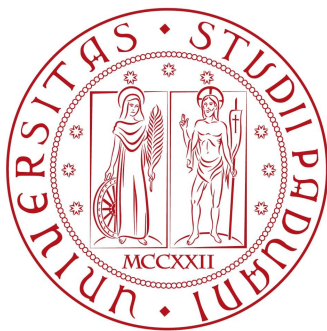




UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”

Corso di Laurea in Fisica

Tesi di Laurea

Studio di eventi con muoni ad elevato parametro
d’impatto all’esperimento CMS

Relatore

Prof. Paolo Ronchese

Laureando

Michele Rignanese

Anno Accademico 2019/2020

Indice

1	Introduzione	1
2	L'esperimento CMS	3
2.1	Tracciatori	3
2.2	Calorimetri	4
2.3	Camere per muoni	5
2.4	Trigger	5
3	Analisi dei dati	7
3.1	Trigger e selezione	7
3.2	Uso di un estimatore multivariato	7
3.3	Analisi delle coppie	8
3.4	Calcolo di Δz	9
3.5	Fit sui risultati ottenuti	11
3.6	Calcolo dell'asimmetria di carica	13
4	Conclusioni	15
	Bibliografia	17

Capitolo 1

Introduzione

La fisica del quark b offre un'ampia gamma di possibilità per l'osservazione di fenomeni di nuova fisica oltre il Modello Standard delle interazioni fondamentali. Nelle collisioni protone-protone ad energia nel centro di massa pari a $\sqrt{s} = 13$ TeV, prodotte a LHC, vengono create grandi quantità di adroni contenenti quark b . Ciò rende possibile lo studio di fenomeni rari che coinvolgono gli adroni prodotti.

Nel 2018 è stato raccolto, utilizzando un algoritmo di trigger dedicato, un campione di dati relativi alla produzione e al decadimento di un grande numero di adroni, dell'ordine di centinaia di milioni, contenenti quark b , con i quali cercare possibili evidenze di nuova fisica.

Tra i fenomeni oggetto di studio c'è la violazione della simmetria di parità e coniugazione di carica (simmetria CP), secondo la quale un sistema fisico fatto di particelle e descritto utilizzando un sistema di riferimento levogiro, è identico allo stesso sistema fatto di antiparticelle e descritto da un sistema di riferimento destrogiro. Il decadimento del quark b avviene mediante l'interazione elettrodebole, che non conserva la simmetria CP; l'osservazione di differenze nel livello di violazione rispetto alle previsioni del Modello Standard costituirebbe l'evidenza di processi non descritti dal modello [1].

I mesoni neutri contenenti quark b , B_d^0 e B_s^0 , hanno autostati di massa che non coincidono con gli autostati di sapore; per essi si verifica quindi il fenomeno delle oscillazioni, per il quale una particella si trasforma nella sua antiparticella e viceversa. Perciò un mesone può essere prodotto con numero quantico B positivo e decadere con numero quantico B negativo, o viceversa. I due autostati di massa non sono neppure autostati di CP. Vi può essere quindi una violazione della simmetria legata alle oscillazioni. Una violazione di CP può poi avvenire direttamente nel decadimento, quando uno stato con CP definita decade in uno stato con CP opposta.

Uno dei possibili modi per misurare la violazione di CP nei quark b è l'osservazione del decadimento semileptonico di entrambi i quark b e $\bar{b}$ prodotti in coppia. Nel decadimento $b \rightarrow c l^- \bar{\nu}_l$ o $\bar{b} \rightarrow u l^- \bar{\nu}_l$ viene infatti prodotto sempre un leptone negativo, e^- oppure μ^- , mentre nel corrispondente decadimento di un antiquark $\bar{b}$ viene sempre prodotto un leptone positivo, e^+ o μ^+ ; il fenomeno delle oscillazioni, in cui un mesone B_d^0 o B_s^0 si trasforma prima di decadere in un mesone $\bar{B}_d^0$ o $\bar{B}_s^0$, produce coppie di leptoni di carica uguale. In assenza di violazione di CP si avrebbe però un uguale numero di coppie di leptoni entrambi positivi o negativi: una misura della violazione di CP può essere ottenuta misurando il valore della asimmetria $A_{SL} = \frac{N^{++} - N^{--}}{N^{++} + N^{--}}$.

Nella determinazione della asimmetria semileptonica è però necessario sottrarre il contributo del fondo, in cui si hanno due leptoni, per esempio due muoni, che provengono da adroni con un quark b non derivanti dalla stessa coppia $b\bar{b}$, oppure provenienti da altre sorgenti. A causa dell'elevata luminosità

di LHC infatti, ad ogni incrocio dei fasci viene prodotta qualche decina di collisioni protone-protone, ed è quindi possibile trovare tra i prodotti due muoni provenienti da collisioni diverse, tra i quali non c'è correlazione di carica.

Poiché le collisioni avvengono tra protoni, che hanno entrambi carica positiva, ci si aspetta una lieve asimmetria di carica del fondo, con una prevalenza di coppie di cariche positive.

Lo scopo di questo lavoro di tesi è quello di analizzare i dati relativi a un campione arricchito di eventi con produzione di quark b , studiando il fondo e stimandone l'asimmetria di carica. La discriminazione tra segnale e fondo viene effettuata confrontando i parametri di impatto dei muoni, dai quali è possibile inferire il punto di produzione del muone stesso, e la provenienza da particelle prodotte nella stessa collisione o in collisioni diverse.

Capitolo 2

L'esperimento CMS

CMS [2] è un rivelatore dell'acceleratore LHC (Large Hadron Collider) progettato per studiare le collisioni tra protoni ad alta energia. Nel Run 2 (2016-2018) l'energia con la quale vengono fatti collidere i protoni nel centro di massa è pari a $\sqrt{s} = 13$ TeV.

Il rivelatore è composto da diversi strati cilindrici aventi come asse la direzione dei fasci. Come si può osservare dalla Figura 2.1, procedendo dallo strato più interno a quello più esterno, l'apparato sperimentale è formato da: rivelatori a pixel, tracciatori al Silicio, calorimetro elettromagnetico (ECAL) e calorimetro adronico (HCAL), solenoide superconduttore, necessario per generare un campo magnetico del valore di 3.8 T, e infine il sistema di camere per muoni.

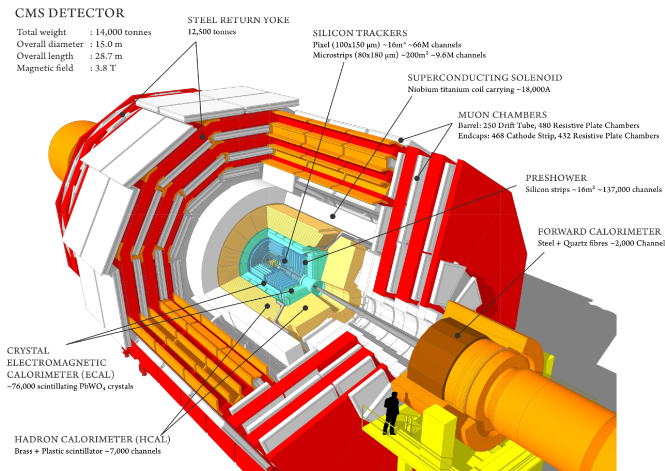


Figura 2.1: Struttura del rivelatore CMS

Si utilizza un sistema di riferimento in coordinate cartesiane, ponendo l'asse z lungo la direzione del fascio di protoni, l'asse x verso il centro di LHC; l'asse y uscente dal rivelatore, rivolto verso l'alto.

Per descrivere il momento delle particelle viene utilizzato un sistema di coordinate polari. In questo sistema il momento di una particella è dato dalla terna (p_T, ϕ, η) : p_T è definito come il modulo della proiezione del momento sul piano XY , ϕ è l'angolo azimutale, ovvero l'angolo del vettore $\vec{p}_T$ rispetto all'asse x , e η , detta pseudorapidità, è una funzione dell'angolo polare θ , definita come $\eta = -\ln[\tan(\theta/2)]$.

2.1 Tracciatori

Come illustrato in Figura 2.2, il sistema di tracciamento di CMS è formato da rivelatori in Silicio a *pixel* e a *strip*. I sensori per la rivelazione delle particelle sono posizionati simmetricamente rispetto

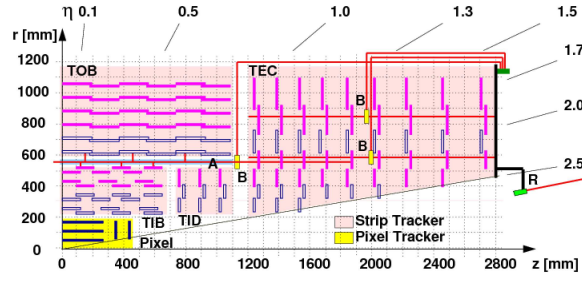


Figura 2.2: Schema del tracciatore di CMS

alla regione di interazione dei fasci di protoni.

Questo sistema di tracciatori è stato progettato per garantire che vi sia elevata risoluzione per tutte le particelle con $|\eta| < 2.4$. È necessario tracciare le particelle con grande precisione per garantire una elevata risoluzione sulle coordinate del momento della particella stessa e sulle coordinate dei vertici di decadimento primari e secondari, ricostruiti a partire dalle tracce delle particelle.

2.2 Calorimetri

CMS contiene due calorimetri concentrici: quello più interno è il calorimetro elettromagnetico (ECAL), mentre quello più esterno è il calorimetro adronico (HCAL).

ECAL è un calorimetro omogeneo composto da un tungstenato di Piombo (PbWO_4) che ha sia la funzione di assorbire elettroni e fotoni provenienti dalle collisioni, sia quella di tracciare le particelle che lo attraversano.

Il calorimetro adronico HCAL è costituito da quattro parti:

- il *Barrel* (HB) e l'*Endcap* (HE), due calorimetri posizionati tra ECAL e il solenoide. Sono costituiti da sezioni di materiale assorbitore, come ferro o ottone, intervallate da sezioni di materiale sensibile al passaggio di particelle, come scintillatori plastici. HB copre l'intervallo di valori con $|\eta| < 1.3$, mentre HE copre la regione $1.3 < |\eta| < 3.0$.
- il calorimetro in avanti (HF), copre l'intervallo di pseudorapidità $3.0 < |\eta| < 5.0$ e sfrutta la radiazione Cherenkov emessa dalle particelle che compongono lo sciame elettromagnetico.
- il calorimetro esterno (HO) serve per osservare la coda dello sciame adronico e migliorare l'identificazione dei muoni.

Una sezione dei due calorimetri è mostrata in Figura 2.3.

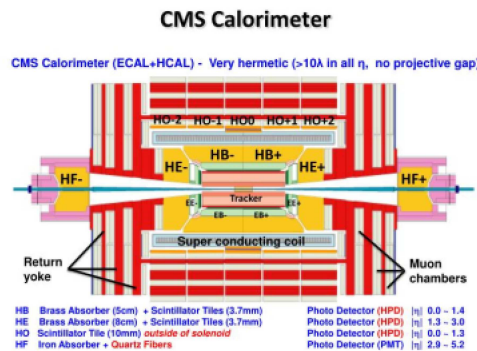


Figura 2.3: Schema calorimetri di CMS

2.3 Camere per muoni

Le camere per muoni di CMS sono formate da tre parti distinte, ciascuna delle quali viene posta al termine di una parte specifica del calorimetro adronico. Come si può osservare dalla Figura 2.4, si hanno:

- le Drift Tubes (DT); sono camere a deriva posizionate nella regione centrale. Vi sono 4 strati di camere a deriva che coprono la regione di valori con $|\eta| < 1.2$.
- le Cathode Strip Chambers (CSC) sono posizionate nella regione successiva al calorimetro in avanti. Questo sistema di camere a strip permette di coprire la regione con $0.9 < |\eta| < 2.4$.
- le Resistive Plate Chambers (RPC) sono posizionate in entrambe le regioni e forniscono un trigger veloce. Quest'ultimo sistema di camere copre la regione di valori con pseudorapidità $|\eta| < 1.6$.

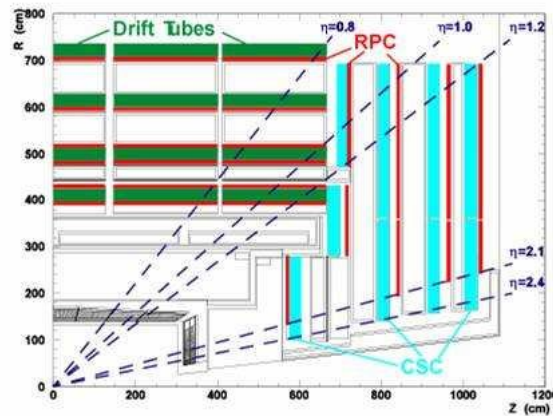


Figura 2.4: Schema delle camere per muoni di CMS

Tutto il sistema di camere appena descritto permette di rivelare, di classificare il muone e di misurare il suo momento. I muoni vengono classificati in tre categorie.

Se la traccia del muone è ricostruita solo dal tracciatore, con una corrispondenza di segnali nelle camere per muoni, il muone è definito "tracker muon". Se la traccia del muone viene ricostruita solamente utilizzando i dati raccolti dalle camere per muoni, il muone è definito "stand alone muon". Si definisce invece "global muon" il muone la cui traccia viene ricostruita partendo dai dati raccolti dalle camere per muoni, alla quale viene aggiunta l'informazione fornita dai tracciatori. La traccia del muone viene quindi ricostruita utilizzando sia il tracciatore interno che le camere per muoni esterne.

2.4 Trigger

Nei punti di interazione dei fasci di LHC gli incroci avvengono con una frequenza pari a 40 MHz, che alla luminosità del Run 2 corrispondono a circa 10^9 collisioni per secondo; è quindi necessario selezionare gli eventi di maggior interesse per il tipo di fenomeni fisici che si vogliono studiare.

Il sistema di trigger del rivelatore CMS [3] è costituito da un trigger di Livello 1, composto da circuiti elettronici, che selezionano gli eventi in base alle informazioni raccolte dai calorimetri e dalle camere per muoni; la frequenza degli eventi selezionati dal trigger di primo livello è dell'ordine di 100 kHz. Dopo il trigger L1, vi è il cosiddetto trigger di alto livello (High Level Trigger, HLT), nel quale un sistema di processori esegue un software analogo a quello eseguito offline, e seleziona gli eventi in base al risultato di tale ricostruzione. La frequenza degli eventi selezionati dall'HLT è di circa 1 kHz.

Capitolo 3

Analisi dei dati

3.1 Trigger e selezione

È stato analizzato un campione di dati raccolti con un algoritmo di trigger programmato per accettare eventi in cui è presente almeno un muone con $p_T > 9.0 \text{ GeV}/c$ e $|d_{XY}/\sigma_{d_{XY}}| > 6$, dove il parametro d'impatto d_{XY} è definito come la distanza di massimo avvicinamento, nel piano ortogonale ai fasci, tra la traccia del muone e i fasci stessi.

Nell'analisi è stato innanzitutto verificato che il muone osservato dal trigger sia ricostruito anche offline. La frazione di eventi accettati dal trigger per la quale non è stata trovata nessuna corrispondenza tra i muoni ricostruiti dal trigger stesso e offline è risultata trascurabile. Per ogni muone ricostruito dal trigger è stato cercato il muone offline per il quale risultasse minima la variabile $\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$, con $\Delta\phi = \phi_{trg} - \phi_{off}$ e $\Delta\eta = \eta_{trg} - \eta_{off}$.

La distribuzione dell'angolo tra le direzioni dei vettori $\vec{p}_{trg}$ e $\vec{p}_{off}$ è mostrata in Figura 3.1, dove il picco per valori vicini allo zero indica come il muone osservato dal sistema di trigger sia effettivamente lo stesso trovato dall'analisi offline.

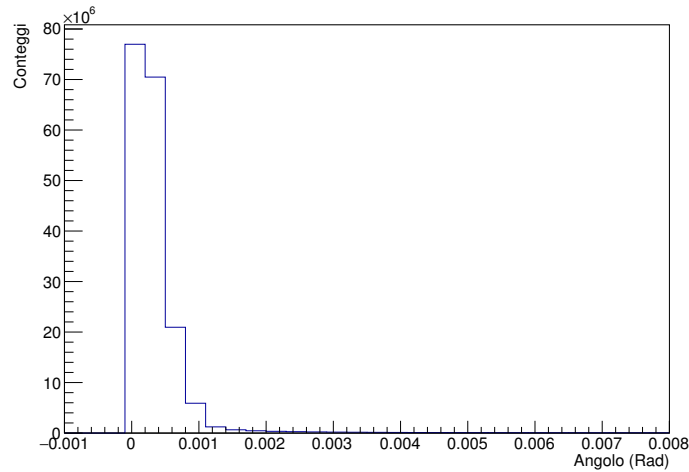


Figura 3.1: Istogramma dell'angolo tra $\vec{p}_{trg}$ e $\vec{p}_{off}$

3.2 Uso di un estimatore multivariato

Per ridurre il contributo del fondo, costituito da falsi muoni, per lo più pioni mal identificati come muoni, oppure muoni provenienti dal decadimento di quark leggeri, l'analisi è stata ristretta a muoni globali.

È stato inoltre utilizzato un estimatore multivariato (MVA), ottenuto dalla combinazione di diverse

proprietà, tra le quali, il numero di *hit* del muone con i tracciatori, il χ^2 della traccia, la presenza di tracce vicine a quella in esame e altro.

Per tutti i muoni globali che superano alcuni tagli di preselezione sulle grandezze utilizzate nel calcolo dell'estimatore, il valore di MVA risulta compreso tra 0 e 1; i muoni che non soddisfano le caratteristiche minime richieste vengono esclusi dal calcolo.

I muoni provenienti dal decadimento di quark *b* produrranno con maggiore probabilità un valore di MVA vicino a 1, mentre i candidati muoni mal identificati e quelli provenienti dal decadimento di quark leggeri produrranno viceversa valori di MVA vicini a 0. La distribuzione di MVA per i muoni analizzati è mostrata in Figura 3.2.

Per l'analisi successiva sono stati considerati muoni globali accettati dall'algoritmo per il calcolo dell'estimatore MVA.

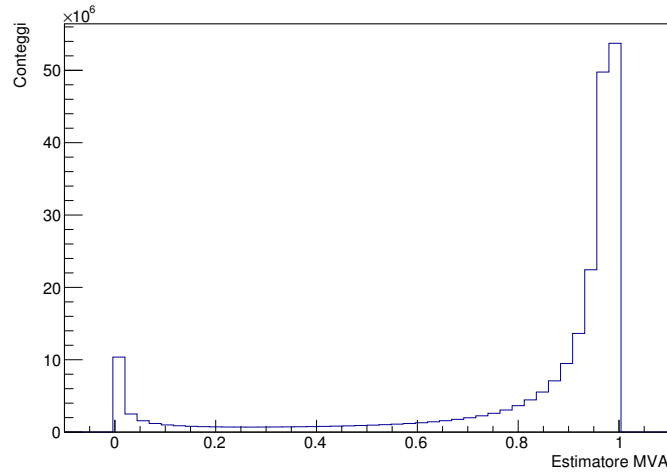


Figura 3.2: Istogramma con i valori di MVA

3.3 Analisi delle coppie

Una coppia di muoni di carica opposta può essere prodotta non solo dal decadimento di due diversi adroni prodotti da una originaria coppia di $b\bar{b}$, ma anche da altre particelle, come i mesoni ϕ , J/ψ , ψ' e $\Upsilon(1S, 2S, 3S)$, che, tra molti possibili stati finali, possono decadere anche in una coppia $\mu^+\mu^-$.

Si considerano quindi, per ogni evento analizzato, tutte le possibili coppie di muoni di carica opposta ed uguale, e se ne calcola la massa invariante, per osservare l'eventuale presenza di decadimenti di tali particelle.

Per le coppie con carica opposta, ci si aspetta di osservare dei picchi nelle regioni delle masse dei mesoni sopra citati, mentre per le coppie con carica uguale solo fondo.

La distribuzione di massa invariante $M_{\mu^+\mu^-}$ per le coppie di muoni di carica opposta e uguale è mostrata in Figura 3.3; si può osservare un eccesso di coppie con carica opposta nella regione con $M_{\mu^+\mu^-} < 4 \text{ GeV}/c^2$ unito alla presenza di due picchi a massa $M_{\mu^+\mu^-} \sim 3.1 \text{ GeV}/c^2$ e $M_{\mu^+\mu^-} \sim 3.7 \text{ GeV}/c^2$. I due picchi sui valori di circa 3 e 4 GeV/c^2 sono dovuti ai decadimenti $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ e $\psi' \rightarrow \mu^+\mu^-$.

Nelle figure 3.4a e 3.4b sono mostrate le distribuzioni di massa invariante per coppie $\mu^+\mu^-$ nelle regioni di massa corrispondenti ai mesoni ϕ , J/ψ e ψ' . Sono ben visibili i picchi della J/ψ e ψ' , che hanno un branching ratio nel canale $\mu^+\mu^-$ pari a $\text{BR}(J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-) = 5.961 \times 10^{-2}$ [1] e $\text{BR}(\psi' \rightarrow \mu^+\mu^-) = 8.0 \times 10^{-3}$ [1]; è invece poco pronunciato il picco della ϕ che ha un branching ratio molto più piccolo: $\text{BR}(\phi \rightarrow \mu^+\mu^-) = 2.86 \times 10^{-4}$ [1].

Non si osserva invece il decadimento $\Upsilon \rightarrow \mu^+\mu^-$; una spiegazione può essere cercata nel fatto che tali

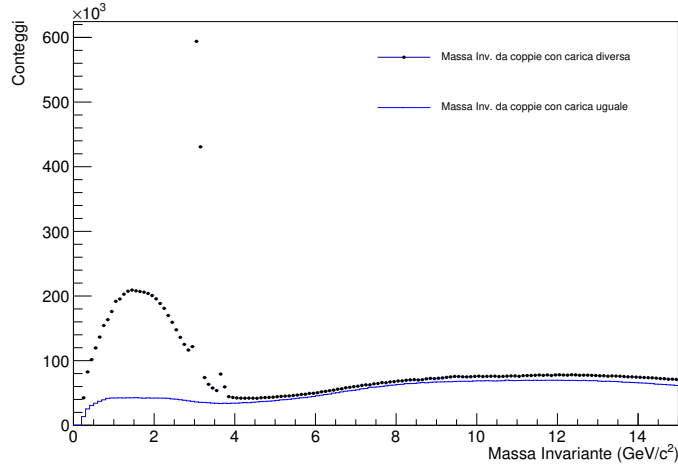
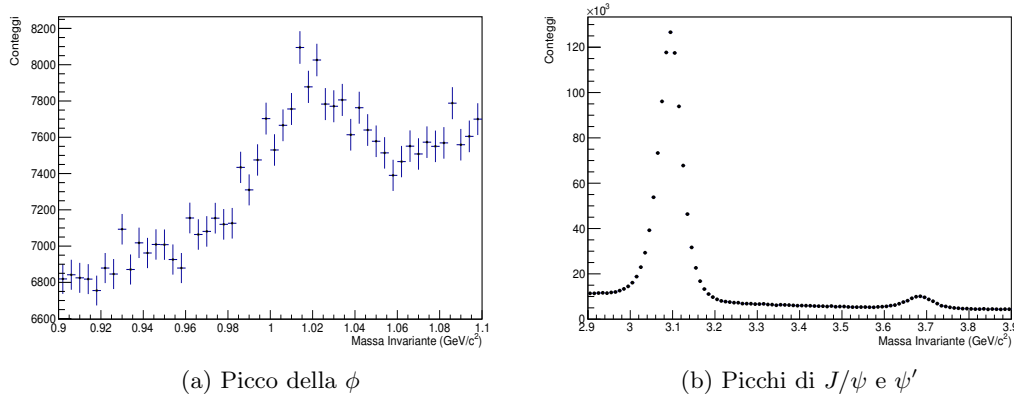


Figura 3.3: Istogramma delle Masse Invarianti

Figura 3.4: Picchi della ϕ , J/ψ e ψ'

mesoni vengono tipicamente prodotti nell'interazione primaria protone-protone, e decadono pressoché istantaneamente producendo muoni con basso parametro d'impatto che non vengono selezionati dal trigger utilizzato per raccogliere i dati qui analizzati.

La presenza dell'eccesso di coppie con carica opposta a $M_{\mu^+\mu^-} < 4 \text{ GeV}/c^2$ si può spiegare con i decadimenti in cascata $b \rightarrow c \mu^- \bar{\nu}_\mu$, a cui segue il decadimento $c \rightarrow s \mu^+ \nu_\mu$; poiché anche tali coppie di muoni provengono dal decadimento della stessa particella nell'analisi successiva vengono rimossi tutti i muoni che, accoppiati con un qualsiasi altro muone di carica opposta, danno una massa invariante minore di $4 \text{ GeV}/c^2$. Nonostante la Υ non sia visibile, la regione di massa invariante $9.0 < M_{\mu^+\mu^-} < 10.7 \text{ GeV}/c^2$ viene ugualmente esclusa.

3.4 Calcolo di Δz

Per studiare le correlazioni di carica nelle coppie di muoni vengono selezionati eventi in cui siano presenti almeno due muoni che soddisfino i criteri descritti nei paragrafi precedenti:

- almeno uno dei due muoni coincide con un muone che ha provocato il trigger dell'evento;
- entrambi i muoni sono stati ricostruiti come global muon e passano la preselezione fatta per il calcolo di MVA;

- nessuno dei due muoni, se combinato con un qualsiasi altro muone di carica opposta, dà una massa invariante $M_{\mu^+\mu^-} < 4 \text{ GeV}/c^2$ o compresa nell'intervallo $9.0 < M_{\mu^+\mu^-} < 10.7 \text{ GeV}/c^2$.

Per discriminare poi le coppie di muoni provenienti dalla stessa collisione protone-protone oppure da collisioni diverse, si è utilizzato il parametro di impatto dZ , definito come la coordinata z del punto di massimo avvicinamento della traccia di ciascun muone all'asse dei fasci.

È stata quindi calcolata la differenza $\Delta z = dZ_1 - dZ_2$ tra i due muoni, nella quale l'ordine con il quale vengono scelti i due muoni per eseguire la sottrazione è basato sui seguenti criteri:

- se uno dei due muoni ha il match con il trigger e l'altro no, si definisce muone #1 quello con il match e muone #2 quello senza match;
- se entrambi i muoni hanno il match con il trigger, si controlla il valore dell'estimatore MVA. In questo caso si definisce come muone #1 quello con il valore di MVA più alto e muone #2 l'altro;
- se nessuno dei due muoni ha il match con il trigger, la coppia viene scartata.

Poiché le varie collisioni sono distribuite lungo l'asse dei fasci, attraverso il valore di $|\Delta z|$ si possono distinguere le coppie di segnale da quelle di fondo.

Le coppie di muoni provenienti dalla stessa collisione ("segnale") e da collisioni diverse ("fondo") hanno infatti due diverse distribuzioni in Δz , entrambe centrate a 0 e con una larghezza dell'ordine del millimetro la prima e qualche centimetro la seconda.

La distribuzione complessiva quindi è simmetrica ed è data da una componente larga, compresa circa nell'intervallo con $|\Delta z| < 20 \text{ cm}$, corrispondente alla lunghezza della regione in cui si incrociano i fasci, alla quale è sovrapposto un picco stretto in corrispondenza dello 0.

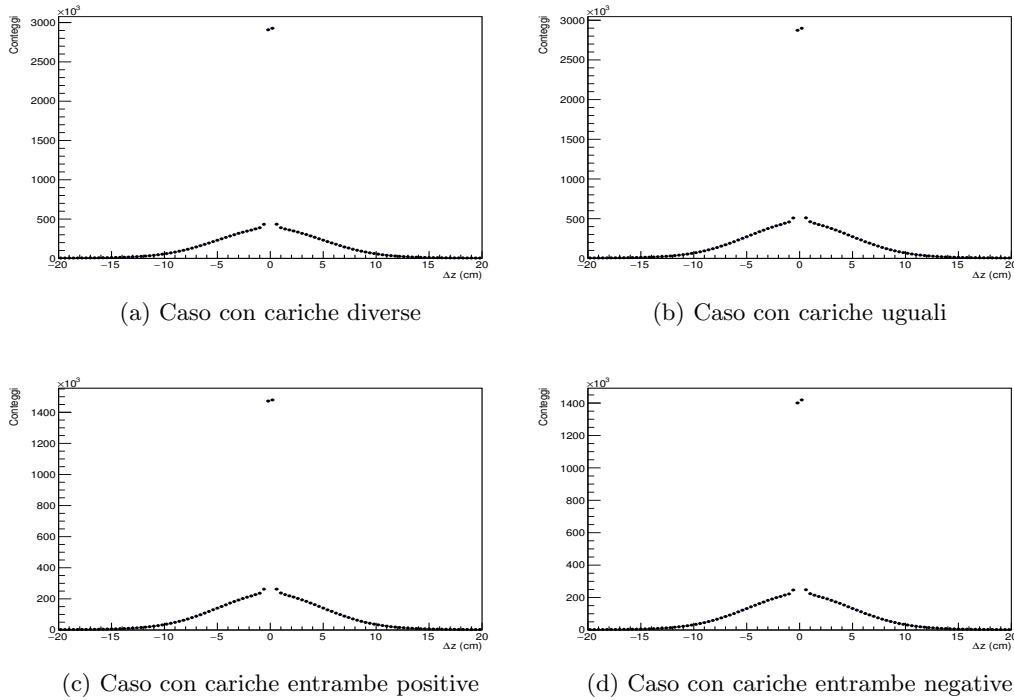


Figura 3.5: Istogrammi di Δz per i quattro casi di carica della coppia con $|\Delta z| < 20 \text{ cm}$

In Figura 3.6 sono mostrate le distribuzioni di Δz nella regione centrale, con $|\Delta z| < 2 \text{ cm}$, per evidenziare la forma della distribuzione per le coppie di muoni di segnale.

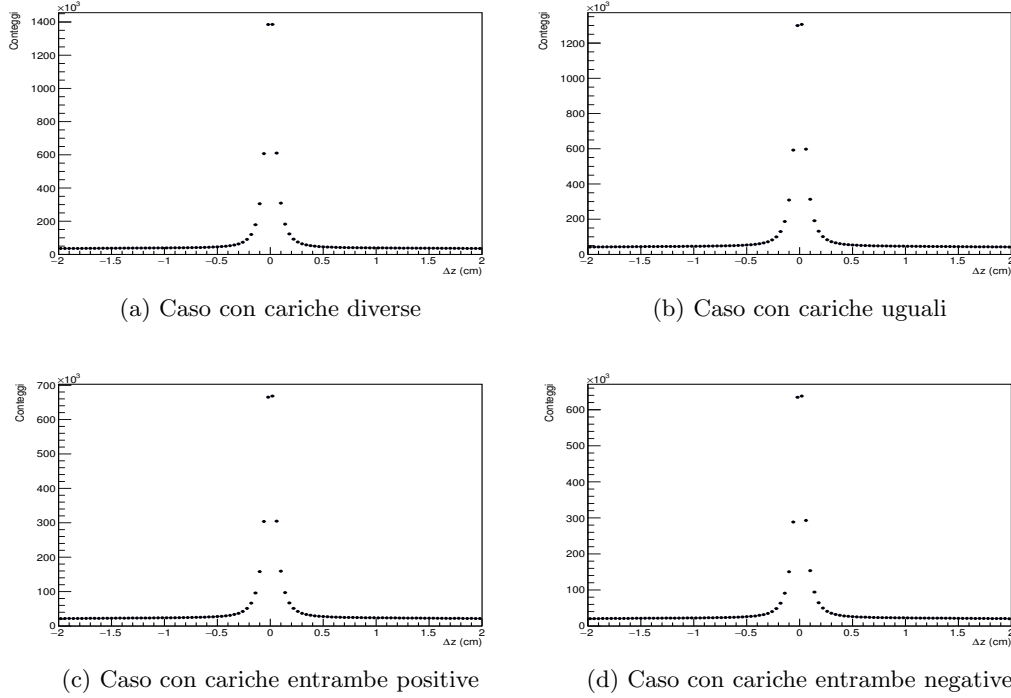


Figura 3.6: Istogrammi di Δz per i quattro casi di carica della coppia con $|\Delta z| < 2$ cm

3.5 Fit sui risultati ottenuti

Per misurare il valore dell'asimmetria di carica del fondo è necessario stimare il numero di coppie μ^{++} e μ^{--} presenti nel fondo stesso. Per ottenere il numero di eventi di interesse si procede eseguendo dei fit sulle distribuzioni di Δz .

Per descrivere la forma delle distribuzioni vengono usate funzioni di densità di probabilità (PDF) date dalla somma di più gaussiane con la stessa media e larghezze diverse. Su ciascuna distribuzione è stato eseguito un "extended unbinned maximum likelihood fit", in cui sono stati determinati i parametri della PDF che massimizzano la probabilità di ottenere l'insieme di valori raccolti e viene contemporaneamente stimato il numero di eventi del campione descritto dalla PDF stessa. A questo scopo è stato utilizzato il pacchetto RooFit [4] della libreria ROOT.

Viene prima eseguito un fit sulla distribuzione di Δz del segnale, restringendo il fit all'intervallo con $|\Delta z| < 1$ cm, utilizzando una distribuzione gaussiana data dalla somma, pesata con una frazione f_1 , anch'essa determinata dal fit, di due gaussiane aventi la stessa media μ e due diverse larghezze, σ_1 e σ_2 . L'espressione della PDF usata per eseguire il fit del picco è riportata di seguito.

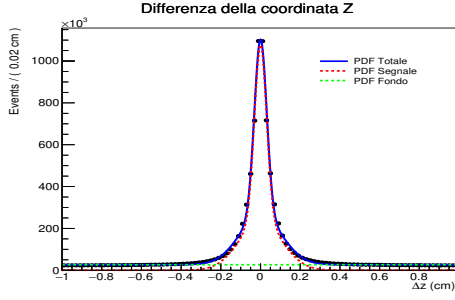
$$G_{peak}(x) = g_1(x)f_1 + g_2(x)(1 - f_1) \quad g_i(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x - \mu}{\sigma_i}\right)^2\right], \quad i = 1, 2 \quad (3.1)$$

Nell'intervallo ristretto la forma della distribuzione del fondo, molto più larga, è difficilmente apprezzabile, e può essere approssimata con una costante. La PDF complessiva utilizzata per l'interpolazione del segnale è data dalla somma di G_{peak} e la costante C , quest'ultima pari al valore degli eventi di fondo nel range $[-1, 1]$ cm. Si riportano i risultati del fit del segnale in tabella 3.1 e i grafici in Figura 3.7.

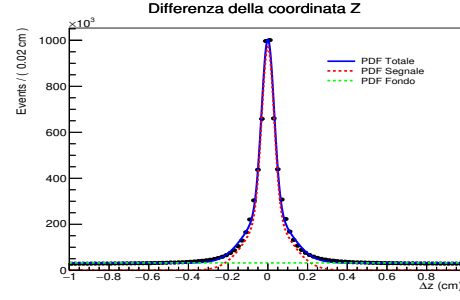
Dopo aver eseguito i fit sul segnale, si procede con il fit del fondo, nell'intervallo con $|\Delta z| < 20$ cm. Anche in questo caso si utilizza, come nel caso precedente, una PDF data dalla somma di due gaussiane,

Tabella 3.1: Risultati del fit nella regione con $|\Delta z| < 1$ cm

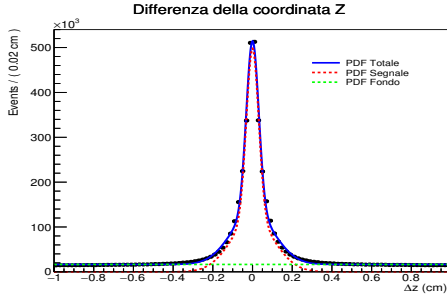
	$\mu(\times 10^{-4} \text{ cm})$	$\sigma_1(\times 10^{-2} \text{ cm})$	$\sigma_2(\times 10^{-1} \text{ cm})$	f_1
Cariche diverse	1.5 ± 0.2	3.098 ± 0.004	1.077 ± 0.001	0.5125 ± 0.0008
Cariche uguali	2.0 ± 0.2	3.118 ± 0.005	1.096 ± 0.002	0.4899 ± 0.0009
Cariche positive	0.9 ± 0.3	3.107 ± 0.007	1.091 ± 0.002	0.489 ± 0.001
Cariche negative	3.2 ± 0.3	3.130 ± 0.007	1.101 ± 0.001	0.491 ± 0.001



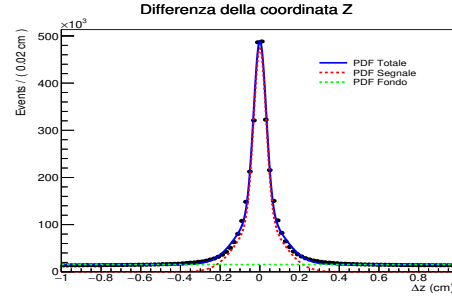
(a) Caso con cariche diverse



(b) Caso con cariche uguali



(c) Caso con cariche entrambe positive



(d) Caso con cariche entrambe negative

Figura 3.7: Fit sugli istogrammi di Figura 3.6

ciascuna pesata con una frazione f_2 . L'espressione di tale PDF è $G_{bkg}(x) = g_3(x)f_2 + g_4(x)(1 - f_2)$, dove le due gaussiane $g_3(x)$ e $g_4(x)$ hanno lo stesso valor medio delle funzioni $g_1(x)$ e $g_2(x)$, e larghezze σ_3 e σ_4 .

La PDF complessiva utilizzata per eseguire il fit alle distribuzioni di Figura 3.5 è $F_{tot,bkg} = G_{peak} + G_{bkg}$, dove G_{peak} ha l'espressione riportata in 3.1.

In questo secondo fit, in cui vengono determinati i parametri della funzione G_{bkg} , i parametri della funzione G_{peak} vengono tenuti fissi ai valori ottenuti nel fit sull'intervallo $[-1, 1]$, tranne il valore medio μ , comune tra le due funzioni G_{peak} e G_{bkg} , che viene lasciato libero.

Si riportano i risultati dei fit eseguiti per il fondo in tabella 3.2 e i grafici in Figura 3.8 con l'asse y in scala logaritmica.

Tabella 3.2: Risultati del fit nella regione con $|\Delta z| < 20$ cm

	$\mu(\times 10^{-4}\text{cm})$	$\sigma_3(\text{cm})$	$\sigma_4(\text{cm})$	f_2
Cariche diverse	1.5 ± 0.2	4.703 ± 0.003	9.76 ± 0.03	0.8561 ± 0.0001
Cariche uguali	2.3 ± 0.3	4.721 ± 0.003	10.21 ± 0.03	0.8694 ± 0.0009
Cariche positive	1.2 ± 0.4	4.763 ± 0.004	10.70 ± 0.05	0.877 ± 0.001
Cariche negative	3.3 ± 0.3	4.669 ± 0.004	9.70 ± 0.04	0.857 ± 0.002

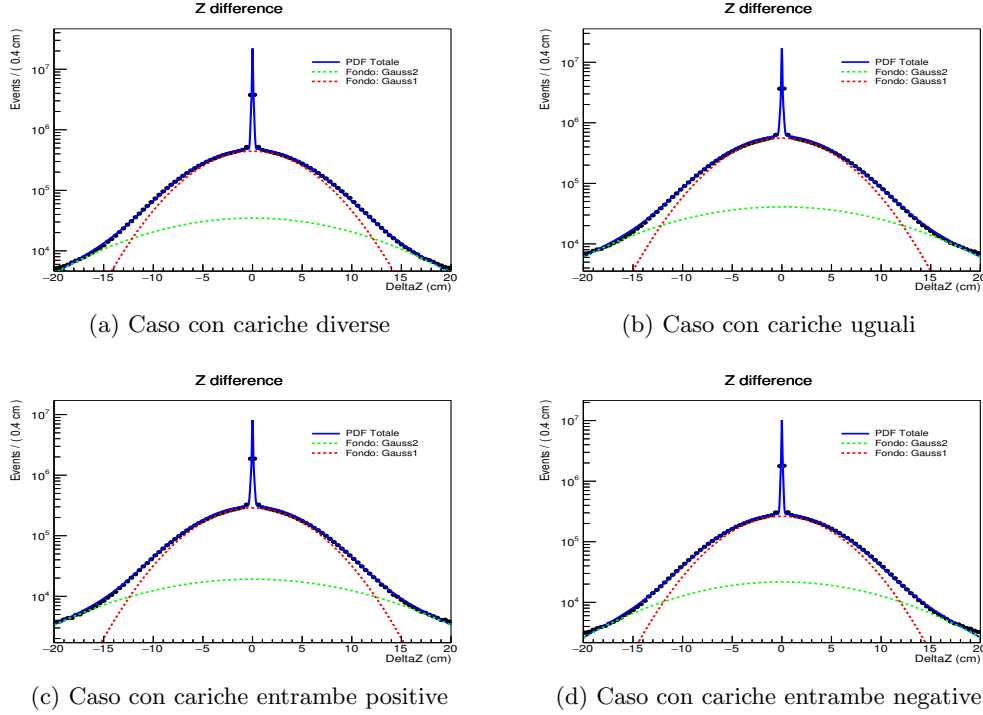


Figura 3.8: Fit sugli istogrammi di Figura 3.5

Le operazioni di fit svolte sugli istogrammi di Figura 3.6 consentono di determinare il numero di eventi di segnale, mentre i fit eseguiti sugli istogrammi di Figura 3.5 consentono di determinare il numero di eventi del fondo combinatorio. Tali valori sono riportati in tabella 3.3 nei quattro casi di combinazione di carica della coppia di muoni.

Tabella 3.3: Eventi di segnale e fondo ottenuti dai fit delle Figure 3.7 e 3.8

	Eventi totali	Eventi segnale ($\times 10^6$)	Eventi fondo ($\times 10^6$)
Cariche diverse	21813559	6.402 ± 0.003	15.056 ± 0.004
Cariche uguali	24937358	5.977 ± 0.003	18.500 ± 0.004
Cariche positive	12874708	3.054 ± 0.002	9.533 ± 0.003
Cariche negative	12062650	2.923 ± 0.002	8.972 ± 0.003

3.6 Calcolo dell'asimmetria di carica

Dai risultati riportati in tabella 3.3 è possibile stimare il valore di asimmetria di carica del fondo. Tale asimmetria è definita come:

$$A_{SL} = \frac{N^{++} - N^{--}}{N^{++} + N^{--}} \quad (3.2)$$

in cui N^{++} è il numero di eventi di fondo in cui si osservano coppie di muoni con cariche entrambe positive e N^{--} è il numero di eventi di fondo in cui si osservano coppie di muoni con cariche entrambe negative.

Si calcola il valore dell'asimmetria, e corrispettivo errore statistico, a partire dal numero di eventi di fondo nei casi di coppie con cariche positive e negative.

Si ottiene dal calcolo il valore di $A_{SL} = 0.0303 \pm 0.0003$, in cui l'errore statistico viene calcolato con la relazione seguente:

$$\sigma_{A_{SL}} = \frac{2}{(N^{++} + N^{--})^2} \sqrt{(N^{--})^2 \sigma_{N^{++}}^2 + (N^{++})^2 \sigma_{N^{--}}^2} \quad (3.3)$$

Il valore dell'asimmetria è positivo, ciò indica che vi è una maggiore presenza di coppie di muoni con carica positiva rispetto a quelle con carica negativa nel fondo combinatorio. Questo risultato conferma ciò che ci si aspettava, poiché queste coppie di muoni sono prodotte dalla collisione di fasci di protoni, che hanno entrambi carica positiva.

L'errore su A_{SL} è puramente statistico. Tra le possibili cause di errore sistematico si può considerare la scelta della PDF. Una stima di tale errore può essere effettuata ripetendo il fit con PDF diverse, per esempio usando la somma di 3 gaussiane, anziché due, per la descrizione delle distribuzioni di segnale e fondo, e osservando la variazione nel risultato.

Capitolo 4

Conclusioni

L'analisi svolta sul campione di dati raccolto all'esperimento CMS ha permesso di verificare che l'asimmetria di carica del fondo fosse positiva.

Il valore di tale asimmetria è stato stimato mediante dei fit eseguiti sulla parte del fondo relativa alla distribuzione della variabile Δz , attraverso i quali si sono stimati i valori del numero di coppie di muoni con cariche entrambe positive o entrambe negative presenti nel fondo stesso.

Il valore di tale asimmetria risulta essere pari a $A_{SL} = 0.0303 \pm 0.0003$.

L'errore sul valore di A_{SL} è puramente statistico. Per stimare l'errore sistematico si potrebbero utilizzare diverse PDF per eseguire i fit sulle distribuzioni di segnale e fondo della variabile Δz .

Confrontando i diversi risultati si potrebbe dare una stima dell'errore sistematico sulla grandezza A_{SL} .

Bibliografia

- [1] P.A. Zyla et al. (Particle Data Group), *Prog. Theor. Exp. Phys.* 2020, 083C01 (2020). doi: 10.1093/ptep/ptaa104
- [2] CMS Collaboration. The CMS experiment at the CERN LHC. *JINST* 3 (2008) S08004 doi: 10.1088/1748-0221/3/08/s08004.
- [3] CMS Collaboration. The CMS trigger system. *JINST* 12 (2017) P01020. doi: 10.1088/1748-0221/12/01/P01020
- [4] *The RooFit Toolkit for Data Modeling*. url : <http://roofit.sourceforge.net/intro.html>.
- [5] R. Brun and F. Rademakers. "ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework". In: *Nucl. Inst. and Methods in Phys. Res. A* 389 (1997). 81. doi: 10.1016/S0168-9002(97)00048-X.