

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

---

Scuola di Scienze  
Dipartimento di Fisica e Astronomia  
Corso di Laurea in Fisica

## Misura di efficienza del trigger muonico dell'esperimento CMS a LHC

Relatore:  
Dott. Luigi Guiducci

Presentata da:  
Leonardo Lunerti

Correlatore:  
Dott. Carlo Battilana

Anno Accademico 2016/2017

# Abstract

In questo lavoro è stata studiata l'efficienza del trigger muonico dell'esperimento CMS (*Compact Muon Solenoid*) a LHC (*Large Hadron Collider*), e, per la realizzazione di questo lavoro, è stato sviluppato un programma in C++ che sfrutta il pacchetto software di analisi dati ROOT.

La misura dell'efficienza è stata ottenuta con il metodo detto del *data-set ortogonale*, utilizzando i dati raccolti nel 2016. I risultati sono stati trovati in accordo con quelle provenienti da misure dell'efficienza realizzate con il metodo del *Tag & Probe*.

# Indice

<b>Introduzione</b>	<b>4</b>
<b>1 L'esperimento CMS a LHC</b>	<b>5</b>
1.1 Il rivelatore del CMS . . . . .	6
1.1.1 Il sistema di coordinate . . . . .	8
1.2 Camere per muoni . . . . .	9
1.2.1 Drift tubes . . . . .	10
1.2.2 Cathode strip chambers . . . . .	11
1.2.3 Resistive plate chambers . . . . .	13
1.3 La Ricostruzione dei muoni . . . . .	14
1.3.1 Local Reconstruction . . . . .	15
1.3.2 Global reconstruction . . . . .	16
1.3.3 Identificazione . . . . .	17
1.4 Il sistema di Trigger . . . . .	19
1.4.1 Muoni nel Level-1 Trigger . . . . .	20
1.4.2 Muoni nel High-Level Trigger . . . . .	20
<b>2 Il calcolo dell'efficienza</b>	<b>23</b>
2.1 I metodi del Tag & Probe e del data-set ortogonale . . . . .	24
2.2 Il programma per l'analisi dei dati . . . . .	25
2.2.1 Parametri modificabili: il file di configurazione . . . . .	27
2.2.2 File di output . . . . .	29
<b>3 Efficienza del trigger muonico</b>	<b>34</b>
3.1 La misura dell'efficienza . . . . .	34
3.2 Misure con data-set e metodi differenti . . . . .	41
<b>Conclusioni</b>	<b>43</b>

# Introduzione

Lo scopo di questa tesi è quello di studiare l'efficienza del trigger di muoni di CMS. Per il calcolo dell'efficienza ho utilizzato il metodo del data-set ortogonale. Per verificare la validità di questo metodo, i risultati sono stati confrontati con quelli ottenuti con un altro metodo consolidato, quello del Tag & Probe, le cui caratteristiche verranno illustrate e discusse.

Per questo studio ho scritto un programma in C++ che sfrutta le potenzialità del pacchetto software per analisi dati ROOT, sviluppato dal CERN. Questo programma dà la possibilità all'utilizzatore di regolare l'analisi dei dati in base a una serie di parametri modificabili manualmente. Il programma è progettato per analizzare dati sotto forma di ROOT file, nello specifico quelli definiti e prodotti regolarmente dal *Muon Physics Object Group* di CMS per lo studio della ricostruzione e del trigger durante la presa dati. I dati analizzati sono una frazione dei dati raccolti nel 2016, corrispondente a una luminosità integrata di  $8.5fb^{-1}$ . Il programma permette di studiare l'efficienza rispetto a molte variabili; in questo studio presento i risultati utilizzando le variabili considerate più rilevanti: la pseudorapidità  $\eta$ , il momento trasverso  $p_T$ , l'angolo azimutale  $\phi$  e il numero di vertici primari.

Nel primo capitolo viene descritta in modo generale la struttura del rivelatore di CMS e, in seguito, viene focalizzata l'attenzione sul *muon system*. Dopo aver esposto la struttura delle camere per muoni, sarà illustrata la procedura con cui sono ricostruiti ed identificati offline i muoni e infine verrà descritto il sistema di trigger. Nel secondo capitolo si parlerà dei metodi per il calcolo dell'efficienza e sarà illustrata la struttura e il funzionamento del programma sviluppato per le misure. Nel terzo ed ultimo capitolo verranno presentate e commentate le misure ottenute.

# Capitolo 1

## L'esperimento CMS a LHC

Il *Compact Muon Solenoid* (CMS) è un sistema di rivelatori progettato per la misura di precisione di leptoni, fotoni e jet sia nelle collisioni protone-protone sia nelle collisioni tra ioni pesanti al *Large Hadron Collider* (LHC) del CERN [1]. Il principale obiettivo del LHC è quello di fare luce sulla natura della rottura della simmetria elettrodebole per la quale il meccanismo di Higgs è responsabile [2]. Tramite lo studio del meccanismo di Higgs è possibile far luce sulla consistenza matematica del Modello Standard a scale energetiche dell'ordine del TeV. Le varie alternative al modello standard portano con sé nuove simmetrie, nuove forze o nuovi costituenti; per di più, investigando nella scala energetica del TeV, si hanno maggiori speranze di arrivare a scoperte che potranno portare verso una teoria unificata.

Il LHC è progettato per far collidere protoni con un'energia nel centro di massa di 14 TeV ed una luminosità di  $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ . Per tali valori di luminosità, la frequenza delle interazioni protone-protone supera 1 GHz. Ovviamente, ad una tale frequenza di interazioni, soltanto una piccola frazione di questi eventi contiene delle informazioni d'interesse per il programma di fisica di CMS, e soltanto una piccola frazione di tutte le collisioni può essere immagazzinata per un'analisi dei dati offline. A questo scopo è stato costruito un sistema di trigger che riesca a selezionare gli eventi d'interesse per l'analisi offline dalla mole di dati iniziali provenienti dalle collisioni anelastiche.

Per selezionare gli eventi con un potenziale interesse fisico, CMS utilizza due livelli di trigger, al contrario, ad esempio, dei tre livelli utilizzati nell'esperimento ATLAS. Il primo livello (*Level-1*) del sistema di trigger a CMS si basa su un sistema hardware che ha lo scopo di selezionare gli eventi contenenti gli oggetti candidati, come ad esempio il deposito di ioni consistenti

con il passaggio di un muone oppure un deposito energetico consistente con quello di un elettrone, un fotone, un  $\tau$ , un leptone oppure un jet.

La selezione finale è basata su una gamma di 128 algoritmi programmabili che utilizzano questi candidati e, successivamente, trasferiscono la mole di eventi al secondo livello di trigger, detto *High-Level Trigger* (HLT). Il HLT viene implementato tramite un software con lo scopo di raffinare ulteriormente la purezza degli oggetti fisici selezionando al ritmo di 400 eventi al secondo per la memorizzazione dei dati offline.

I primi lunghi periodi di presa dati sono stati nel 2010, 2011 e 2012, rispettivamente con un'energia nel centro di massa di 7 TeV nei primi due periodi e 8 TeV nell'ultimo. Questi periodi fanno parte del cosiddetto Run 1, durante il quale il sistema di trigger ha selezionato eventi provenienti dalle collisioni pp alla massima luminosità istantanea di  $2.1 \times 10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  nel 2010,  $4 \times 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  nel 2011 e  $7.7 \times 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  nel 2012.

## 1.1 Il rivelatore del CMS

L'aspetto fondamentale che regola la struttura del sistema di rivelatori è la scelta di misurare il momento delle particelle cariche facendole curvare sotto l'effetto di un potente campo magnetico. È quindi necessaria una grande potenza per produrre questa curvatura e potere così misurare il momento di particelle cariche altamente energetiche. A tale proposito si è optato per la scelta di un magnete superconduttore.

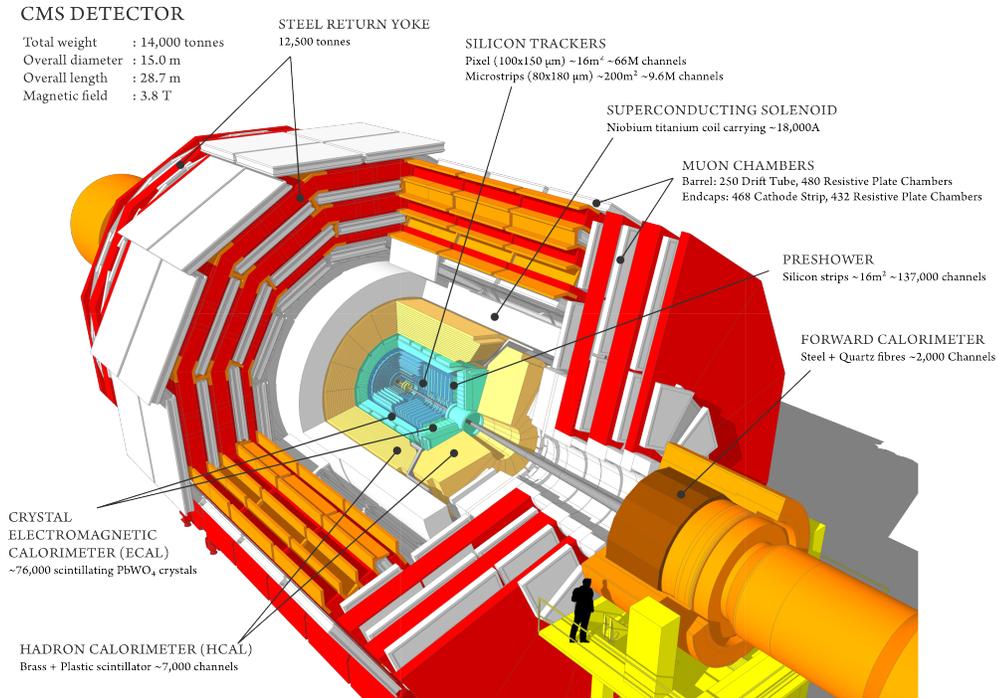


Figura 1.1: Una sezione del sistema di rivelatori di CMS

La figura 1.1 mostra una panoramica della struttura di CMS. Nel cuore di CMS troviamo un solenoide superconduttore, lungo 13 m e con un diametro interno di 6 m, che genera un campo magnetico di 4 Tesla. Per motivi di compatibilità con la geometria del campo magnetico solenoidale, CMS ha una forma cilindrica: le regioni corrispondenti alle basi del cilindro sono dette *endcap* mentre la regione in corrispondenza della superficie laterale viene chiamata *barrel* [2].

Il campo magnetico di ritorno è abbastanza grande da saturare 1.5 m di ferro, che permettono di integrare in modo robusto le 4 stazioni di rivelatori che provvedono alla miglior copertura geometrica possibile. Ogni stazione comprende numerosi strati di *drift tube* nel barrel e di *cathode strip chamber* negli endcap, completati dalla presenza dei *resistive plate chamber*.

Il cilindro formato dalla spira che genera il campo magnetico è abbastanza grande da contenere al suo interno il tracciatore e i calorimetri. Il volume di tracciamento è quello di un cilindro di 5.8 m di lunghezza e 2.6 metri di diametro. Per fare fronte alla moltitudine di tracce nel *tracker*, CMS prevede l'utilizzo di 10 strati rivelatori con micro *strips* in silicio che

garantiscono la precisione e il livello di dettaglio desiderato. In aggiunta, in prossimità della regione di interazione sono disposti 3 strati di rivelatori con *pixel* di silicio al fine di migliorare la misura del parametro d'impatto della traccia di particelle cariche e la misura della posizione di vertici secondari.

Il calorimetro elettromagnetico (ECAL) copre un intervallo in pseudorapidità di  $|\eta| < 3.0$ . Un sistema di *preshower* è installato di fronte al ECAL negli endcap al fine di scartare eventuali  $\pi^0$ . Il ECAL è circondato da un calorimetro adronico a scintillatore in ottone (HCAL) che copre una regione di  $|\eta| < 3.0$ .

A partire dalla regione d'interazione dei fasci, le particelle attraversano il tracciatore, all'interno del quale le traiettorie delle particelle cariche e i vertici da cui sono originate sono ricostruiti a partire dai segnali dagli strati sensibili. Il tracciatore, immerso in un campo magnetico che curva la traiettoria delle particelle, riesce a misurare la carica elettrica e il momento delle particelle cariche. Gli elettroni e i fotoni vengono assorbiti nel ECAL. I corrispondenti sciami elettromagnetici sono rivelati come *cluster* di energia, dai quali si può risalire all'energia e alla direzione della particella. Sia gli adroni carichi che quelli neutri potranno dare luogo ad uno sciame adronico anche negli ECAL, ma verranno assorbiti a pieno soltanto nel HCAL. Anche in questo caso i cluster negli HCAL sono usati per stimare l'energia e la direzione. I muoni e i neutrini attraversano i calorimetri con piccole o nessuna interazione. Mentre i neutrini riescono a sfuggire senza essere rivelati, i muoni vanno a colpire le camere per muoni, posizionare all'esterno dei calorimetri [3].

### 1.1.1 Il sistema di coordinate

La cinematica degli oggetti ricostruiti, utilizzati nell'analisi dei dati di CMS, è descritta tramite un sistema di coordinate cartesiano ben definito. Il sistema di riferimento è orientato in modo che l'asse  $z$  coincida con la direzione della velocità dei protoni nel fascio, l'asse  $x$  diretto verso il centro di LHC e l'asse  $y$  diretto verso l'. Utilizziamo quindi coordinate polari  $(r, \theta, \phi)$ , dove  $\phi$  descrive l'angolo sul piano  $xy$  mentre  $\theta$  descrive l'angolo sul piano  $yz$ .

Una quantità importante legata al prodotto di una collisione ad alta energia è la rapidità:

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z c}{E - p_z c}.$$

Supponiamo che la particella prodotta dalla collisione sia diretta essenzialmente nel piano  $xy$ . Avremo che  $p_z \simeq 0$  e quindi  $y \simeq \frac{1}{2} \ln 1 = 0$ . Se invece la particella fosse diretta sostanzialmente lungo l'asse  $z$ , avremo che  $E \simeq p_z c$

e  $y \rightarrow \infty$ . Quindi la rapidità è nulla quando la particella prodotta è in sostanza perpendicolare all'asse del fascio, mentre tende a  $\infty$  quando la sua direzione giace essenzialmente sull'asse del fascio. Possiamo dire che la rapidità è collegata all'angolo fra il piano  $xy$  e la direzione dell'emissione del prodotto di una collisione.

L'unico problema relativo alla rapidità è che le quantità in base alle quali viene definita non sono direttamente misurabili. Una quantità che è molto più facile da misurare è la pseudorapidità:

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}.$$

Possiamo facilmente notare che il valore di  $\eta$  tende a  $\infty$  quando  $\theta$  si avvicina a 0, mentre quando  $\theta = \frac{\pi}{2}$  la pseudorapidità sarà nulla. Di fatto è possibile dimostrare che per particelle altamente relativistiche, dove il fattore  $\gamma$  è molto più grande di  $mc^2$ ,  $y \simeq \eta$ . Abbiamo quindi ottenuto le coordinate  $r$ ,  $\eta$  e  $\phi$  con cui descriveremo il sistema di rivelatori di CMS e con cui presenteremo i risultati della misura di efficienza.

Un'altra quantità fondamentale per la misura dell'efficienza è il momento trasverso del muone, definito come  $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ .

## 1.2 Camere per muoni

Come è implicitamente contenuto nel nome, il ruolo centrale di CMS (Compact Muon Solenoid) è quello di rivelare la presenza di muoni. A tal fine sono utilizzate tre differenti tecnologie: i *Drift Tubes* (DT), i *Cathode Strip Chamber* (CSC) e i *Resistive Plate Chambers* (RPC). I CSC sono utilizzati nella regione degli endcap, dove sia il tasso di muoni incidenti sia il livello del fondo sono alti e il campo magnetico è fortemente intenso e non uniforme. I DT sono invece utilizzati nella regione del barrel; qui il tasso di muoni incidenti e il livello di fondo sono bassi e inoltre il campo magnetico in ottima approssimazione uniforme. Gli RPC sono invece presenti in entrambe le regioni, quella del barrel e negli endcap [2].

Tutte le camere per muoni sono posizionate in modo tale che risultino il più possibile perpendicolari alle traiettorie dei muoni e che coprano lo spazio in modo da non lasciare spazi vuoti da  $\eta = 0$  a  $\eta = 2.4$ . Nel barrel i DT ricoprono all'incirca lo spazio compreso fra  $\eta = 0$  e  $\eta = 1.3$  mentre negli endcap i CSC ricoprono la regione che va da  $\eta = 0.9$  a  $\eta = 2.4$ . Infine gli RPC coprono lo spazio da  $\eta = 0$  a  $\eta = 2.1$ . La posizione dei rivelatori viene misurata da un sofisticato sistema di allineamento sia l'uno rispetto all'altro

e sia rispetto al tracciatore interno al fine di ottimizzare la risoluzione del momento del muone.

### 1.2.1 Drift tubes

I rivelatori nel barrel sono organizzati in quattro stazioni in modo da realizzare quattro cilindri concentrici. Le camere per muoni sono mantenute in posizione da un supporto in ferro che ha la forma di una ruota. Ogni ruota è divisa in 12 sezioni, come dodici spicchi, e ogni sezione contiene 4 camere, una per ogni stazione, che sono etichettate MB1, MB2, MB3 e MB4 [2]. Sovrapponendo 5 di queste ruote si realizza quindi la forma di un cilindro. Le tre stazioni più interne contengono 60 camere a deriva mentre quella più esterna ne contiene 70.

Ogni camera a deriva è formata da due o tre superlayer (SL) e ogni SL è formato da 4 strati di celle a deriva rettangolari; una tale struttura è finalizzata ad avere una migliore risoluzione nel misurare l'angolo di curvatura  $\phi$ . La cella a deriva è quindi l'elemento sensibile di base.

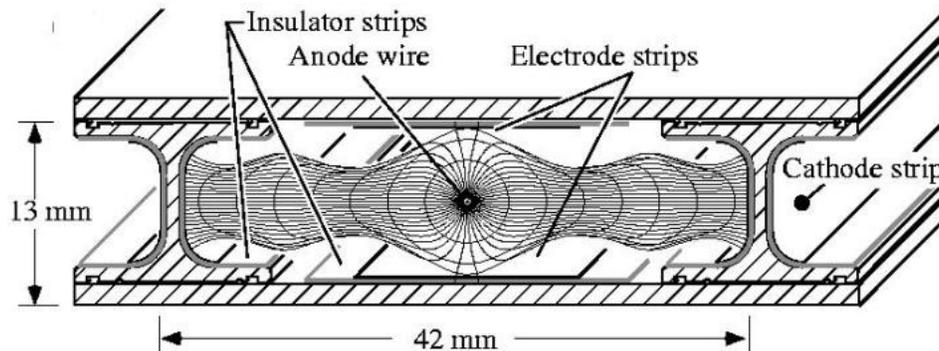


Figura 1.2: Una cella a deriva

In figura 1.2 viene mostrata la struttura di una cella a deriva. L'anodo è posizionato al centro della cella, sulle pareti interne superiori ed inferiori della cella troviamo due elettrodi, il cui scopo è quello di "schiacciare" le linee di campo modificando il percorso di deriva; infine sulle pareti laterali sono posizionati i due catodi. Le dimensioni trasversali sono di circa 21 mm: in questo modo viene stabilito il cammino di deriva massimo e quindi il tempo di deriva massimo che in questo caso è di 380 ns. Il tempo di deriva massimo è determinato, una volta fissata la geometria della cella, dal gas presente

all'interno della cella, ovvero una miscela di  $Ar/Co_2$  in proporzioni 85/15 in volume. I quattro strati di celle all'interno di un SL sono sovrapposti come degli strati di mattoni in un muro: ogni cella è spostata di mezza cella rispetto a quella dello strato precedente.

L'orientazione delle celle nei SL è stata pensata in modo da poter misurare sia  $z$  che  $\phi$ : i fili nei due SL più esterni sono orientati parallelamente alla direzione del fascio al fine di misurare  $\phi$ ; nel restante SL i fili sono orientati perpendicolarmente alla direzione del fascio, permettendo così di misurare  $z$ . Nella quarta stazione ogni camera formata da due soli SL che misurano quindi  $\phi$  e non  $z$ . Un muone in arrivo dalla regione di interazione quindi incontrerà prima il SL che misura  $\phi$  e, passando per la lastra a nido d'ape, incrocierà prima il SL che misura  $z$  poi il secondo SL che misura  $\phi$ .

I principali background presenti nella regione del barrel sono dovuti a neutroni e raggi gamma, oltre ad un moderato *punch-through* e *fly-through* presenti nella prima stazione in alcuni intervalli di pseudorapidità. Tali fondi si manifestano principalmente come hit singoli o segmenti isolati, rispettivamente. Inoltre muoni di elevato impulso possono produrre sciami elettromagnetici, principalmente nel ferro del giogo magnetico, i quali, investendo la successiva stazione, possono peggiorare la ricostruzione della traiettoria del muone, sia a livello di trigger che offline. La presenza di quattro stazioni nella regione del barrel garantisce una elevata ridondanza, e la loro disposizione geometrica fa sì che almeno due camere siano attraversate da un muone di qualsiasi  $p_T$  in tutti gli intervalli di  $\eta$  e  $\phi$  della regione di accettazione, rendendo robuste identificazione e ricostruzione.

### 1.2.2 Cathode strip chambers

Nella regione degli endcap abbiamo quattro stazioni di CSC chiamate ME1, ME2, ME3 e ME4[4]. Tutti i CSC hanno una forma trapezoidale e sono organizzati in cerchi concentrici centrati sulla direzione del fascio; ogni CSC potrà coprire un angolo  $\theta$  di  $10^\circ$  o di  $20^\circ$ [2]. Le camere nella stazione ME1 sono disposte su tre anelli, etichettati ME1/1, ME1/2 e ME1/3, disposti a distanza radiale crescente; nelle altre tre stazioni invece le camere sono disposte su due anelli concentrici (MEn/1 e MEn/2). Tutte le camere tranne quelle dell'anello ME1/3 si sovrappongono in  $\phi$  di conseguenza formeranno degli anelli concentrici senza alcun punto scoperto nella coordinata azimutale ( $\phi$ ). Un muone con pseudorapidità nell'intervallo  $1.2 < |\eta| < 2.4$  potrà attraversare 3 o 4 CSC. Esiste una regione in cui le camere nel barrel si sovrappongono a quelle negli endcap: se un muone ha pseudorapidità nel range  $0.9 < |\eta| < 1.2$  questo potrà essere rivelato sia dai DT che dai CSC.

Come è stato detto in precedenza nella regione dove sono utilizzati i CSC il campo magnetico è intenso e fortemente non uniforme; infatti la camera ME1/1 opera in un capo magnetico in eccesso di 3 Tesla mentre la camera ME1/2 opera in un campo magnetico in eccesso di 1 Tesla, al contrario il resto delle CSC lavorano in un campo magnetico molto meno intenso. La prima stazione quindi misurerà un angolo di curvatura di massimo rispetto alle stazioni successive e di conseguenza l'allineamento e la risoluzione spaziale rappresentano una caratteristica fondamentale della prima stazione.

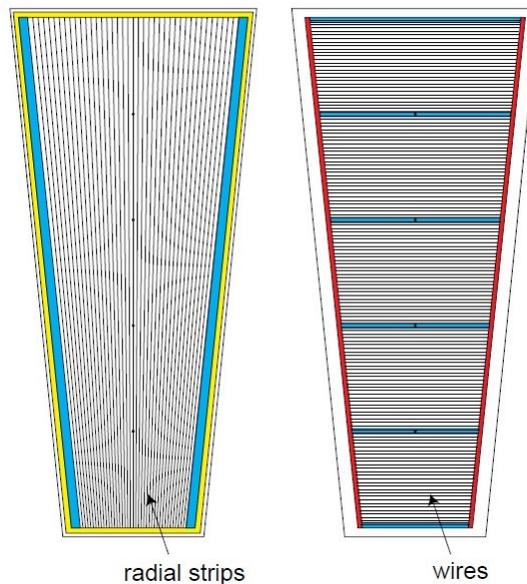


Figura 1.3: La vista di due pannelli in un CSC: a sinistra vediamo che i catodi sono formate da strisce disposte radialmente mentre destra sono mostrati i fili che sono invece disposti perpendicolarmente ai catodi

La struttura di un CSC è mostrata in figura 1.3. La forma tipica di una camera è trapezoidale; le dimensioni masime sono di 3.4m in lunghezza e 1.5m in larghezza. Un CSC viene realizzato sovrapponendo sette pannelli trapezoidali a formare sei spazi aperti tra ogni strato. In questo modo avremo 7 pannelli del catodo intervallati da sei piani in cui si dispongono i fili degli anodi. I catodi sono delle strisce stampate sui pannelli del catodo e disposte radialmente con una larghezza  $\Delta\phi$  costante; si riesce così a misurare la coordinata azimutale. Gli anodi sono dei fili disposti perpendicolarmente alla direzione delle striscie dei catodi: in questo modo è possibile misurare la coordinata  $z$ . La coordinata del muone lungo i fili può essere determinata

interpolando la posizione della carica indotta sulle strisce nei pannelli del catodo. Lo spazio fra due pannelli contiene una miscela di gas formata da 40%  $Ar$ , 50%  $CO_2$  e 10%  $CF_4$ .

### 1.2.3 Resistive plate chambers

I *Resistive Plate Chamber* sono delle camere a piani resistivi che hanno una risoluzione temporale comparabile con quella degli scintillatori, in un certo senso l'ottima risoluzione temporale risulta complementare rispetto all'ottima risoluzione spaziale dei DT e dei CSC [2]. Un RPC riesce a individuare l'istante in cui avviene la ionizzazione in un tempo inferiore ai 25ns, ovvero il tempo che intercorre fra due bunch crossing (BX) consecutivi.

Nel barrel gli RPC sono posizionati sul supporto in ferro in modo da formare sei cilindri coassiali attorno alla direzione del fascio, approssimativamente possiamo dire che formino una serie di dodecaedri concentrici divisi in quattro stazioni (RB1, RB2, RB3 e RB4). Nelle prime due stazioni, in corrispondenza di ogni DT, abbiamo due RPC: uno disposto internamente e l'altro disposto esternamente. Nella terza e nella quarta stazione abbiamo comunque due RPC per ogni DT ma in questo caso sono entrambi posizionati internamente fianco a fianco (sono etichettati in questo caso come RB3+ e RB3-, RB4+ e RB4-).

Negli endcap gli RPC sono di forma trapezoidale e sono disposti in tre stazioni (RE1, RE2 e RE3), in ogni stazione gli RPC sono organizzati in 3 cerchi concentrici, in modo analogo ai CSC. Gli RPC sono parzialmente sovrapposti fra loro in modo da evitare punti morti.

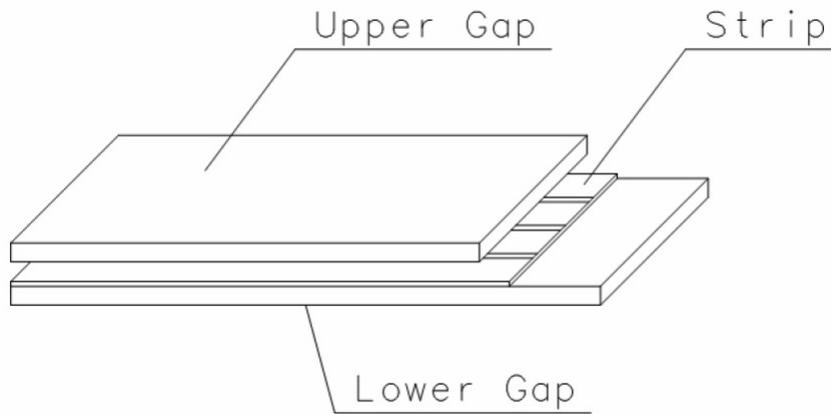


Figura 1.4: Un immagine schematica di un RPC: possiamo riconoscere le *strips* di elettrodi e i due gap riempiti con del gas

In figura 1.4 possiamo vedere una rappresentazione che riassume le caratteristiche salienti di un RPC. Ogni RPC è costituito da due piani paralleli, un anodo carico positivamente e un catodo carico negativamente, entrambi realizzati con un materiale altamente resistivo e separati da un gas. Il principio di funzionamento è basato sull'effetto valanga. Quando un muone attraversa una camera gli atomi del gas vengono ionizzati e liberano elettroni. A loro volta, gli elettroni liberati contribuiscono a liberarne di nuovi scontrandosi con gli altri atomi del gas creando l'effetto a valanga. La carica liberata viene in seguito raccolta dopo un certo intervallo di tempo da uno degli elettrodi, che negli RPC del barrel sono disposti come strisce lungo la direzione del fascio, generando il segnale utile per il RPC [5].

### 1.3 La Ricostruzione dei muoni

I muoni, come tutte le particelle portatrici di carica, attraversando una delle camere per muoni (CSC,DT o RPC) ionizzano il gas contenuto all'interno di queste e viene quindi indotto un segnale sugli elettrodi. Questi segnali sono in seguito letti dal sistema di elettronica e sono associati ad una posizione nello spazio ben definita. Questi segnali sono detti *hit*. Essendo sia i CSC che i DT rivelatori a più strati avremo un hit per ogni strato [6].

A partire dagli hits in una camera sono costruiti dei segmenti: poiché questo tipo di ricostruzione ha bisogno delle informazioni provenienti da una sola camera viene detta *local reconstruction* (ricostruzione locale). Quando vengono utilizzate informazioni provenienti da più di una camera e dal tracciatore interno per la ricostruzione di un muone, questa viene detta *global reconstruction* (ricostruzione globale).

### 1.3.1 Local Reconstruction

Una particella carica che attraversa una cella a deriva dei DT ionizza il gas all'interno di essa, liberando quindi elettroni, i quali, per via della differenza di potenziale, viaggiano fino ad essere raccolti dai fili anodici. Il tempo di deriva è misurato attraverso un convertitore time-to-digital (TDC) [6]. In una cella ideale, la distribuzione dei tempi calcolati con il TDC ( $t_{TDC}$ ) dovrebbe avere una forma rettangolare che inizia da circa 0 ns fino ad un massimo di 380 ns [7] [8].

Nella realtà  $t_{TDC}$  contiene una serie di contributi temporali che devono essere sottratti per ottenere il tempo di deriva  $t_{drift}$ :

- il tempo di volo del muone dal punto di interazione fino alla cella
- il tempo di propagazione del segnale lungo il filo dell'anodo
- il ritardo dovuto all'elettronica
- il tempo di latenza dell'trigger

Per ottenere il tempo di deriva  $t_{drift}$  è necessario quindi sottrarre a  $t_{TDC}$  la somma di tutti questi contributi, che indicheremo con  $t_{trig}$  dal momento che il contributo dominante è quello dovuto al tempo di latenza del trigger. Se  $v$  è la velocità di deriva, la posizione di un hit in un DT può essere calcolata come segue:

$$x_{hit} = t_{drift} \cdot v = (t_{TDC} - t_{trig}) \cdot v.$$

Il valore di  $t_{trig}$  viene calibrato in modo tale che  $t_{drift} = (t_{TDC} - t_{trig}) = 0$  quando un muone attraversa una camera passando molto vicino al filo. Questa calibrazione assume implicitamente che tutti i muoni impieghino lo stesso tempo per raggiungere un dato strato della camera dal punto di interazione. Questa assunzione non è sempre vera: degli hit potrebbero provenire da muoni che hanno attraversato la cella in altri bunch crossing (questi muoni sono detti "out-of-time muons"), oppure potrebbero essere prodotti da nuove particelle pesanti che quindi viaggerebbero a velocità ridotta. Ogni shift

temporale di questo tipo porta quindi ad uno shift della posizione di un hit. Per tenere conto di questo effetto, la ricostruzione di un segmento nei DT viene ottenuta attraverso un fit a tre parametri che include, oltre all'intercetta e al coefficiente angolare, l'istante temporale di attraversamento del muone [9].

La ricostruzione degli hit in uno strato di un CSC viene realizzata combinando le informazioni provenienti dalle *strips* dei catodi e dai fili degli anodi. Le *strips* sono radiali e sottendono un angolo di circa 3 mrad, possono quindi misurare accuratamente  $\phi$  che rappresenta l'angolo di curvatura di un muone che attraversa il campo magnetico solenoidale negli endcap. I fili sono ortogonali alle *strips*, sono raccolti in gruppi (*cluster*) di 1-2 cm di larghezza e forniscono una misura grossolana della coordinata radiale. Il punto di attraversamento viene ricostruito attraverso l'intersezione della *strip* e del *cluster* di fili. Utilizzando i singoli hit vengono costruiti dei segmenti rettilinei all'interno della camera.

La ricostruzione di un hit in un RPC richiede invece il raggruppamento di piú *strips*. Quando una particella carica attraversa un RPC, tramite l'effetto valanga, libera elettroni nel gap fra i piani resistivi; gli elettroni inducono un segnale che può essere condiviso da piú *strips*. Un hit in un RPC viene quindi individuato dal baricentro del gruppo di *strips* adiacenti. Tutte le *strips* sono allineate nella direzione del fascio e sono separate da un passo di 2 cm, hanno quindi una risoluzione spaziale di pochi centimetri in  $\phi$ .

### 1.3.2 Global reconstruction

La ricostruzione globale della traiettoria di un muone viene fatta combinando i segmenti ricostruiti nei CSC, nei DT e gli hit degli RPC insieme con le tracce nel tracciatore interno. Data la grande varietà delle analisi a CMS, sono stati sviluppati vari algoritmi che soddisfano diverse richieste per la ricostruzione di muoni [6].

Il fit dei muoni *standalone* sfrutta esclusivamente le informazioni provenienti dalle tre camere per muoni (DT, CSC e RPC) utilizzando la tecnica del filtro di Kalman. La ricostruzione avviene a partire da segmenti ricostruiti nei DT o nei CSC. Il risultato finale di questo fit è una traccia detta *standalone-muon track* [10]. La ricostruzione della traccia da parte del tracciatore interno viene realizzata attraverso un processo iterativo. L'idea di base di questo processo iterativo è quella di cercare, nelle prime iterazioni, le tracce piú facili da trovare. A seguito di ogni iterazione, vengono man

mano rimossi degli hit associati alle tracce ricostruite dall'insieme di hit di input dell'iterazione successiva [11].

I muoni *tracker* sono costruiti propagando la traccia interna verso il sistema di camere per muoni in modo che combaci con i segmenti ricostruiti nei DT o nei CSC. Se almeno un segmento del muone nelle camere combacia con la traccia estrapolata, la *inner track* viene qualificata come traccia di un muone *tracker* [3] [10]. Questo tipo di algoritmo assicura un'alta efficienza nelle regioni scoperte del rivelatore e per muoni di basso momento, che non attraversano tutto lo spettrometro per muoni.

I muoni *global* sono ricostruiti combinando i muoni *standalone* con le tracce interne che combaciano geometricamente su una superficie comune. Viene effettuato un fit utilizzando sia gli hit della traccia interna sia quelli della traccia del muone *standalone* per formare la traccia del muone *global* (*global-muon track*). Per valori del momento trasverso molto alti,  $p_T \geq 200 \text{ GeV}$ , il *global-muon* fit migliora la risoluzione del momento del muone rispetto al solo *tracker-muon* fit [3]. La ricostruzione di un muone *global* è progettata per avere un'alta efficienza per muoni che attraversano almeno due stazioni di rivelatori per muoni. Per questo motivo, l'efficienza di ricostruzione dei *tracker muon* è leggermente superiore a quella dei *global muons*, a scapito di una minore purezza.

Grazie all'alta efficienza nella ricostruzione della *tracker-track* e dei segmenti nelle camere per muoni, circa il 99% dei muoni prodotti nelle collisioni protone-protone all'interno dell'accettanza del sistema di rivelatori e aventi un momento sufficientemente grande sono ricostruiti sia come muoni *global* sia come muoni *tracker*. Gli oggetti riconosciuti sia come *global* che come muoni *tracker*, che condividono la stessa traccia nel tracciatore, sono combinati in un singolo oggetto.

### 1.3.3 Identificazione

Per permettere di regolare in ogni tipo di analisi l'equilibrio fra efficienza e purezza, viene calcolato un insieme di variabili accessibili per ogni muone ricostruito. Alcune di esse si riferiscono alle tracce ricostruite, ad esempio il  $\chi^2$ , il grado di *matching* tra la traccia interna e quella *standalone* oppure il numero di hit che formano la traccia. Altre variabili sfruttano informazioni esterne al sistema per muoni, ad esempio la compatibilità con il vertice primario oppure l'isolamento. Le variabili per valutare l'isolamento di un muone includono ad esempio la somma dell'energia depositata nel *tracker* e nei calorimetri all'interno di un cono, definito dalla variabile  $\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$ , che circonda il muone. La compatibilità dei segmen-

ti ricostruiti viene calcolata propagando la traccia interna verso il *muon system* e valutando sia il numero di segmenti che combaciano in tutte le stazioni sia quantola traccia propagata ed ogni segmento differiscano per quanto riguarda la posizione e la direzione [6].

Utilizzando queste variabili, possiamo definire i vari *tipi* di muoni utilizzati nelle analisi a CMS.

- Il *Loose muon ID* punta ad un'alta efficienza sia per i muoni prompt che per i muoni provenienti da decadimenti *light* o *heavy flavour*. I muoni *loose* sono identificati dall'algoritmo di *Particle Flow* (PF) sia come *global* che come *tracker* [12].
- Il *Medium muon ID* punta ai muoni prompt e quelli da decadimenti da *hard flavour*. I muoni *medium* sono in sostanza dei muoni *loose* con una traccia interna ben ricostruita in aggiunta a delle rigide richieste sul  $\chi^2$  e sul *matching* della traccia interna sia con la traccia *standalone* che con i segmenti.
- Il *Tight muon ID* punta a muoni prompt ed è la selezione caratterizzata del maggior livello di purezza. I muoni *tight* sono muoni *loose* che sono identificati sia come muoni *global* che come muoni *tracker* e hanno un vincolo sul fit del  $\tilde{\chi}^2$  (chi quadrato diviso per il numero dei gradi di libertà) e sul *matching* dei segmenti. Inoltre, la loro traccia interna ha un controllo riguardo ai parametri d'impatto trasversali e longitudinali rispetto al vertice primario.
- Il *Soft muon ID* punta ad una alta purezza per i muoni con basso  $p_T$ . I muoni *soft* sono muoni *tracker* con una traccia interna che sia ben ricostruita, richiedendo: l'uso di un numero minimo di hit dagli stradi del tracciatore; che il  $\tilde{\chi}^2$  della traccia sia minore di un valore massimo; che i parametri d'impatto siano compatibile col vertice primario. Inoltre vengono imposti tagli sulla compatibilità della traccia con almeno uno dei segmenti ricostruiti.
- Il *High momentum muon ID* mira a muoni con  $p_T > 200 \text{ GeV}/c$ . I muoni *high momentum* sono in sostanza muoni *tight* con la sola differenza che viene rimossa la richiesta sul  $\tilde{\chi}^2$  al fine di evitare le inefficienze dovute a sciame elettromagnetici, e con la richiesta aggiuntiva che l'incertezza relativa al  $p_T$  sia inferiore al 30% al fine di ottenere una misura corretta del momento.

## 1.4 Il sistema di Trigger

Il sistema di trigger di CMS comprende due stadi. Il *Level-1 trigger* (L1) è basato su un sistema di elettronica realizzato appositamente per ridurre la frequenza di acquisizione degli eventi da quella di bunch crossing (40 MHz) ad una frequenza di lettura massima di 100 kHz [6]. Il *high-level trigger* (HLT) è basato su dei processori commerciali che riducono ulteriormente questa frequenza a 1 kHz. Le componenti del trigger di muoni di CMS sono progettate per identificare efficientemente i muoni all'interno di un intervallo energetico richiesto per osservare le caratteristiche fisiche d'interesse, e, allo stesso tempo, per minimizzare la frequenza di trigger e operare nei tempi di latenza a disposizione.

Il trigger muonico di L1 utilizza le informazioni provenienti dal sistema di rivelatori per muoni (DT, CSC, e RPC) per ricostruire le tracce e misurare il loro  $p_T$ . I CSC e i DT forniscono al sistema le cosiddette *trigger primitives*, ovvero dei segmenti ricostruiti a partire dalla composizione degli hit. Gli RPC forniscono informazioni sugli hit. Questi input sono usati congiuntamente per ricostruire la traccia dei candidati muoni e forniscono una prima stima del momento trasverso. Gli eventi selezionati dal trigger L1 vengono passati al HLT che utilizza le informazioni provenienti dall'intero sistema di rivelatori di CMS. Gli algoritmi di ricostruzione del HLT sono simili a quelli utilizzati offline, ma più semplici: lo scopo è quello di ridurre i tempi e le risorse di elaborazione. Per ogni evento, gli oggetti come gli elettroni, i muoni o i jet sono ricostruiti e, applicando dei criteri di identificazione, vengono selezionati solo quegli eventi che sono di possibile interesse per l'analisi dei dati.

Il HLT impiega due differenti schemi di processamento per la ricostruzione e l'identificazione di muoni. Il primo si compone di due fasi, il livello 2 (L2) e il livello 3 (L3). A partire dal candidato individuato dal trigger L1, i muoni sono ricostruiti utilizzando soltanto le informazioni che provengono dal sistema di rivelatori per muoni. Successivamente il L3 costruisce l'intera traccia combinando le informazioni del tracciatore interno con i muoni identificati dal L2. Il secondo schema di processamento del HLT viene chiamato *HLT tracker muon reconstruction*. Questo schema impegna un algoritmo simile a quello offline utilizzato per i muoni *tracker* descritto nella sezione 1.3.2 ma in questo caso è ottimizzato per ridurre i tempi di elaborazione.

### 1.4.1 Muoni nel Level-1 Trigger

Il *Level-1* trigger è un sistema hardware con un tempo di latenza fisso. All'interno di una finestra temporale di  $4 \mu\text{s}$  di una collisione, il sistema deve decidere se un dato evento può essere provvisoriamente accettato o rifiutato usando le informazioni provenienti dai calorimetri e dai rivelatori per muoni [1].

Nel caso dei muoni, il sistema di elettronica locale identifica i segmenti di traccia a partire dalle informazioni sulle *hit* registrate in ogni stazione dai DT e dai CSC. Queste informazioni raggiungono per mezzo di fibre ottiche il *backend*, un sistema di moduli di elettronica digitale programmabile situata fuori dalla sala sperimentale. Solo nel caso degli RPC, le informazioni sugli *hit* sono direttamente inviate al *backend*.

A questo punto lo schema di processamento dei dati si articola in due stadi. Nel primo sono combinate le informazioni sui segmenti ottenute attraverso i DT e i CSC con le informazioni sugli *hit* ottenute dagli RPC. Allo stadio successivo, detto *track finder*, vengono implementati algoritmi di tracciamento sull'intero sistema di rivelazione dei muoni. Attraverso questi algoritmi si riesce a mettere in correlazione i segmenti appartenenti a stazioni diverse, e a fare una stima dell'impulso trasverso del candidato muone a partire dalla curvatura della traiettoria, dovuta al campo magnetico nel ferro tra le camere.

I candidati sono quindi inviati al *global muon trigger*. Qui sono applicati degli algoritmi in modo da eliminare eventuali duplicati ricostruiti da moduli che processano dati provenienti da zone contigue nel rivelatore. Una volta ricevuti tutti gli oggetti, il *global trigger* deve infine decidere se accettare l'evento. Le condizioni per accettare possono essere basate sia su oggetti singoli ( ad esempio *single muon*, *single electron* oppure *single jet*) che su combinazioni di oggetti (ad esempio *double muon* oppure *muon+jet*).

### 1.4.2 Muoni nel High-Level Trigger

La selezione degli eventi del HLT viene realizzata in modo simile a quello utilizzato nel processamento utilizzato offline. Il HLT dei muoni combina le informazioni provenienti sia dai rivelatori per muoni sia dal tracciatore interno per identificare i candidati muoni e il loro momento trasverso. Due differenti algoritmi di ricostruzione sono utilizzati al fine di massimizzare l'efficienza. Il primo algoritmo si articola in due fasi: il *level-2* (L2) utilizza soltanto le informazioni dal sistema di rivelatori per muoni; il *level-3* (L3) mette invece insieme queste informazioni a quelle del tracciatore interno [1].

Nella prima fase, il *Level-2*, il punto di partenza per la ricostruzione della traccia è detto *seed* e viene costruito a partire da gruppi di segmenti nei DT e nei CSC. Vengono utilizzati soltanto i *seed* che sono geometricamente compatibili con i candidati muoni dal L1 trigger. Le tracce sono ricostruite mediante l'utilizzo della tecnica del filtro di Kalman [13]. Dopo che tutte le tracce sono state ricostruite, viene effettuato un controllo in modo da eliminare possibili duplicati. Questo controllo verifica in sostanza che due tracce distinte non condividano nemmeno un segmento. Dalla posizione del punto di interazione seguono dei vincoli sui parametri della traccia, che sono utilizzati per migliorare la risoluzione del momento.

La ricostruzione del *Level-3* sfrutta la risoluzione del tracciatore interno per migliorare la misura del  $p_T$ . L'algoritmo del *Level-3* è organizzato in 3 fasi: a partire dalle informazioni del L2, sono creati i *seed* utilizzando gruppi di hits da *strip* o *pixel* dal tracciatore interno, viene successivamente ricostruita la *inner-track*, infine viene compiuto un fit combinato della traccia tra il tracciatore e le camere per muoni. A causa delle tempistiche del HLT e dei vincoli imposti dalla potenza limitata del CPU, non viene realizzata la ricostruzione completa di tutte le tracce nel *tracker*; i *seed* vengono individuati a partire dai candidati muoni trovati dal L2. Per fare questo esistono tre differenti algoritmi, che sono eseguiti in sequenza dal più veloce al più lento. Per ottimizzare i tempi e l'efficienza, il secondo algoritmo viene eseguito soltanto se il primo fallisce nella ricostruzione, e allo stesso modo il terzo viene eseguito soltanto se il secondo fallisce. A partire dai *seed*, viene utilizzata la tecnica del filtro di Kalman per ricostruire le tracce nel tracciatore. Le tracce ricostruite nel *tracker* e dal *Level-2* vengono poi propagate verso la superficie più interna del *muon system*; la compatibilità delle tracce viene valutata sulla base di vari criteri come la separazione, la direzione e il fit del  $\chi^2$ . Quando viene trovata una compatibilità tra due tracce viene nuovamente effettuato un fit con le misure ottenute sia dal *tracker* sia dalle camere per muoni.

Il secondo algoritmo sfrutta la logica utilizzata per l'identificazione di *tracker muons* nell'ambito della ricostruzione offline. In questo caso, per limitare i tempi di elaborazione, la compatibilità coi segmenti da DT e CSC, viene valutata solo su un insieme ridotto di tracce, ricostruite utilizzando i criteri stringenti per la generazione dei *seed*.

In primis gli algoritmi di *seeding* vengono eseguiti solo per regioni del tracciatore geometricamente compatibili con le coordinate dei muoni identificati dal L1 trigger, la cui misura di momento trasverso sia maggiore di 15 GeV/c. In secondo luogo, per ridurre il numero di tracce da ricostruire, viene applicato un taglio sulla stima del  $p_T$  calcolata dal *seed*, richiedendo

che questa sia maggiore di 10 GeV/c. Infine, le *inner tracks* sono ricostruite sfruttando solo due dei dieci algoritmi disegnati per la ricostruzione iterativa utilizzata offline.

I tagli sul momento trasverso applicati a vari livelli, utilizzati per ridurre i tempi di processamento dell'algoritmo, lo rendono pienamente efficiente solo a partire da 20 GeV/c. Pertanto questa logica di ricostruzione viene utilizzata solo per complementare triggers di singolo muone che hanno soglie uguali o maggiori a quelle in cui l'algoritmo ha piena efficienza.

## Capitolo 2

# Il calcolo dell'efficienza

Lo scopo di questo studio è quello di calcolare l'efficienza del *High-Level-Trigger* rispetto ai muoni ricostruiti offline. Di fatto l'efficienza può essere fattorizzata come il prodotto di più efficienze. Ogni fattore rappresenta l'efficienza di ogni passaggio nella misura del muone e, in questo caso, l'efficienza del HLT rappresenta soltanto uno di questi fattori. L'efficienza dell'intero sistema di ricostruzione, identificazione, isolamento e trigger può essere calcolata nel modo seguente[10]:

$$\varepsilon_{\mu} = \varepsilon_{track} \cdot \varepsilon_{rec+id} \cdot \varepsilon_{iso} \cdot \varepsilon_{HLT}.$$

Questo tipo di fattorizzazione è possibile se i fattori sono indipendenti fra loro. Di fatto la traccia interna e il muone ricostruito sono considerate indipendenti, per questo motivo possiamo farne il prodotto delle efficienze. Quando viene calcolata l'efficienza ad ogni passaggio, il denominatore per il calcolo dell'efficienza non è altro che il numeratore del passaggio precedente; l'ordine dei passaggi in questo caso è lo stesso con cui sono stati scritti i fattori dell'efficienza.

Il nostro scopo è quello di misurare l'efficienza del HLT utilizzando soltanto dati reali. Il problema principale a questo punto diventa l'identificazione delle particelle desiderate con un tasso di particelle fittizie che sia sufficientemente basso o facilmente eliminabile. Uno dei metodi più collaudati per calcolare l'efficienza è il così detto *Tag & Probe*. Questo metodo, che verrà descritto nella sezione 2.1, presenta però alcuni limiti. Nel caso presente si è deciso di utilizzare un metodo alternativo al *Tag & Probe* per studiare l'efficienza del HLT per i muoni singoli ricostruiti offline: il metodo del data-set ortogonale. Questo metodo, che verrà meglio definito nella sezione 2.1 funziona bene per gli studi di trigger ed è ampiamente usato

perché è possibile utilizzare come denominatore un muone che passa delle condizioni piuttosto strette sul *muon ID* e sull'isolamento.

## 2.1 I metodi del Tag & Probe e del data-set ortogonale

Il metodo del *Tag & Probe* utilizza determinati picchi di risonanza nella distribuzione della massa invariante per selezionare particelle di un determinato tipo e studiare l'efficienza di un particolare criterio di selezione su tali particelle [14]. Nel caso dei muoni solitamente vengono considerati i decadimenti  $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$  e  $J/\Psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  [10], viene quindi presa in considerazione la distribuzione di massa invariante delle coppie di muoni di carica opposta. In genereale il *tag* è un oggetto che che ha prodotto la condizione di trigger dell'evento e che deve aver passato un insieme di criteri di selezione molto rigidi per isolare il tipo di particella richiesta. I muoni *tag* sono spesso etichettati come "golden" e la frazione di particelle fittizie che superano i criteri di selezione dei muoni *tag* è molto bassa, spesso molto inferiore al 1%. I muoni etichettati come *probe* devono soddisfare dei criteri molto meno rigidi e vengono selezionati semplicemente accoppiandoli con i muoni *tag* in modo tale che la massa invariante della coppia sia consistente con la massa della risonanza scelta. Solitamente il principale criterio di selezione sui muoni *tag* è che debbano essere muoni *tight* mentre per i *probe* è sufficiente che siano muoni *loose*. L'efficienza può quindi essere calcolata valutandola frazione di muoni *probe* che superano i criteri di selezione :

$$\varepsilon = \frac{P_{pass}}{P_{tot}},$$

dove  $P_{pass}$  è il numero di *probe* che hanno passato i criteri di selezione e  $P_{tot}$  è il numero totale di *probe* calcolato utilizzando il picco di risonanza scelto. È opportuno notare che potrebbe verificarsi il caso in cui un muone *probe* riesca a passare i criteri di selezione del muone *tag*. In questo caso il muone apparirà sia nella lista dei *tag* che nella lista dei *probe* producendo un doppio accoppiamento nello stesso evento.

Sebbene questo metodo sia largamente utilizzato, presenta però alcuni limiti. Il metodo infatti presuppone che il muone *tag* e il muone *probe* non debbano essere correlati. Quando un muone ha nelle sue vicinanze uno o più muoni, potremmo avere una sovrapposizione del segnale delle camere per muoni; l'identificazione di questi muoni risulta meno efficiente rispetto ai muoni singoli o ben separati. Potrebbe essere il caso dei muoni

del decadimento  $J/\Psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ , oppure il caso dei *jet*. Per porre rimedio a queste inefficienze viene di solito imposta la condizione che la distanza tra i due punti d'impatto dei muoni nella prima stazione del *muon system* debba essere maggiore di un certo valore in  $\Delta R$ . Inoltre, quando si vuole calcolare l'efficienza con questo metodo, lo spazio delle fasi che si va ad investigare è limitato al picco di risonanza che si è scelto: l'intervallo all'interno del quale si trova il momento dei muoni è determinato dal decadimento utilizzato. Se consideriamo il decadimento  $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ , avremo un picco attorno a 40 GeV. Se vogliamo studiare regioni a  $p_T$  più alto è necessario che la  $Z$  abbia un impulso sempre più alto. In questo modo, man mano che sale il valore di  $p_T$  della *probe*, il muone *tag* e il muone *probe* si avvicinano sempre di più. Si è quindi scelto il metodo del data-set ortogonale al fine di avere una stima dell'efficienza che non fosse suscettibile all'assunzione che il *tag* e il *probe* siano indipendenti anche ad alti  $p_T$ .

Il metodo del data-set ortogonale utilizza i dati che non richiedono la ricostruzione del muone al trigger L1 o al HLT, per questo motivo viene utilizzato l'aggettivo "ortogonale". A partire da questo data-set, quello che bisogna fare è rendere il campione di eventi il più puro possibile conservando soltanto quelli che contengono muoni "buoni". La definizione di muone "buono" si costruisce a partire da una serie di tagli di qualità che un muone ricostruito offline deve soddisfare. Questa serie di tagli, che verranno descritti dettagliatamente nella sezione 2.2.1, fanno in modo che vengano scelti soltanto i muoni *tight* generati entro una certa distanza dal vertice primario, che abbiano un momento trasverso superiore ai 20 GeV/c e che siano sufficientemente isolati, in modo da escludere la presenza di muoni generati all'interno di *jet*.

## 2.2 Il programma per l'analisi dei dati

L'analisi dei dati per il calcolo dell'efficienza è stata realizzata mediante un programma scritto in C++, nel quale vengono sfruttati i pacchetti del software di analisi dati ROOT, sviluppato dal CERN.

La ricostruzione completa di un evento registrato da CMS contiene una quantità di informazioni eccessiva rispetto a quella utilizzata nel programma sviluppato per questa tesi. Un primo livello di elaborazione dei dati ha lo scopo di generare ROOT files ridotti dal punto di vista delle dimensioni e del contenuto. Così facendo le fasi successive dell'analisi risultano notevolmente semplificate. Il formato dei dati ed i ROOT file utilizzati dal programma sono quelli definiti e prodotti regolarmente dal *Muon Physics Object Group*

(muon-POG) al fine di studiare la ricostruzione e il trigger nella fase di presa dati.

L'esecuzione del programma prevede l'impostazione di una serie di parametri contenuti in un file di configurazione, che verranno discussi più in dettaglio nella sezione 2.2.1. La realizzazione di tale file è stata pensata in modo tale che il programma possa essere riutilizzato per analisi future che prevedano dei parametri di input differenti da quelli utilizzati nel caso presente. Il file eseguibile contiene innanzitutto l'istanza di tre classi:

- `SampleConfig` contiene le informazioni correlate al campione di dati da analizzare. Di fatto contiene tre membri: due stringhe che devono contenere il nome del campione e il percorso (*path*) al file con i dati da analizzare; la terza variabile contiene il numero di eventi che si intende analizzare.
- `AlgoConfig` contiene principalmente tutti i tagli da applicare ai muoni ricostruiti offline. I membri della classe `AlgoConfig` contengono: il  $p_T$  minimo, una stringa contenente il *muon ID*, i valori di  $\eta$  minimo e massimo, il valore dell'isolamento massimo, i valori della distanza massima dal vertice primario calcolati lungo  $z$  e sul piano  $xy$  e infine un `vector` di stringhe contenente il nome dei trigger. Di fatto grazie a queste variabili possiamo selezionare i muoni ricostruiti offline in modo che abbiano un'energia superiore ad una certa soglia, che siano stati rivelati all'interno di un certo intervallo spaziale, che siano stati prodotto abbastanza vicini al vertice primario e che siano abbastanza isolati. Regolando questi parametri, siamo in grado di selezionare un campione di muoni ricostruiti offline che sia il più puro possibile.
- `FilterConfig` contiene due `vector`: il primo contiene delle stringhe che rappresentano i nomi di alcuni dei filtri del HLT, il secondo contiene dei valori numerici che rappresentano il taglio da applicare rispetto alla variabile  $\Delta R$ . In sostanza questa classe contiene tutte le informazioni necessarie per compiere una selezione sui muoni identificati dal HLT: devono aver superato un determinato filtro e devono essere abbastanza vicini in  $\Delta R$  ai muoni ricostruiti offline.

Tutte le informazioni necessarie per l'istanza di queste classi sono fornite tramite il file di configurazione. La principale funzione svolta dal programma è quella di creare e poi salvare su file istogrammi e grafici delle efficienze rispetto a diverse variabili. Vengono realizzati istogrammi mono dimensionali (TH1F) rispetto a  $p_T$ , alle distanze dal vertice primario calcolate lungo

l'asse del fascio ( $\Delta z$ ) e calcolate sul piano  $xy$  ( $\Delta xy$ ), alla carica del muone, alle coordinate spaziali  $\eta$  e  $\phi$ , all'isolamento del muone e anche rispetto a variabili non correlate al muone stesso quali il numero di vertici primari e il numero di bunch crossing; inoltre, per ogni filtro del HLT fornito da config file, viene realizzato un istogramma che ha come entrate il valore del  $\Delta R$  minimo tra il muone ricostruito offline e il muone che ha superato il filtro. Sono realizzati anche due istogrammi bidimensionali (TH2F) che mettono in relazione due variabili:  $p_T$  e  $\phi$  nel primo caso,  $\eta$  e  $\phi$  nel secondo.

La realizzazione di questi istogrammi ci permette di decidere il valore dei tagli da inserire nel file di configurazione. Gli istogrammi inoltre mostrano alcuni aspetti caratteristici, ad esempio la simmetria per rotazioni attorno all'asse  $z$  oppure una forte diminuzione delle entrate in corrispondenza dei valori di  $\eta$  in cui lo spazio non è perfettamente coperto dal rivelatore.

I grafici delle efficienze sono stati realizzati rispetto a tutte le variabili citate nel caso degli istogrammi con la classe `TEfficiency` di ROOT. Questa classe permette di calcolare, e graficare, l'efficienza in base ad una variabile booleana. Quando un evento soddisfa le condizioni tali per cui questa variabile è `true` allora questo viene conteggiato fra il numero di eventi del numeratore. Nel caso presente, per ogni muone ricostruito offline vengono analizzati gli oggetti ricostruiti dal HLT che hanno superato un determinato filtro. Per ognuno di questi oggetti viene calcolato il  $\Delta R$  rispetto al muone ricostruito offline e viene memorizzato il valore di  $\Delta R$  minimo. La condizione affinché l'evento sia conteggiato nel numeratore è che questo valore sia più piccolo del valore di  $\Delta R$  di riferimento associato al filtro. Questo valore di riferimento, che viene fornito al programma tramite il file di configurazione, rientra tra i valori citati in precedenza che sono stabiliti a partire dagli istogrammi.

Gli altri parametri, impostati tramite il file di configurazione, specificano i tagli per determinare se un muone offline deve essere utilizzato per il calcolo dell'efficienza. In questo modo riusciamo a rendere il campione di muoni ricostruiti offline più puro possibile o, in altre parole, possiamo affermare che, in buona approssimazione, gli oggetti conteggiati nel denominatore come muoni siano effettivamente dei muoni reali e non fittizi.

### 2.2.1 Parametri modificabili: il file di configurazione

Come è stato già anticipato, l'esecuzione del programma prevede una serie di parametri forniti tramite un file di configurazione. Il file è diviso in quattro sezioni, il cui contenuto viene esposto nella tabella seguente:

File di configurazione		
Sezione	Variabile	Valore
Algo	muon_minPt	20
	muon_ID	TIGHT
	PtMIN	55
	EtaMIN	0
	EtaMAX	2.4
	PfIsoMAX	0.15
	DxyMAX	0.02
	DzMAX	0.05
Filter	filtroL1	hltL1fL1sMu22Or25L1 Filtered0::HLT
	filtroL2	hltL2fL1sMu22Or25L1 f0L2Filtered10Q::HLT
	filtroL3	hltL3fL1sMu22Or25L1 f0L2f10QL3Filtered50Q::HLT
	filtroTkMu50	hltL3fL1sMu25f0TkFi ltered50Q::HLT
Cut	taglio1	0.3
	taglio2	0.3
	taglio3	0.2
	taglioTkMu50	0.2
METRun2016H_PromptReco	fileName	<i>path del file</i>
	nEvents	-1

Tabella 2.1: La tabella mostra tutti i parametri modificabili tramite il file di configurazione e i rispettivi valori utilizzati per il calcolo dell'efficienza.

I primi due parametri della sezione *Algo*, *muon\_minPt* e *muon\_ID*, sono utilizzati come condizione affinché un muone ricostruito offline possa andare a riempire gli istogrammi. Il muone ricostruito offline dovrà quindi avere  $p_T > 20\text{GeV}/c$  e un *Tight muon ID*; le altre opzioni per il parametro *muon\_ID* possono essere: GLOBAL, SOFT, LOOSE, MEDIUM e HIGHPT. Gli altri parametri numerici sono di fondamentale importanza per il calcolo dell'efficienza. Nel caso del metodo del *Tag & Probe*, per ottenere un campione di muoni ricostruiti che sia il più puro possibile viene utilizzato un particolare picco nella distribuzione della massa invariante e viene sottratto il background combinatorio. Invece, con il metodo del data-set ortogonale possiamo farlo imponendo determinati tagli, ad esempio sull'isolamento del muone o sulla distanza dal vertice primario, che ci permettono di dire

quando l'oggetto ricostruito è un muone "buono".

Le motivazioni alla base dei parametri scelti per i tagli sono varie. La richiesta che il muone sia stato ricostruito offline con un *tight ID* e il taglio per l'isolamento a 0.15 sono valori raccomandati dal muon-POG. L'intervallo in cui deve essere contenuto  $|\eta|$  è stato scelto in modo da coprire l'intera accettazione del *muon system* mentre i tagli in  $\Delta xy$  e in  $\Delta z$  sono stati scelti più stretti di quelli che erano contenuti nella richiesta che il muone fosse *tight*; questa richiesta mira a selezionare i muoni originati dal vertice primario. Il taglio in  $p_T$  a 20 GeV ha in sostanza lo scopo di ridurre la dimensione dei dati da analizzare mentre quello a 55 GeV, applicato per il calcolo dell'efficienza rispetto a tutte le variabili tranne  $p_T$ , è stato scelto per studiare l'efficienza al di sopra del taglio in  $p_T$  applicato dai trigger studiati (50 GeV), efficienza che per valori superiori a 55 GeV rimane approssimativamente costante.

Le stringhe della sezione *Filter* e i valori della sezione *Cut* contengono rispettivamente i filtri e i tagli in  $\Delta R$  associati. Il primo filtro (`filtroL1`) è quello associato al trigger L1. Il secondo e il terzo filtro sono rispettivamente il secondo e il terzo livello del trigger *HLT\_Mu50*: questo trigger sfrutta un algoritmo simile a quello per la ricostruzione dei muoni *global*, se un oggetto è stato identificato come muone dal *Level-1* al secondo livello viene ricostruita la sua *standalone track* e al terzo la *global track*. L'ultimo filtro (`filtroTkMu50`) rappresenta il livello 3 del trigger *HLT\_TkMu50*, che non prevede un livello 2. Questo trigger ha un approccio simile a quello per la ricostruzione dei muoni *tracker*: a partire da eventi accettati dal trigger L1 ricostruisce prima i diversi segmenti in tutte le stazioni del *muon system* poi ricostruisce la traccia nel *tracker* in una zona attorno al candidato identificato dal L1.

La quarta sezione, etichettata secondo il nome del dataset utilizzato, contiene la stringa che individua il *path* del file contenente i dati e il numero di eventi che si intende analizzare. Il valore di `nEvents` corrisponde al numero degli eventi che si intende analizzare solo se questo valore è un numero intero e positivo; infatti, impostando `nEvents=-1`, vengono analizzati tutti gli eventi contenuti nel data-set.

### 2.2.2 File di output

L'output del programma è in sostanza un file di ROOT contenente gli *Histos*, ovvero le distribuzioni di tutte le variabili citate nel paragrafo 2.2, e le *Efficiencies* ovvero i grafici delle efficienze. È stato quindi sviluppato un secondo programma in C++ e ROOT in grado di produrre figure con una formattazione appropriata e salvarle nei formati grafici di uso più comune.

Tra le distribuzioni di tutte le variabili le più importanti sono quelle relative a  $\Delta R$ ,  $\Delta z$ ,  $\Delta xy$  e relativa all'isolamento del muone. È proprio in base a queste distribuzioni che vengono scelti i valori dei tagli da inserire nel file di configurazione, come illustrato nel capitolo 2.2.1. Di seguito riportiamo alcune di queste distribuzioni e ricordiamo che queste sono relative ai muoni *tight* ricostruiti offline con  $p_T > 20 \text{ GeV}/c$ .

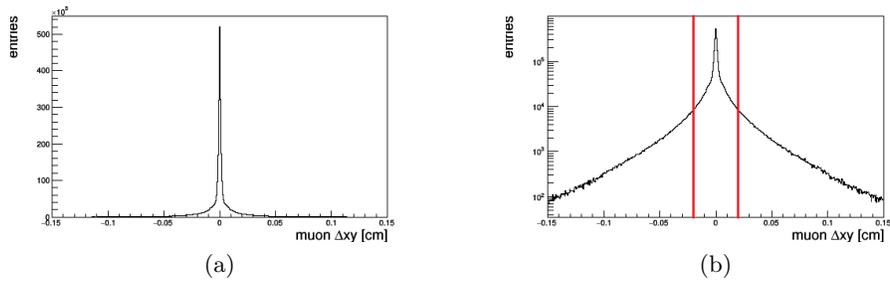


Figura 2.1: I grafici mostrano la distribuzione della distanza  $\Delta xy$  dal vertice primario dei muoni ricostruiti offline. La distribuzione di destra, a differenza di quella di sinistra, è in scala semilogaritmica e mostra, in rosso, il valore del taglio inserito nel file di configurazione.

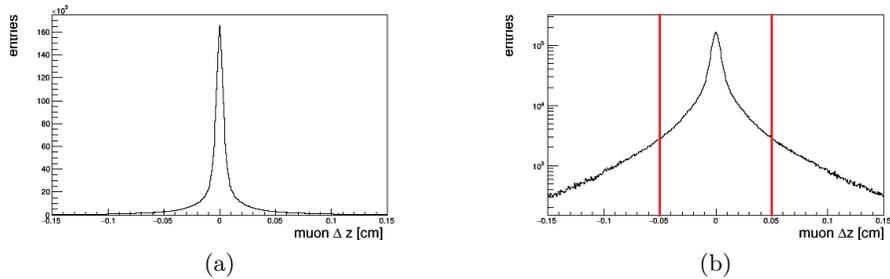


Figura 2.2: I grafici mostrano la distribuzione della distanza  $\Delta z$  dal vertice primario dei muoni ricostruiti offline. La distribuzione di destra, a differenza di quella di sinistra, è in scala semilogaritmica e mostra, in rosso, il valore del taglio inserito nel file di configurazione.

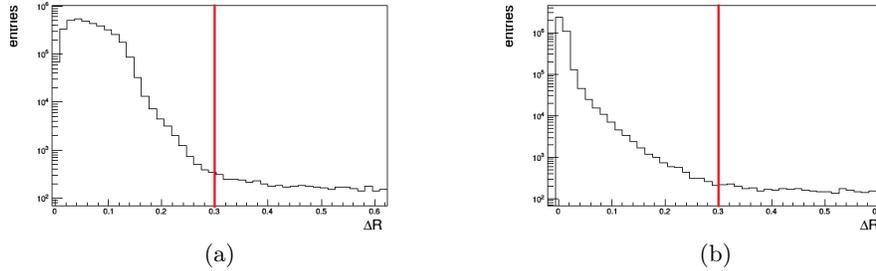


Figura 2.3: I grafici mostrano la distribuzione, in scala semilogaritmica, della distanza in  $\Delta R$  fra ogni muone ricostruito offline e il più vicino muone identificato dal HLT. A sinistra il muone identificato dal HLT ha superato il livello 1 del trigger HLT\_Mu50 mentre a destra ha superato il livello 2 dello stesso trigger. In rosso viene evidenziato il valore del taglio inserito nel file di configurazione.

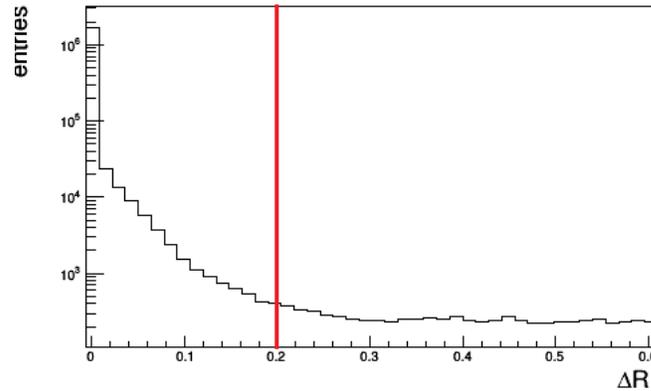


Figura 2.4: Il grafico mostra la distribuzione, in scala semilogaritmica, della distanza in  $\Delta R$  fra ogni muone ricostruito offline e il più vicino muone identificato dal HLT, dove, il muone identificato dal HLT ha superato il livello 3 del trigger HLT\_Mu50. In rosso viene evidenziato il valore del taglio inserito nel file di configurazione.

Dalle distribuzioni delle altre variabili possiamo riconoscere alcuni aspetti fondamentali degli eventi. Ad esempio ciò che ci attendiamo dalla distribuzione dell'angolo azimutale è che sia approssimativamente uniforme dal momento che il sistema deve essere invariante per rotazioni dell'angolo  $\phi$ .

Allo stesso modo, dalla distribuzione della carica ci aspettiamo che il numero di muoni carichi positivamente non differisca di molto dai muoni con carica negativa. Un esempio interessante è fornito dal seguente istogramma bidimensionale. Sull'ordinata abbiamo la coordinata azimutale mentre sull'ascissa abbiamo la pseudorapidità del muone ricostruito offline.

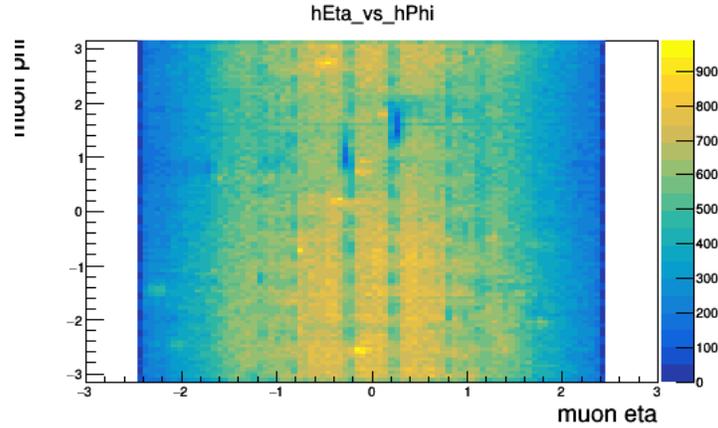


Figura 2.5: Distribuzione  $\phi/\eta$  dei muoni ricostruiti offline.

Riusciamo a riconoscere delle zone più scure: tra  $|\eta| \simeq 0.2$  e  $|\eta| \simeq 0.3$ , ovvero all'incirca nella zona compresa fra la ruota 0 e la ruota 1, e in corrispondenza di  $|\eta| \simeq 0.8$  ovvero dove approssimativamente abbiamo la zona di transizione tra i DT nel barrel e i CSC negli endcap.

Le distribuzioni in  $\eta$ ,  $p_T$ ,  $\phi$  e rispetto al numero di vertici primari rappresentano in sostanza il denominatore quando si va a calcolare l'efficienza, ne sono riportate alcune in figura 2.6 e 2.7

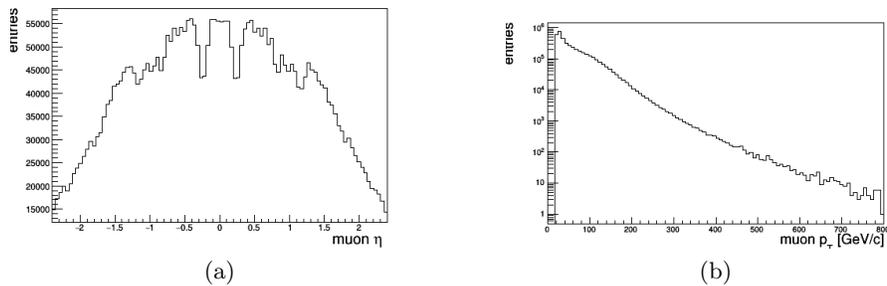


Figura 2.6: I grafici mostrano la distribuzione dei muoni ricostruiti offline rispetto ad  $\eta$  (a sinistra) e rispetto a  $p_T$  in scala semilogaritmica (a destra).

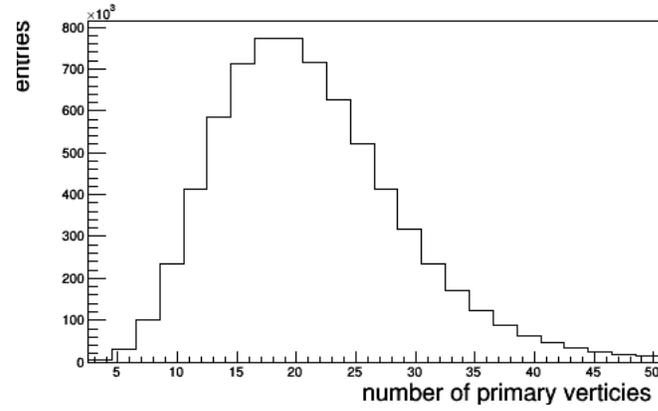


Figura 2.7: Il grafico mostra la distribuzione dei muoni ricostruiti offline rispetto al numero di vertici primari.

## Capitolo 3

# Efficienza del trigger muonico

In quest'ultimo capitolo riportiamo le misure dell'efficienza del trigger di muoni calcolata rispetto ai muoni *prompt* ricostruiti offline, utilizzando il metodo del data-set ortogonale descritto nel capitolo precedente. Queste misure mostrano quanto il trigger sia efficiente nel selezionare muoni ricostruiti offline ed identificati secondo criteri di qualità tipicamente utilizzati nelle analisi di CMS.

### 3.1 La misura dell'efficienza

Le misure di efficienza presentate nel resto del capitolo sono state effettuate utilizzando i seguenti criteri di binning.

Variabile	Bin Edges
$p_T$	0, 10, 15, 20, 25, 30, 40, 45, 48, 50, 52, 55, 60, 80, 120, 200, 400, 800
$\eta$	-2.4, -2.1, -1.6, -1.2, -0.9, -0.3, -0.2, 0.2, 0.3, 0.9, 1.2, 1.6, 2.1, 2.4
Numero di vertici primari	2.5, 4.5, 6.5, 8.5, 10.5, 12.5, 14.5, 16.5, 18.5, 20.5, 22.5, 24.5, 26.5, 28.5, 30.5, 32.5, 34.5, 36.5, 38.5, 40.5, 42.5, 44.5, 46.5, 48.5, 50.5

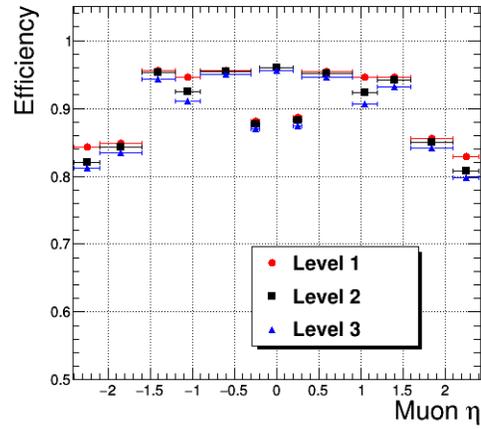
Tabella 3.1: La tabella mostra il binning utilizzato per realizzare i grafici delle efficienze calcolate rispetto alle variabili  $p_T$ ,  $\eta$  e rispetto al numero di vertici primari.

Nel caso del  $p_T$  la scelta della larghezza variabile dei bin è stata effettuata in modo da avere dei bin uniformi con un numero comparabile di entrate. Nel caso delle variabili spaziali, i bin sono stati separati in modo da seguire la geometria del rivelatore. Ad esempio nell'intervallo  $0.2 < |\eta| < 0.3$  troviamo la zona che separa la ruota 0 dalla ruota 1, oppure nella regione  $0.9 < |\eta| < 1.2$  un muone potrà attraversare sia i DT che i CSC. Nel caso della variabile  $\phi$ , l'intervallo da  $-\pi$  a  $+\pi$  è stato suddiviso in 24 bin di uguale larghezza.

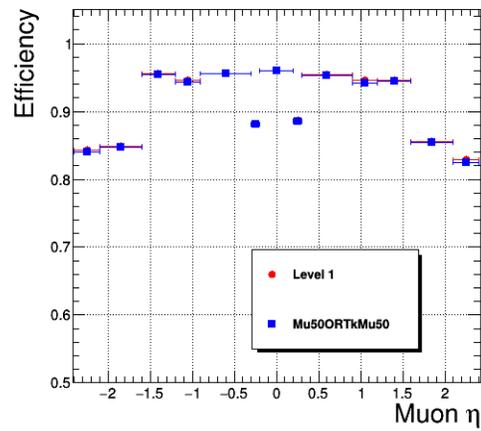
Dataset	
Dati(Run2016)	/MET/Run2016H-PromptReco-v3/AOD
	/SingleElectron/Run2016H-PromptReco-v3/AOD

Tabella 3.2: La tabella mostra i data-set utilizzati per la misura di efficienza.

Un muone ricostruito dal HLT combacia con un quello ricostruito offline se la distanza in  $\Delta R$  è inferiore a 0.3 nel caso dei primi due livelli del trigger HLT\_Mu50 e, nel caso del livello 3 di entrambi i trigger HLT\_Mu50 e HLT\_TkMu50, se  $\Delta R < 0.2$ . Per ogni muone ricostruito offline, se esiste più di un muone ricostruito dal HLT che soddisfa questa richiesta, viene scelto quello con il  $\Delta R$  più piccolo.

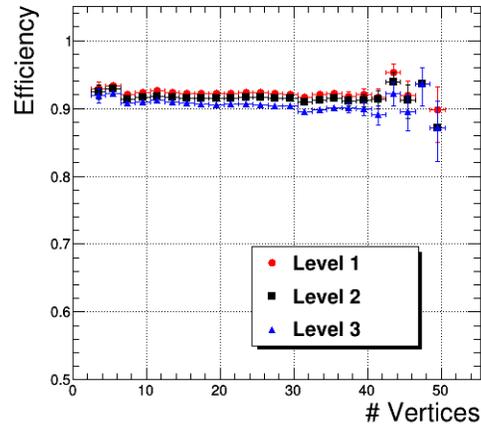


(a)

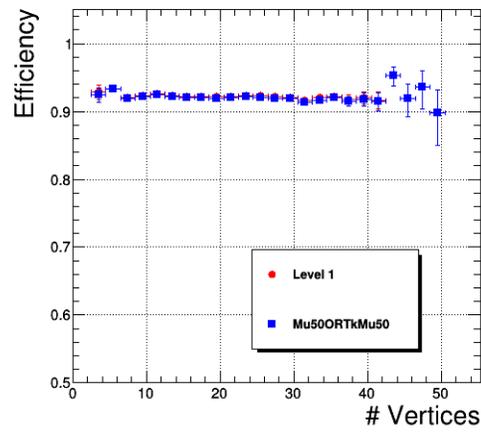


(b)

Figura 3.1: Il grafico in alto mostra l'efficienza, rispetto alla pseudorapidità  $\eta$ , dei tre livelli del del trigger HLT\_Mu50: in rosso abbiamo il livello 1, in nero il livello 2 e in blu il livello 3. In basso abbiamo : in blu l'efficienza, calcolata rispetto a  $\eta$ , dell'or fra il terzo livello trigger HLT\_Mu50 e il terzo livello del trigger HLT\_TkMu50; in rosso l'efficienza, calcolata rispetto a  $\eta$ , del L1 del trigger HLT\_Mu50.

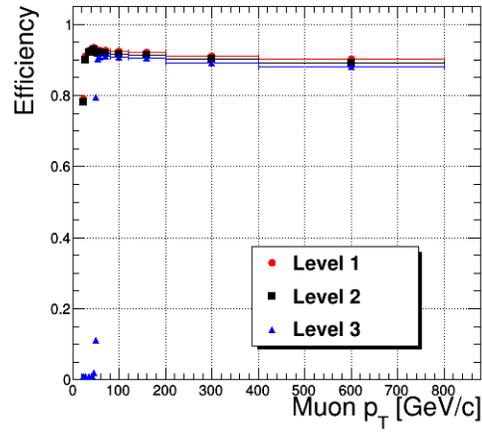


(a)

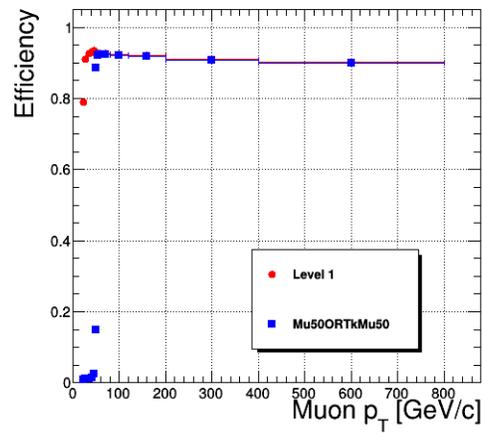


(b)

Figura 3.2: Il grafico in alto mostra l'efficienza, rispetto al numero di vertici primari, dei tre livelli del del trigger HLT\_Mu50: in rosso abbiamo il livello 1, in nero il livello 2 e in blu il livello 3. In basso abbiamo : in blu l'efficienza, calcolata rispetto al numero di vertici primari, dell'*or* fra il terzo livello trigger HLT\_Mu50 e il terzo livello del trigger HLT\_TkMu50; in rosso l'efficienza, calcolata rispetto al numero di vertici primari, del L1 del trigger HLT\_Mu50.

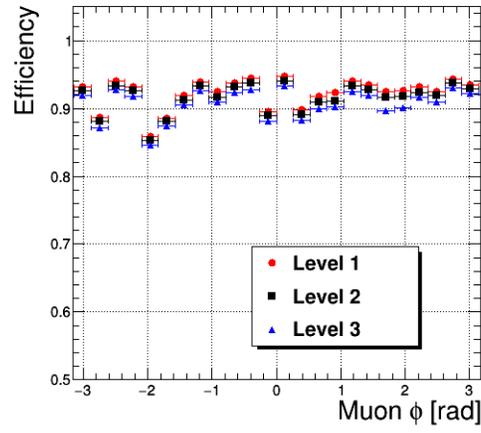


(a)

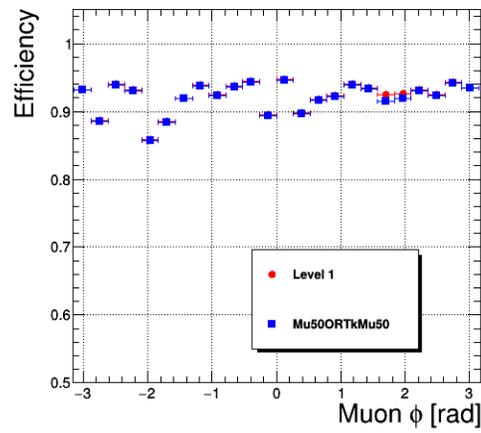


(b)

Figura 3.3: Il grafico in alto mostra l'efficienza, rispetto al momento trasverso  $p_T$ , dei tre livelli del del trigger HLT\_Mu50: in rosso abbiamo il livello 1, in nero il livello 2 e in blu il livello 3. In basso abbiamo : in blu l'efficienza, calcolata rispetto a  $p_T$ , dell'or fra il terzo livello trigger HLT\_Mu50 e il terzo livello del trigger HLT\_TkMu50; in rosso l'efficienza, calcolata rispetto a  $p_T$ , del L1 del trigger HLT\_Mu50.



(a)



(b)

Figura 3.4: Il grafico in basso mostra l'efficienza, rispetto all'angolo  $\phi$ , dei tre livelli del del trigger HLT\_Mu50: in rosso abbiamo il livello 1, in nero il livello 2 e in blu il livello 3. In basso abbiamo : in blu l'efficienza, calcolata rispetto a  $\phi$ , dell'or fra il terzo livello trigger HLT\_Mu50 e il terzo livello del trigger HLT\_TkMu50; in rosso l'efficienza, calcolata rispetto a  $\phi$ , del L1 del trigger HLT\_Mu50.

In tutti i grafici dove sono messe a confronto le efficienze dei tre livelli del trigger HLT\_Mu50 (figure 3.1a, 3.2a, 3.3a e 3.4a) possiamo notare come l'andamento dell'efficienza sia sostanzialmente dominato dal primo dei livelli. Ovviamente le efficienze dei due successivi livelli non possono che essere

minori o uguali del primo livello, e la differenza con quest'ultimo è piccola. Inoltre, c'è un piccolo calo di efficienza di qualche punto percentuale a partire da  $p_T$  dell'ordine di alcune centinaia di GeV. Questo calo è compatibile con l'incremento della probabilità che i muoni analizzati generino sciame elettromagnetici.

Nei grafici in figura 3.1 possiamo notare come l'efficienza sia circa 95% tranne che nei bin con  $0.2 < |\eta| < 0.3$  e per  $|\eta| > 1.6$ : nel primo caso l'identificazione del muone e la misura del suo impulso risultano più difficili a causa del numero inferiore di stazioni disponibili, nel secondo caso a causa della geometria del campo magnetico. Osservando l'efficienza rispetto al numero di vertici primari (figura 3.2a) possiamo vedere come questa sia in buona approssimazione costante; questo mostra come l'efficienza di ricostruzione della traccia interna del HLT (*or* di L3 e TkMu) non diminuisce in caso vengano analizzati eventi con alto pile-up. Si può notare invece come l'efficienza del livello 3 (figura 3.2a in blu) diminuisca di qualche punto percentuale fra i 10 e i 40 vertici. In figura 3.4a si osserva una significativa dipendenza dell'efficienza dall'angolo radiale, particolarmente pronunciata attorno ai valori  $\phi = -2$  e  $\phi = -3$ . Questo calo di efficienza è dovuto ad un malfunzionamento di alcune camere della stazione più interna dei CSC, che è essenziale per il trigger di L1 di muoni singoli.

Il trigger HLT\_TkMu50 è utilizzato come trigger di back-up nel caso di malfunzionamenti degli algoritmi di livello-2 o di livello-3 del HLT. Nelle figure 3.1b, 3.2b, 3.3b e 3.4b viene mostrata l'efficienza dell'*or* fra il terzo livello del trigger HLT\_Mu50 e il terzo livello del trigger HLT\_TkMu50, a confronto con il L1 del trigger HLT\_Mu50; dal momento che il terzo livello di HLT\_TkMu50 è indipendente sia dal secondo che dal terzo livello di HLT\_Mu50, l'efficienza totale viene valutata considerando l'*or* dei due path, ovvero `filtroL3` e `filtroTkMu50` indicati in tabella 2.1. I risultati mostrano che la strategia sopperisce alle inefficienze del L2 e del L3 di HLT\_Mu50. Se osserviamo la figura 3.4b vediamo come il calo dell'efficienza del livello 3 di HLT\_Mu50, menzionato in precedenza, venga mitigato dall'*or* con il livello 3 di HLT\_TkMu50. In figura 3.4b possiamo vedere che, attorno a  $\phi = 2$ , l'*or* fra il L3 dei trigger HLT\_Mu50 e HLT\_TkMu50 non recupera efficienza rispetto al L1 come accade negli altri bin. Questa inefficienza può essere ricondotta a dei malfunzionamenti dei pixel nel tracciatore interno, in una regione attorno a  $\phi = 2$ .

### 3.2 Misure con data-set e metodi differenti

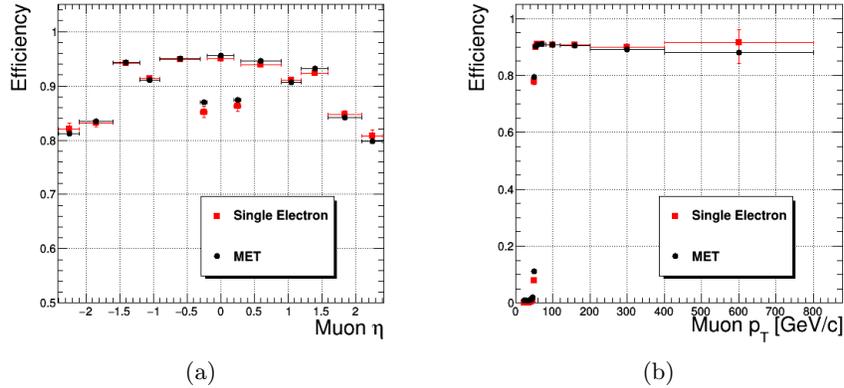


Figura 3.5: I grafici mostrano a confronto l'efficienza dei tre livelli (L1+L2+L3) del trigger HLT\_Mu50 fra i due dataset indicati in tabella 3.2: MET in nero e Single Electron in rosso. A sinistra l'efficienza è stata calcolata rispetto ad  $\eta$ , a destra rispetto a  $p_T$ .

Confrontando la misura dell'efficienza fatta con due diversi data-set (figura 3.5), osserviamo come i due risultati ottenuti siano in buon accordo. È necessario sottolineare che le incertezze nelle misure sono solo di origine statistica: uno studio più rigoroso della compatibilità dei risultati non verrà effettuato, in quanto la stima degli errori sistematici non è stata trattata in questa tesi.

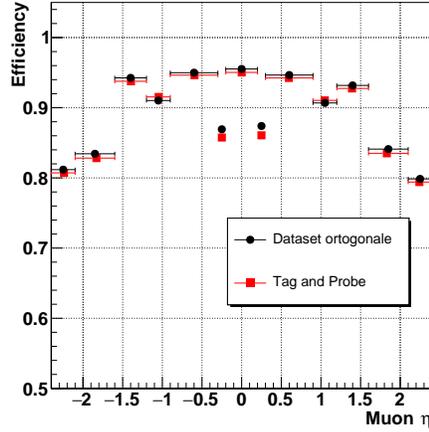


Figura 3.6: Il grafico mostra l'efficienza dei tre livelli (L1+L2+L3) del trigger HLT\_Mu50, calcolata rispetto alla pseudorapidità  $\eta$ . In nero abbiamo l'efficienza calcolata con il metodo del dataset ortogonale, in rosso abbiamo l'efficienza calcolata con il metodo del Tag & Probe.

Dalla figura 3.6 possiamo vedere come l'efficienza calcolata col metodo del Tag & Probe sia compatibile con quella calcolata col metodo del dataset ortogonale. Nel caso del metodo del Tag & Probe, l'errore sistematico associato alla misura dell'efficienza di trigger è di 0.5%.

# Conclusioni

In questa tesi ho misurato l'efficienza del trigger di muoni del rivelatore CMS utilizzando il metodo del data-set ortogonale. Le misure sono state calcolate rispetto a muoni ricostruiti offline e sono state confrontate sia con quelle ottenute con lo stesso metodo ma calcolate a partire da due differenti campioni di dati (data-sets), che con quelle ottenute con il metodo del Tag & Probe. I risultati ottenuti sono in buon accordo confermando così la validità del metodo del data-set ortogonale.

Il programma che ho sviluppato per questa tesi, permette di regolare una serie di parametri in modo tale da renderlo versatile, permettendo all'utilizzatore di configurare la selezione sulla base di quella utilizzata in una data analisi e di scegliere gli algoritmi di trigger di muoni di cui misurare l'efficienza. Il programma ha inoltre sfruttato le risorse del pacchetto software ROOT sia per il calcolo dell'efficienza, sia per la presentazione grafica dei risultati tramite grafici e istogrammi.

Le misure di efficienza sono state effettuate rispetto a quattro variabili: la pseudorapidità  $\eta$ , l'angolo azimutale  $\phi$ , il momento trasverso  $p_T$  e il numero di vertici primari. Dalle misure effettuate, l'efficienza calcolata rispetto alla pseudorapidità supera il 90% per  $|\eta| < 0.2$  e  $0.9 < |\eta| < 1.6$ , mentre l'efficienza scende sotto il 90%, fino ad un minimo di circa 80%, nelle regioni in cui l'identificazione del muone e la misura del suo impulso sono difficili a causa del numero inferiore di stazioni disponibili o della geometria del campo magnetico. L'efficienza rispetto al numero di vertici primari è di circa il 90% ed è, in buona approssimazione, costante; questo mostra come l'efficienza rimanga alta anche nel caso di eventi con alto pile-up. L'efficienza rispetto al momento trasverso raggiunge il 90% a  $p_T \simeq 55 GeV$  per poi rimanere, in buona approssimazione, costante per valori superiori a 55 GeV. Infine anche l'efficienza rispetto all'angolo azimutale  $\phi$  fluttua attorno al 90% con dei minimi per  $\phi \simeq -2$  e  $\phi \simeq -3$ ; in questo caso le regioni meno efficienti corrispondono a parti specifiche del rivelatore, nello specifico le stazioni più interne dei CSC, nelle quali sono stati riscontrati dei problemi

durante l'anno 2016.

# Bibliografia

- [1] CMS Collaboration, *The CMS trigger system*, JINST 12 (2017) P01020, doi:10.1088/1748-0221/12/01/P01020.
- [2] CMS Collaboration, *The CMS experiment at the CERN LHC*, JINST 3 (2008) S08004.
- [3] CMS Collaboration, *Particle-flow reconstruction and global event description with the CMS detector*, [physics.ins-det] 15 Jun 2017, arXiv:1706.04965v1.
- [4] CMS Collaboration, *The CMS muon project, technical design report*, CERN-LHCC-97-032, <http://cdsweb.cern.ch/record/343814>.
- [5] <http://cms.web.cern.ch/news/resistive-plate-chambers>.
- [6] CMS Collaboration, *Performance of the CMS muon detector and reconstruction with pp collision at  $\sqrt{s} = 13$  TeV*, CMS Physics Analysis Summary.
- [7] CMS Collaboration, *Calibration of the CMS Drift Tube Chambers and Measurement of the Drift Velocity with Cosmic Rays*, [physics.ins-det] 14 Jan 2010, arXiv:0911.4895v2.
- [8] CMS Collaboration, *The performance of the CMS muon detector in proton-proton collision at  $\sqrt{s} = 7$  TeV at the LHC*, JINST 8 (2013) P11002, doi:10.1088/1748-0221/8/11/P11002.
- [9] CMS Collaboration, *Validation of the Mean-Timer algorithm for DT Local Reconstruction and muon time measurement, using 2012 data*, CMS Performance Note, 1 Agosto 2015.
- [10] CMS Collaboration, *Performance of the CMS muon reconstruction with pp collision events at  $\sqrt{s} = 7$  TeV*, arXiv:1206.4071v2 [physics.ins-det] 20 Mar 2013.

- [11] CMS Collaboration, *Description and performance of track and primary-vertex reconstruction with the CMS tracker*, JINST 9 (2014) P10009, doi:10.1088/1748-0221/9/10/P10009.
- [12] CMS Collaboration, *Particle-flow and Global Event Description in CMS*, JHEP, arXiv:1706.04965.
- [13] R. Fruhwirth, *Application of Kalman filtering to track and vertex fitting*, Nucl. Instrum. Meth. A 262 (1987) 444.
- [14] N.Adam, J.Berryhill,A.Hunt e K.Mishra, *Generic Tag and Probe Tool for Measuring Efficiency at CMS with Early Data*, CMS Analysis Note, 9 Giugno 2009.