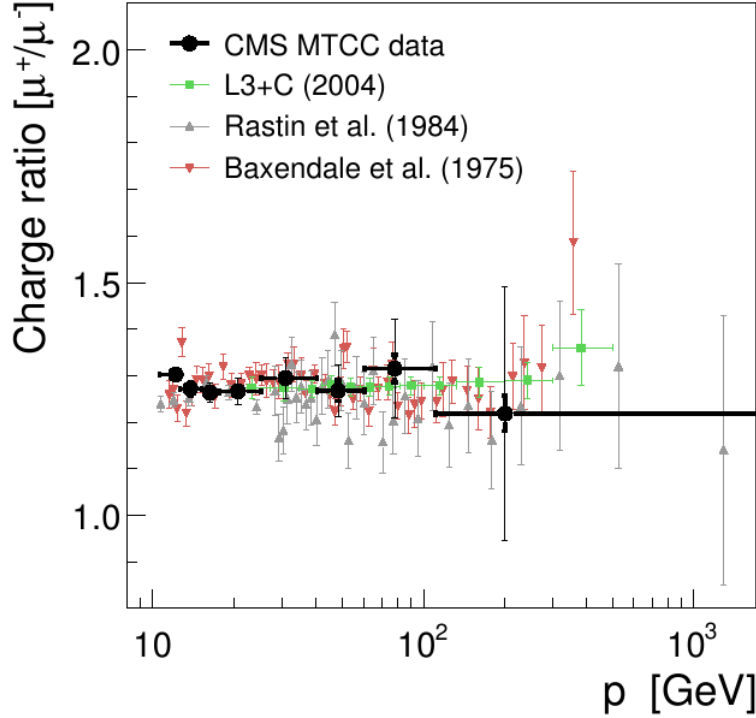


Figura 5.1: Grafico riassuntivo delle misure del rapporto di carica tra muoni cosmici in funzione dell'impulso dei muoni.

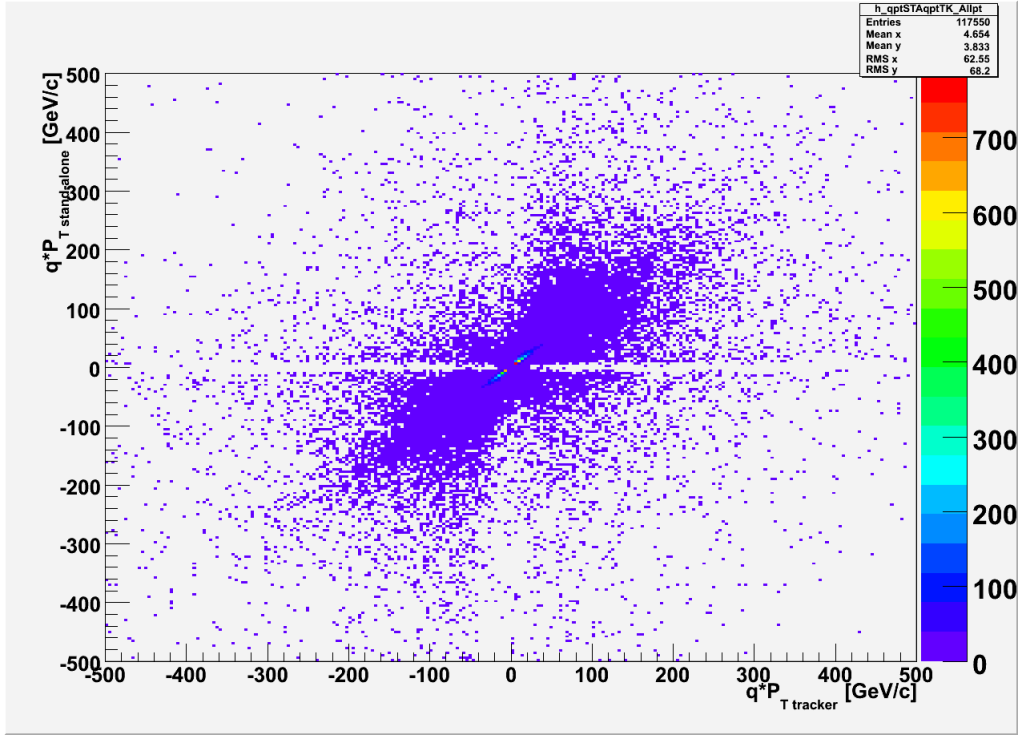
cosmico. Ciò permette di accertare l'affidabilità della misura effettuata, in modo tale da non introdurre *bias* dovuti essenzialmente ad una non buona ricostruzione dell'evento.

Le caratteristiche degli eventi selezionati per il calcolo del rapporto di carica R sono riportate nell'elenco sottostante:

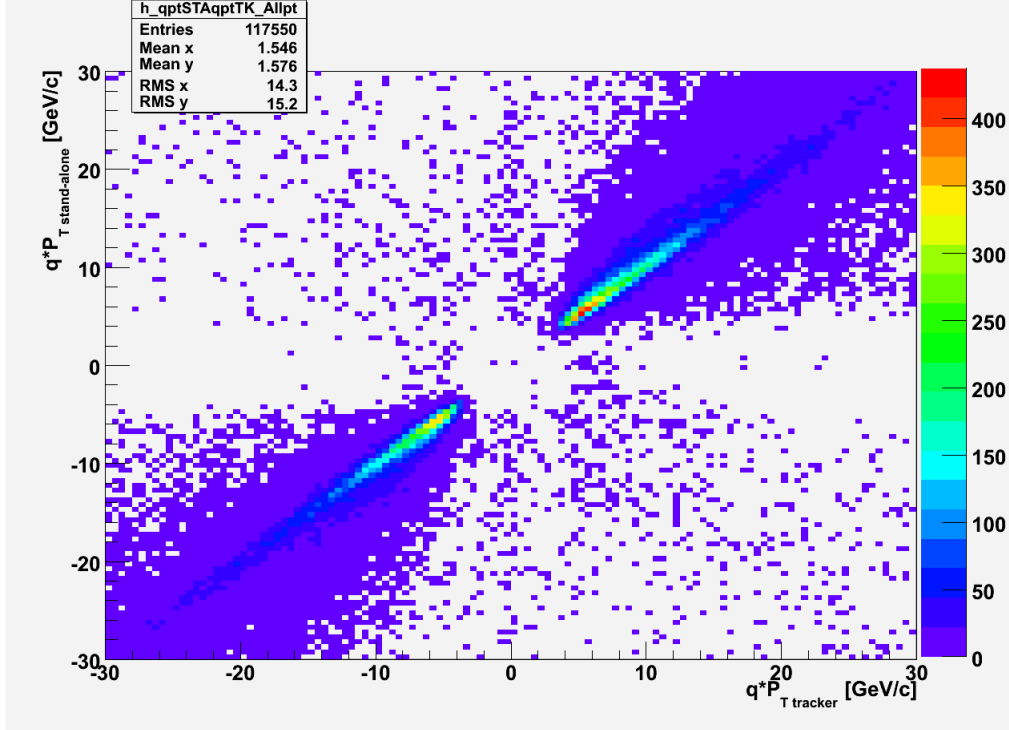
1. un tratto di traccia ricostruito *stand-alone 2-leg* nell'emisfero superiore del rivelatore e uno nell'emisfero inferiore, entrambi i tratti con un numero di hits superiore a 20;
2. una traccia ricostruita *stand-alone 1-leg* con un numero di hits superiore a 55;
3. una traccia nel tracciatore compatibile con la traccia ricostruita *stand-alone 1-leg* la cui carica elettrica sia uguale a quella dello *stand-alone 1-leg*.

La presenza di una buona traccia di muone cosmico è garantita dalla condizione 1, nella quale si richiede che il muone sia stato rivelato dalle camere DT dei settori superiori e da quelle dei settori inferiori. Il taglio sul numero di hits assicura che ciascun tratto di traccia sia ricostruito con le hits di almeno due camere

DT. La traccia del muone deve essere inoltre ricostruita con le informazioni di tutte le hits delle camere DT in tutto il rivelatore (condizione 2) per aumentare la qualità della misura. Il taglio sul numero delle hits per questa traccia assicura che essa sia ricostruita con hits sia nelle camere DT inferiori che in quelle superiori. La condizione 3 garantisce la selezione di una popolazione di eventi in cui la probabilità di mis-identificazione della carica, che indicheremo con ε_q , è dell'ordine del $1^\circ/\infty$. Infatti il numero di eventi in cui, rilassando la condizione 3, la traccia ricostruita nel tracciatore e la traccia ricostruita *stand-alone 1-leg* hanno carica diversa risulta essere pari all'4.7% del totale per tracce con impulso trasverso compreso nell'intervallo $(0, 1000)$ GeV nel campione di dati analizzati, mentre nel MC è pari al 3.1%. Tale probabilità, per le tracce *stand-alone* è completamente dominata dalla diffusione multipla nei calorimetri e nei giochi di ferro, ed è indipendente dagli errori di misura del tracciatore. La probabilità di avere due tracce concordi nella misura della carica con carica sbagliata per entrambe è quindi pari al $2^\circ/\infty$ nei dati e pari a $1^\circ/\infty$ nel MC. Tale informazione è stata ricavata dalla distribuzione degli eventi selezionati con le condizioni 1 e 2 nel piano $(q \cdot p_T^{trk}, q \cdot p_T^{sta\ 1leg})$, dove $q \cdot p_T^{trk}$ rappresenta la carica per il momento del tratto di traccia ricostruita nel tracciatore e $q \cdot p_T^{sta\ 1leg}$ rappresenta l'analoga quantità ricavata dalla traccia ricostruita *stand alone 1 leg*. In Figura 5.2 e 5.3 sono riportate rispettivamente le distribuzioni per i dati e per i MC. Gli eventi nei quali sia la traccia *stand-alone 1-leg* che la traccia nel tracciatore hanno la stessa carica sono quelli distribuiti nel quadrante compreso nei semiassi positivi e in quello compreso nei semiassi negativi. I restanti due quadranti contengono gli eventi in cui le due tracce hanno carica diversa. La percentuale di questi ultimi eventi è data dal rapporto tra eventi distribuiti nei due quadranti compresi nei semiassi di segno opposto e gli eventi distribuiti nei due quadranti compresi nei semiassi dello stesso segno.

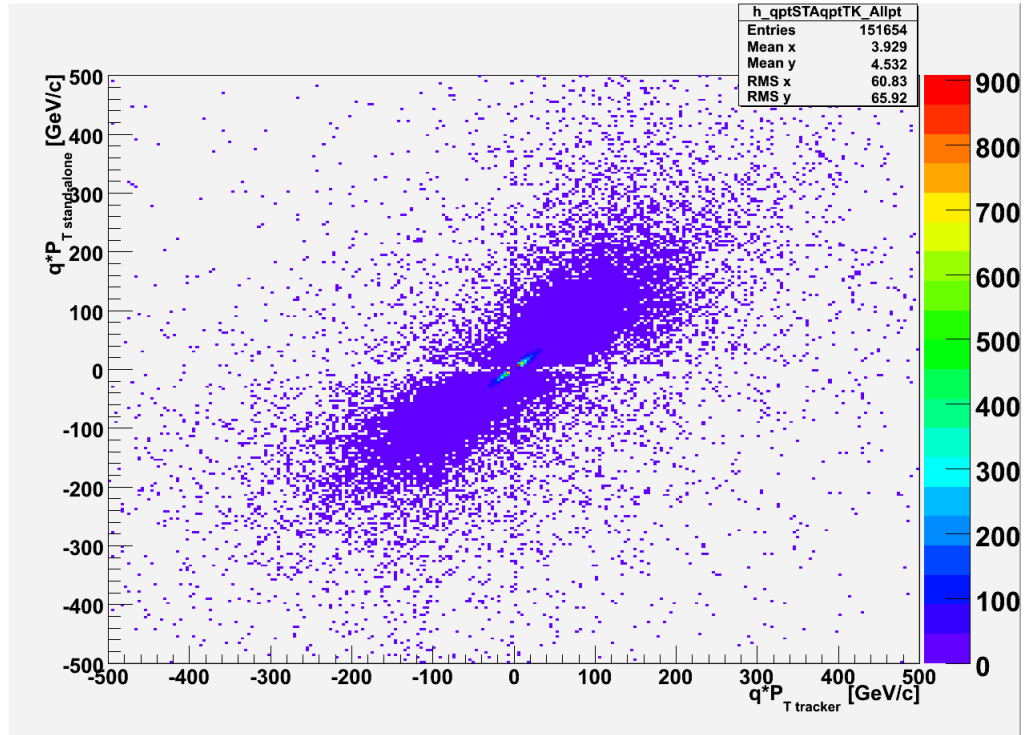


(a)

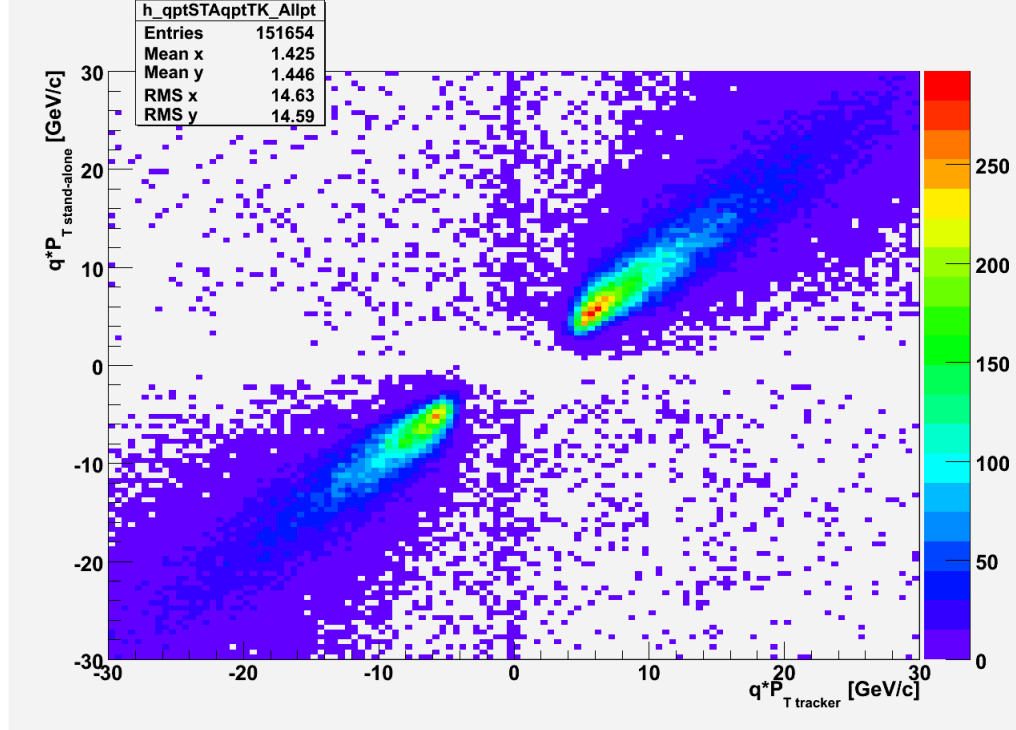


(b)

Figura 5.2: (a) Distribuzione degli eventi nel piano $(q \cdot p_T^{trk}, q \cdot p_T^{standalone})$ per i dati. (b) Zoom di (a).



(a)



(b)

Figura 5.3: (a) Distribuzione degli eventi nel piano $(q \cdot p_T^{trk}, q \cdot p_T^{stand-alone})$ per il MC. (b) Zoom di (a).

5.2 Risoluzione in momento trasverso delle tracce *stand-alone 1-leg*

Mostriamo in questo paragrafo la risoluzione in momento trasverso delle tracce ricostruite *stand-alone 1-leg* delle quali verrà considerata in seguito la distribuzione in funzione del momento trasverso per calcolare il rapporto di carica R. Per eventi che soddisfano alle condizioni 1 e 2 calcoliamo la quantità:

$$\delta = \frac{1/p_T^{TRK} - 1/p_T^{STA1-leg}}{1/p_T^{TRK}} \quad (5.1)$$

Le distribuzioni di δ per quattro diversi intervalli di momento trasverso p_T^{TRK} sono riportate nelle Figure 5.4-5.7 rispettivamente.

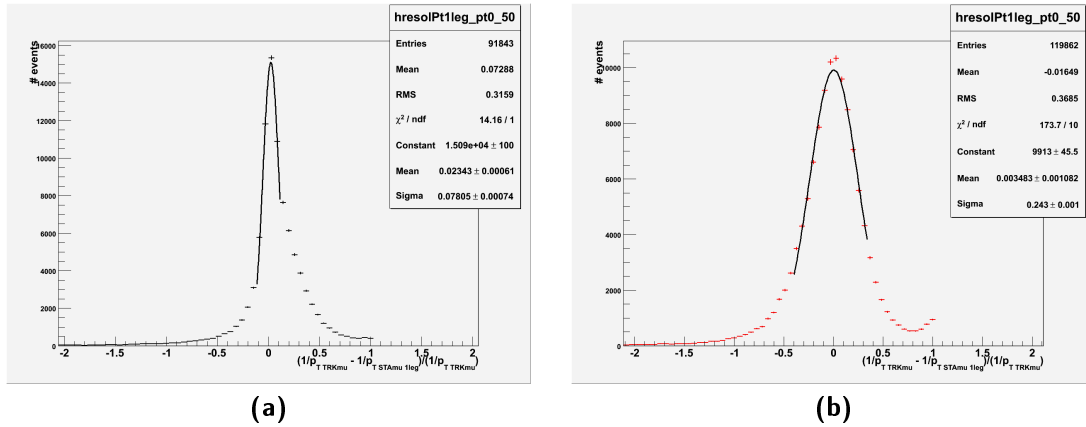


Figura 5.4: Risoluzione in momento trasverso per dati (a) e MC (b) nell'intervallo di p_T (0, 50) GeV.

Riassumiamo in tabella 5.1 i risultati per il valor medio e la dispersione delle distribuzioni ottenuti dai fit con le curve gaussiane mostrate nelle figure. Anche in questo caso sia nei dati che nel MC il valore del momento $p_T^{STA1-leg}$ e p_T^{TRK} è quello valutato nel punto della traccia più vicino al centro di CMS, tenendo conto della perdita di energia attesa nell'attraversamento del materiale del rivelatore a partire dall'ultimo piano di misura. Per queste tracce gli effetti della sottostima del campo magnetico nei giochi di ferro sono considerevolmente minori rispetto al caso delle tracce *stand-alone 2-leg* riportato nel paragrafo 4.2 (cfr. Tabella 4.3). Le larghezze delle distribuzioni inoltre rispecchiano la migliore qualità delle tracce, le quali sono ricostruite con le informazioni di segmenti nelle camere DT sia dell'emisfero superiore che di quello inferiore del rivelatore.

5.2 Risoluzione in momento trasverso delle tracce *stand-alone 1-leg87*

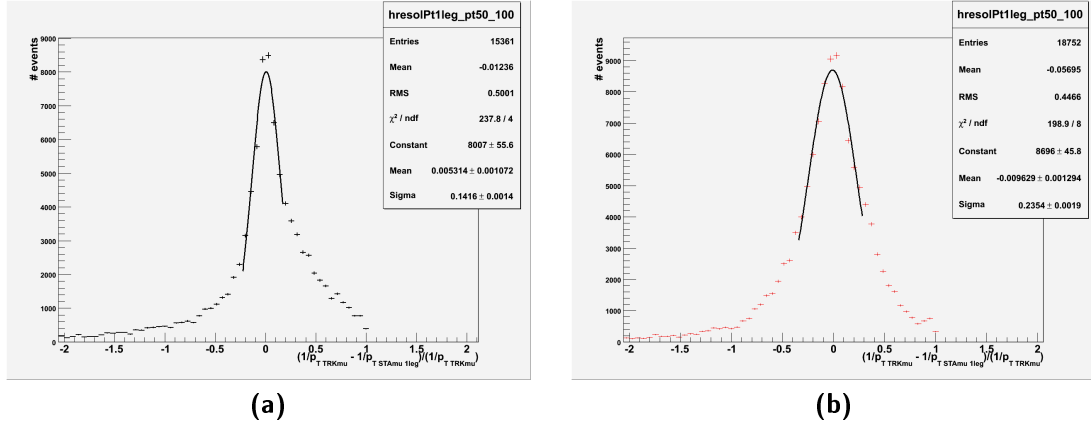


Figura 5.5: Risoluzione in momento trasverso per dati (a) e MC (b) nell'intervallo di p_T (50, 100) GeV.

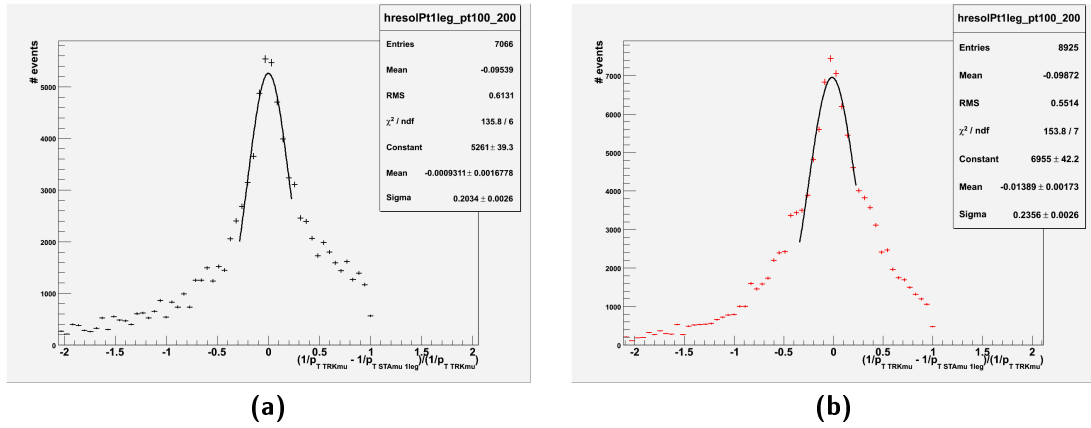


Figura 5.6: Risoluzione in momento trasverso per dati (a) e MC (b) nell'intervallo di p_T (100, 200) GeV.

Tabella 5.1: Risoluzione in p_T per diversi intervalli di impulso.

Intervallo di p_T (GeV)	Risol. (%)	Dati		MC	
		Centr	Risol.(%)	Centr.	
0 – 50	8	0.023 ± 0.001	24	0.003 ± 0.001	
50 – 100	14	0.005 ± 0.001	23	-0.010 ± 0.001	
100 – 200	20	-0.001 ± 0.002	24	-0.014 ± 0.001	
200 – 1000	32	-0.063 ± 0.003	40	-0.004 ± 0.003	

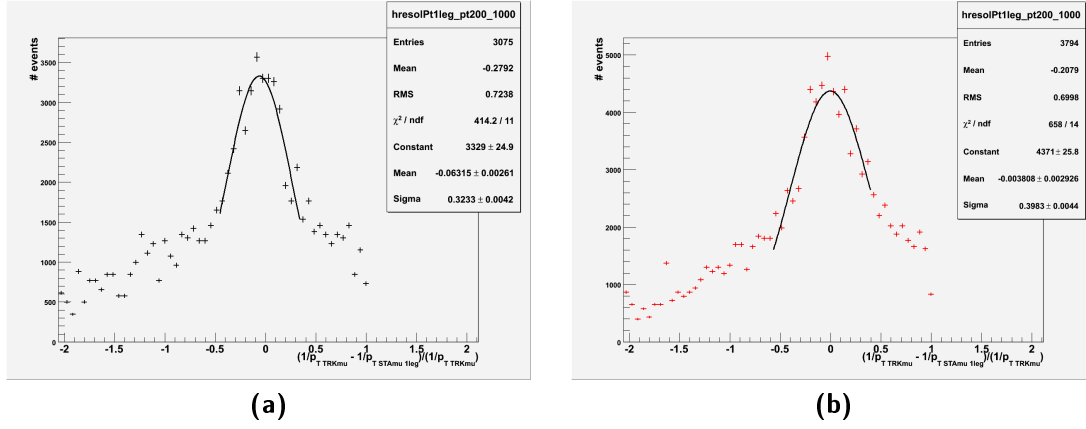


Figura 5.7: Risoluzione in momento trasverso per dati (a) e MC (b) nell'intervallo di p_T (200, 1000) GeV .

5.3 Risultati

A causa di alcuni problemi di produzione dei dati, la statistica utilizzata per il risultato riportato in questa tesi non è quella totale disponibile. In Figura 5.8 è riportata la distribuzione dei muoni di carica positiva e negativa in funzione del momento trasverso della traccia ricostruita *stand-alone 1-leg* per i dati. La Figura 5.9 mostra la stessa distribuzione per i MC.

Riassumiamo in tabella 5.2 gli integrali delle distribuzioni per il numero di μ^+ ed il numero di μ^- nei dati e nel MC nell'intervallo di momento trasverso considerato (0, 1000) GeV .

Tabella 5.2: Integrali delle distribuzioni del numero di μ^+ e μ^- .

	Dati	MC
N_{μ^+}	62421 ± 250	81309 ± 285
N_{μ^-}	49196 ± 222	64919 ± 255

Da questi valori si ricava che per i dati il rapporto di carica è:

$$R^{dati} = \frac{N_{\mu^+}}{N_{\mu^-}} = 1.269 \pm 0.008 \quad (5.2)$$

mentre per il MC è:

$$R^{MC} = \frac{N_{\mu^+}}{N_{\mu^-}} = 1.252 \pm 0.007 \quad (5.3)$$

in accordo con il valore con il quale sono stati generati i dati MC, che è pari a $R = 1.25$. Come qui di seguito illustrato, la correzione dovuta alla mis-identificazione di carica sul totale del campione di muoni selezionato è trascurabile.

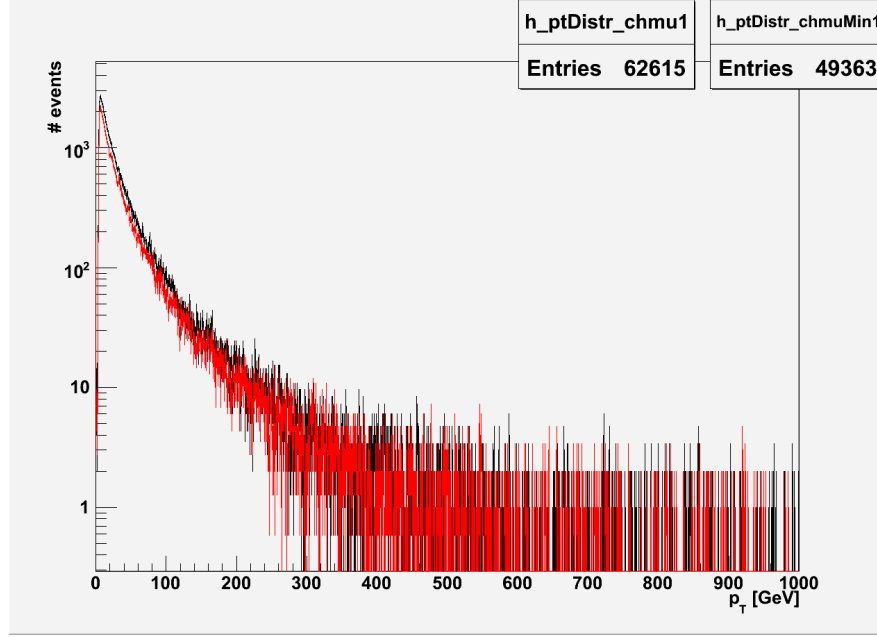


Figura 5.8: Distribuzione in p_T per i μ^+ ed i μ^- per i dati.

Valutiamo la mis-identificazione di carica per i vari bin di p_T . Le tabelle 5.3 e 5.4 riportano rispettivamente il numero di eventi in cui la carica della traccia *stand-alone 1-leg* è concorde con la carica della traccia del tracciatore $N_{q^{trk}=q^{sta\ 1leg}}$, il numero di eventi in cui ciò non accade $N_{q^{trk}\neq q^{sta\ 1leg}}$ e il valore corrispondente di probabilità di mis-identificazione ε_q per i dati ed i MC nei vari intervalli di p_T . I valori riportati di $N_{q^{trk}=q^{sta\ 1leg}}$ e $N_{q^{trk}\neq q^{sta\ 1leg}}$ sono stati ricavati dai grafici riportati nelle Figure 5.2 e 5.3 estraendo i numeri di eventi corrispondenti ai vari intervalli di momento trasverso.

Tabella 5.3: Valori di $N_{q^{trk}=q^{sta\ 1leg}}$, $N_{q^{trk}\neq q^{sta\ 1leg}}$ ed ε_q per i dati negli intervalli di p_T in cui si calcola il rapporto di carica.

Intervalli di p_T (GeV)	$N_{q^{trk}=q^{sta\ 1leg}}$	$N_{q^{trk}\neq q^{sta\ 1leg}}$	ε_q
(0, 10)	25410 ± 159	399 ± 20	$2 \cdot 10^{-4}$
(10, 20)	28741 ± 169	806 ± 28	$8 \cdot 10^{-4}$
(20, 30)	10535 ± 103	577 ± 24	$1 \cdot 10^{-3}$
(30, 40)	10333 ± 102	451 ± 21	$2 \cdot 10^{-3}$
(40, 50)	6870 ± 83	338 ± 18	$2 \cdot 10^{-3}$
(50, 70)	8224 ± 91	433 ± 21	$3 \cdot 10^{-3}$
(70, 100)	6316 ± 79	476 ± 22	$6 \cdot 10^{-3}$
(100, 1000)	9080 ± 95	1231 ± 35	$(1.8 \pm 0.1) \cdot 10^{-2}$

Il valore di ε_q cresce al crescere del momento trasverso della traccia. Infatti all'au-

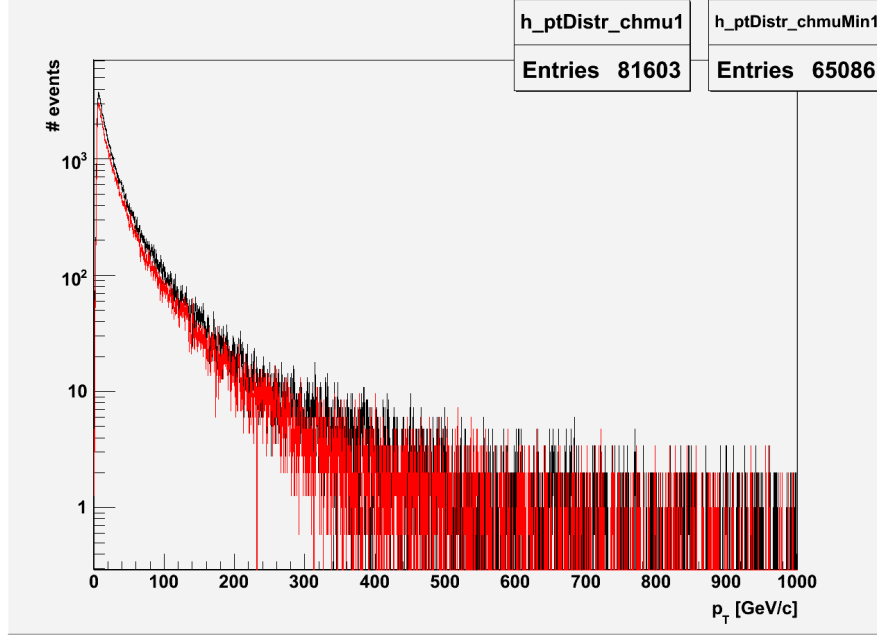


Figura 5.9: Distribuzione in p_T per i μ^+ ed i μ^- per i MC.

Tabella 5.4: Valori di $N_{q^{trk}=q^{sta\ 1leg}}$, $N_{q^{trk}\neq q^{sta\ 1leg}}$ ed ε_q per i MC negli intervalli di p_T in cui si calcola il rapporto di carica.

Intervalli di p_T (GeV)	$N_{q^{trk}=q^{sta\ 1leg}}$	$N_{q^{trk}\neq q^{sta\ 1leg}}$	ε_q
(0, 10)	36774 ± 192	478 ± 22	$2 \cdot 10^{-4}$
(10, 20)	37471 ± 194	626 ± 25	$3 \cdot 10^{-4}$
(20, 30)	20731 ± 144	512 ± 23	$6 \cdot 10^{-4}$
(30, 40)	12802 ± 113	353 ± 19	$(8 \pm 1) \cdot 10^{-4}$
(40, 50)	8408 ± 92	282 ± 17	$1 \cdot 10^{-3}$
(50, 70)	10158 ± 101	389 ± 20	$1 \cdot 10^{-3}$
(70, 100)	7797 ± 88	400 ± 20	$3 \cdot 10^{-3}$
(100, 1000)	11922 ± 109	1492 ± 39	$(1.6 \pm 0.1) \cdot 10^{-2}$

mentare del momento trasverso aumenta il raggio di curvatura della traccia e quindi cresce la probabilità di sbagliare l'assegnazione della carica. Se indichiamo con N^+ e N^- rispettivamente il numero di muoni positivi e negativi che riveleremmo se la carica fosse assegnata sempre correttamente ($\varepsilon_q = 0$), allora i numeri di muoni positivi e negativi osservati N_{oss}^+ e N_{oss}^- sono:

$$\begin{cases} N_{oss}^+ = (1 - \varepsilon_q)N^+ + \varepsilon_q N^- \\ N_{oss}^- = (1 - \varepsilon_q)N^- + \varepsilon_q N^+ \end{cases} \quad (5.4)$$

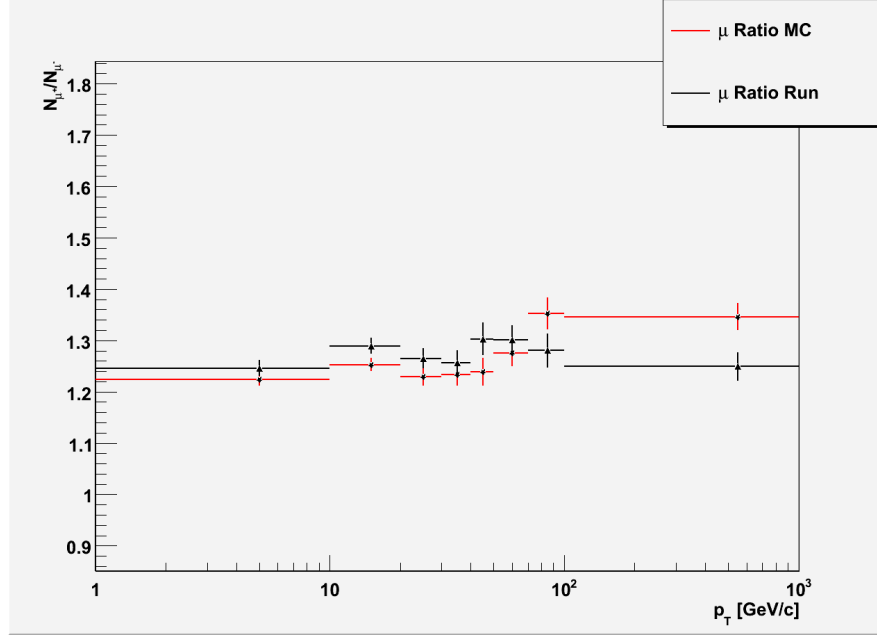


Figura 5.10: Rapporto di carica R in funzione del momento trasverso dei muoni. Sono riportati con i punti in nero i valori del rapporto per i dati e con i punti in rosso i valori del rapporto relativi alla simulazione MC.

invertendo il sistema si ottengono le espressioni di N^+ e N^- in funzione delle quantità osservate. Il rapporto di carica vero (R_{vero}) mostrato in Figura 5.10 in funzione del momento trasverso dei muoni è:

$$R_{vero} = \frac{N^+}{N^-} = \frac{(\varepsilon_q - 1)N_{oss}^+ + \varepsilon_q N_{oss}^-}{(\varepsilon_q - 1)N_{oss}^- + \varepsilon_q N_{oss}^+} \quad (5.5)$$

Il grafico mostra che il rapporto è indipendente dal momento entro gli errori statistici, in accordo con la predizione MC. Va sottolineato che il risultato attuale è basato su circa il 10% del totale della statistica accumulata nel CRAFT, e potrà quindi essere a breve significativamente migliorato, soprattutto nella regione di alto momento ($p_T > 100 \text{ GeV}$).

È interessante studiare il rapporto di carica R in funzione della posizione azimutale φ , nel riferimento di CMS, del punto di ingresso dei muoni cosmici nel rivelatore. A causa della curvatura del campo magnetico i muoni di carica opposta popolano regioni differenti del rivelatore per un dato punto di ingresso. La selezione effettuata per garantire una buona qualità del tracciamento (richiedendo essenzialmente che un muone passi almeno 6 camere DT e per il tracciatore) fa sì che un μ^+ e un μ^- entranti in uno stesso punto di CMS abbiano una diversa probabilità di passare la selezione, modificando il valore osservato di R in funzione di φ . In Figura 5.11 è riportata la distribuzione dei muoni di carica positiva e negativa in funzione della posizione angolare φ del punto di ingresso dei muoni (ricavato dalla traccia ricostruita *stand-alone 1-leg*) per i dati.

La Figura 5.12 mostra la stessa distribuzione per i MC. Le distribuzioni sono centrate su valori dell'angolo del punto di ingresso corrispondenti al settore 4, nell'emisfero superiore di CMS.

In Figura 5.13 è mostrato il grafico del rapporto di carica in funzione dell'angolo nel piano trasverso del punto di ingresso dei muoni, sia per i dati che per il MC. Il MC riproduce bene l'andamento osservato nei dati, mostrando che eventuali *bias* sistematici dovuti a possibili inefficienze locali di alcune camere che rompono la simmetria del rivelatore sono piccole. Lo studio dell'incertezza sistematica su R è tutt'ora in corso.

Dato il buon accordo delle distribuzioni tra dati e MC, assumiamo come errore sistematico, conservativamente, l'errore statistico della determinazione MC. In definitiva:

$$R^{dati} = \frac{N_{\mu^+}}{N_{\mu^-}} = 1.269 \pm 0.008(stat) \pm 0.007(syst) \quad (5.6)$$

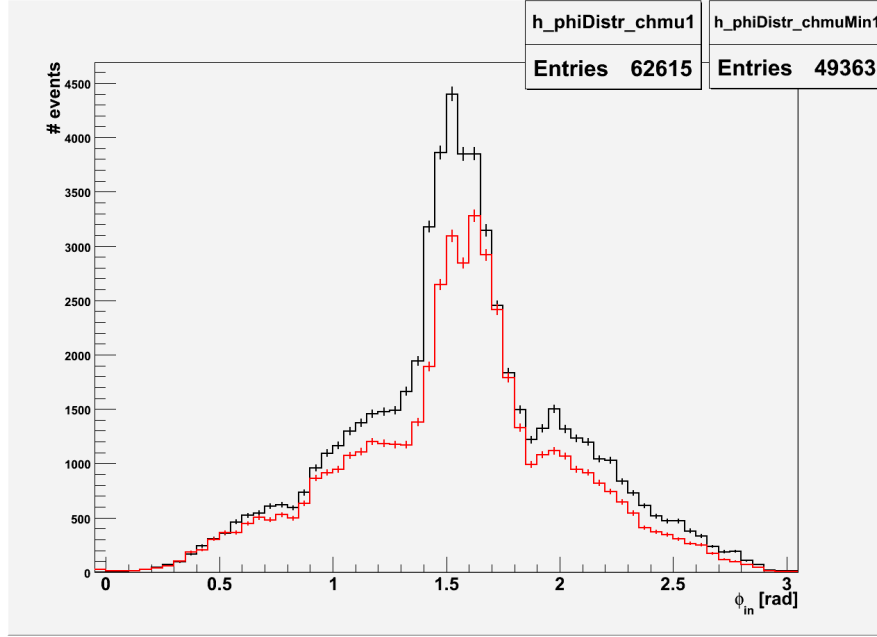


Figura 5.11: Distribuzione in φ del punto di ingresso dei muoni nel rivelatore per i μ^+ ed i μ^- nei dati.

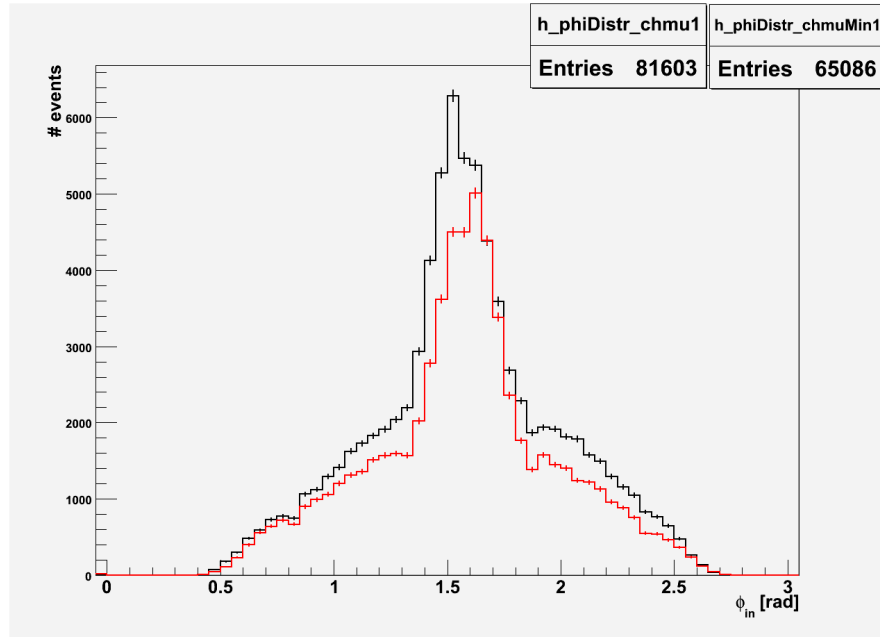


Figura 5.12: Distribuzione in φ del punto di ingresso dei muoni nel rivelatore per i μ^+ ed i μ^- nei MC.

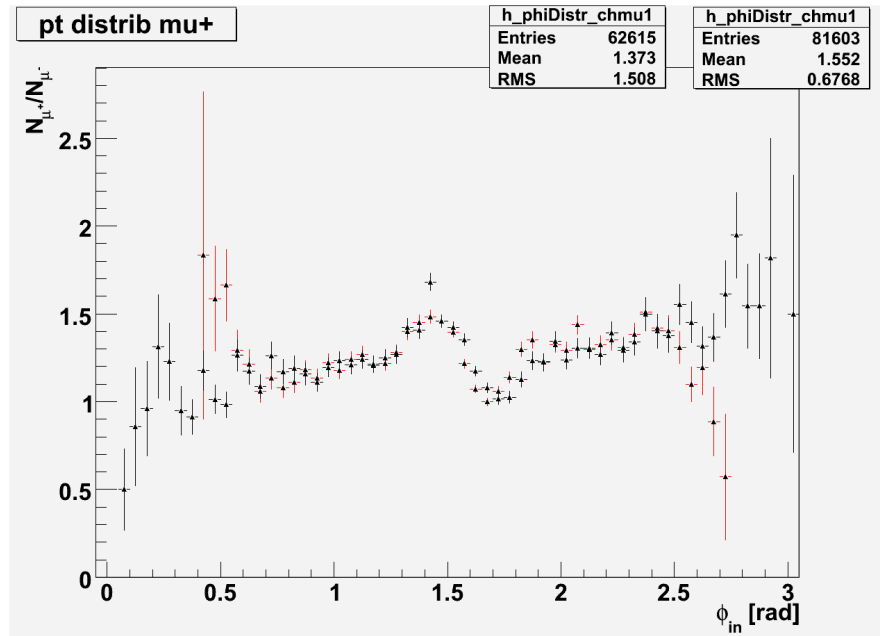


Figura 5.13: Rapporto di carica R in funzione dell'angolo nel piano trasverso del punto di ingresso dei muoni. Sono riportati con i punti in nero i valori del rapporto per i dati e con i punti in rosso i valori del rapporto relativi alla simulazione MC.

CONCLUSIONI

In questo lavoro di tesi si è affrontato lo studio delle prestazioni dell'apparato CMS e la misura del rapporto di carica R dei muoni cosmici, definito come il numero di muoni positivi sul numero di muoni negativi, usando i dati acquisiti nel periodo Ottobre-Novembre 2008 durante la sessione di presa dati CRAFT (*Cosmic Run At Four Tesla*). Circa 300 milioni di eventi sono stati acquisiti in questa fase. I risultati ottenuti con i dati sono stati confrontati con i risultati ottenuti con quelli prodotti da simulazioni Monte Carlo dei muoni cosmici, un campione costituito da circa il 10% del totale dei dati acquisiti.

Lo scopo dello studio delle prestazioni dell'apparato è stato mirato in particolare allo studio delle efficienze di rivelazione delle tracce muoniche del sistema di rivelazione dei muoni nella zona del barile di CMS. Si è sviluppato un metodo per la determinazione dell'efficienza locale di ricostruzione dei segmenti di traccia nel piano trasverso del rivelatore in funzione della posizione della camera, studiando le estrapolazioni del tracciatore e gli effetti della diffusione multipla in funzione del momento. L'efficienza valutata con questo metodo è risultata molto buona: essa è circa del 100% nelle camere dei settori superiori 3, 4 e 5 e dei settori inferiori 9, 10 e 11 delle tre ruote centrali, in accordo con i dati simulati MC. Nel campione di raggi cosmici, il metodo risulta comunque limitato dalla statistica per le due ruote più esterne e per le camere dei settori verticali di CMS. Infatti una delle selezioni che si impone nella determinazione di un buon evento per il calcolo dell'efficienza è la richiesta che i muoni abbiano attraversato il volume del tracciatore. Essendo la direzione dei muoni cosmici prevalentemente perpendicolare alla superficie terrestre e la dimensione longitudinale del tracciatore limitata entro le tre ruote centrali, i muoni che attraversano il tracciatore e le ruote esterne sono molto inferiori in numero rispetto ai muoni che attraversano le altre ruote.

Oltre all'efficienza di ricostruzione locale di un tratto di traccia in una camera DT, si è stimata l'efficienza di ricostruzione di una traccia completa ricostruita dal solo sistema di rivelazione dei muoni nella zona del barile (traccia *stand-alone*). In particolare la traccia di un muone cosmico può essere ricostruita usando tutte le hits generate nelle camere DT da un muone cosmico in tutto il rivelatore (ricostruzione *1-leg*), oppure può essere ricostruito indipendentemente il tratto nell'emisfero superiore e il tratto nell'emisfero inferiore (ricostruzione *2-leg*). Il metodo utilizzato si rifà al metodo *Tag and Probe*, che si pensa di utilizzare anche nelle collisioni $p-p$, utilizzando tipologie di eventi speciali come quelli contenenti di-muoni provenienti da una risonanza nota: si identifica un insieme di eventi, sul quale si effettuerà la misura, attraverso delle selezioni che consentono di identificare l'effettivo passaggio di un muone nel rivelatore e di eliminare

possibili *bias* nel valore calcolato dell'efficienza. L'efficienza ottenuta si assesta attorno al 95% in funzione dell'impulso trasverso e in funzione della pseudorapidità del muone. La previsione MC è sistematicamente superiore dell'1 – 2%, a causa del fatto che nelle simulazioni MC si assume una geometria ideale dell'apparato.

Il rapporto di carica μ^+/μ^- nei raggi cosmici è stato valutato su un campione di eventi che attraversa la regione del tracciatore. In tal modo è stato possibile limitarsi ad un sottocampione di eventi in cui la probabilità di mis-identificazione della carica è pari all'2°/∞ nei dati e pari all'1°/∞ nel MC. Il valore di R si assesta attorno a 1.26 in funzione del momento trasverso del muone, con un buon accordo nei dati simulati, ed integrato su tutti i valori del momento trasverso è pari a $R^{dati} = 1.269 \pm 0.008(stat) \pm 0.07(syst)$ nell'intervallo di p_T (0, 1000) GeV. Il rapporto R è stato studiato anche in funzione della posizione azimutale φ , nel riferimento di CMS, del punto di ingresso dei muoni cosmici nel rivelatore. L'ottimo accordo tra dati e simulazione MC mostra che eventuali *bias* dovuti all'inefficienza delle camere sono piccoli.

Bibliografia

- [1] CMS Collaboration. *The CMS experiment at the CERN LHC*. Journal of Instrumentation 3 (2008) 508804.
- [2] CMS Collaboration. *The CMS Magnet Test and Cosmic Challenge (MTCC Phase I and II) Operational Experience and Lessons Learnt*. CMS-NOTE, 2007/2005.
- [3] Aldaya M. and Garcia-Abia P. *Measurement of the charge ratio of cosmic muons using CMS data*. CMS-NOTE, 2008. 016.
- [4] *LHC-Design Report*. <http://ab-div.web.cern.ch/abdiv/publications/LHC-DesignReport.html>.
- [5] M.E. Peskin and D.V. Schroeder. *An Introduction to Quantum Field Theory*. Perseus Books Publishing, (1995).
- [6] The ATLAS Collaboration. *Technical Proposal*. CERN-LHCC 94-43, LHCC /P2, 1994.
- [7] The LHCb Collaboration. *Technical Proposal*. CERN-LHCC 98-4, 1998.
- [8] The ALICE Collaboration. *Technical Proposal for A Large Ion Collider Experiment at the CERN LHC*. CERN-LHCC 95-71, 1995.
- [9] The CMS Collaboration. *The Tracker Project: Tecnical Design Report*. CERN/LHCC, 1998/006.
- [10] CMS Software Homepage. <https://cmsdoc.cern.ch/cms/cpt/Software/html/General>.
- [11] CMS Collaboration. *The CMS Physics Technical Design Report*. CERN-LHCC, 2006.
- [12] The CMS Collaboration. *The Electromagnetic Calorimeter: Tecnical Design Report*. CERN-LHCC, 1997/033.
- [13] The CMS Collaboration. *The Hadronic Calorimeter: Tecnical Design Report*. CERN-LHCC, 1997/031.
- [14] The CMS Collaboration. *CMS Muon Tecnical Design Report*. CERN-LHCC, 1997/032.

- [15] M. Aguilar-Benitez et al. *Construction and test of the final CMS Barrel Drift Tube Muon Chamber prototype*. Nucl. Instr. Meth. A480 (2002) 658-669.
- [16] Fabrizio Gasparini et al. *Bunch crossing identification at LHC using a mean-timer technique*. Nuclear Instrumentation Method, A(336):91, 1993.
- [17] M. Abbrescia et al. *The RPC system for the CMS experiment at the LHC*. Nucl. Instrum. Meth. A508 (2003) 137-141.
- [18] The CMS Collaboration. *CMS Trigger Technical Design Report*. CERN/LHCC, 2006/038.
- [19] The CMS Collaboration. *CMS DAQ and HLT Technical Design Report*. CERN/LHCC, 2006/026.
- [20] P. Arce et al. *Bunched beam test of the CMS drift tubes local muon trigger*. Nucl. Instrum. Meth. A534 (2004) 441-485.
- [21] The CMS Collaboration. *The TriDAS Project, TDR Vol.1: The Trigger System*. CERN/LHCC 2000 - 38 (2000).
- [22] M. Andlinger et al. *Pattern Comparator Trigger (PACT) for the muon system of the CMS experiment*.
- [23] CMS Collaboration. *The CMS Magnet Technical Design Report*. CERN/LHCC 1997/032.
- [24] N. Amapane et al. *Muon Reconstruction in the CMS Detector*. CMS Analysis Note, 2008/097.
- [25] R. Fruhwirth. *Application of Kalman filtering to track and vertex fitting*. Nucl. Instrum. Meth. A262 (1987) 444.
- [26] R. K. Bock, H. Grote, D. Notz et al. *Data Analysis techniques for high-energy physics experiments*. Camb. Monogr. Part. Phys. Nucl. Phys. Cosmol. 11 (2000) 1.
- [27] C. Campagnari et al. *Muon Identification in CMS*. CMS Analysis Note, 2008/098.
- [28] L. Liu, N. Neumeister. *Reconstruction of Cosmic and Beam-Halo Muons*. CMS Note, 2008/001.
- [29] D. Benedetti et al. *Tracking and Alignment with the Silicon Strip Tracker at the CMS Magnet Test Cosmic Challenge*. CMS NOTE, 2007/030.
- [30] C. Amsler et al. *The Review of Particle Physics*. Physics Letters B667, 1 (2008).
- [31] J.M. Baxendale, C.J. Hume, M.G. Thompson - J. Phys. G 1 (1975) 781-788. B.C. Rastin - J. Phys. G 10 (1984) 1629-1638. T. Hebbeker, C. Timmermans - Astropart. Phys. 18 (2002) 107-127. P. Achard et al. - L3 Collaboration, Phys. Lett. B 598 (2004) 15-32.