



SAPIENZA
UNIVERSITÀ DI ROMA

Facoltà di Scienze Matematiche Fisiche e Naturali
Dipartimento di Fisica

Tesi di Laurea Magistrale
in Fisica

**Misura dell' asimmetria di carica dell' elettrone in
eventi $W + \text{jet}$ in collisioni protone-protone
nell' esperimento CMS ad LHC**

Relatore:

Dott.ssa Francesca Cavallari

Candidato:

Francesco Micheli

matricola 1172095

Relatore interno:

Prof. Egidio Longo

Anno Accademico 2010-2011



Indice

Indice	3
1 Introduzione	5
2 La fisica del Modello Standard e i bosoni W	9
2.1 Il modello standard	9
2.1.1 Il settore elettrodebole e i bosoni W	11
2.2 Fisica dei collider adronici	12
2.3 Parton distribution functions	15
2.4 I bosoni W	16
2.5 Produzione di eventi $W + \text{jet}$ a LHC e asimmetria di carica	16
3 Il Large Hadron Collider e l'esperimento Compact Muon Solenoid	21
3.1 Il Large Hadron Collider	21
3.2 L'esperimento CMS	24
3.2.1 Il magnete	27
3.2.2 Il sistema tracciante interno	27
3.2.3 Il calorimetro elettromagnetico	27
3.2.3.1 I cristalli	29
3.2.3.2 Geometria	29
3.2.3.3 Risoluzione	30
3.2.4 Il calorimetro adronico	31
3.2.5 Il sistema di rivelazione dei muoni	31
3.3 Trigger	33
3.4 Analisi dei dati a CMS	33
4 Selezione di eventi $W \rightarrow e\nu + \text{jet}$	35
4.1 Ricostruzione degli elettroni	35
4.2 Ricostruzione dei jet	37
4.3 Misura della $\cancel{E}_T$	40
4.4 Selezione degli eventi	40

4.4.1	Requisiti di trigger	40
4.4.2	Campioni per i dati e per il Monte Carlo	41
4.4.3	Selezione degli elettroni	44
4.4.3.1	Identificazione e ricostruzione degli elettroni	44
4.4.3.2	Variabili di identificazione	44
4.4.3.3	Variabili di isolamento	45
4.4.3.4	Reiezione delle conversioni	45
4.4.4	Selezione di eventi $W \rightarrow e\nu_e$	46
5	Misura dell'asimmetria di carica	49
5.1	Metodi di ricostruzione della carica	49
5.2	Categorizzazione dei dati	50
5.3	Fit ai dati e stima dell'asimmetria	60
5.4	Sistematiche della misura	61
5.4.1	Correzione per l'identificazione errata della carica	64
5.4.2	Correzione per l'efficienza	65
5.4.3	Scala assoluta di ECAL	68
5.4.4	Scala dell'energia dei jet	68
5.4.5	Riassunto delle sistematiche	70
5.5	Ulteriori verifiche	72
5.5.1	Regioni avanti e indietro del rivelatore	73
5.5.2	Combinazione di EB e EE e misura inclusiva	73
5.5.3	Modifica della soglia in p_T	75
5.6	Discussione sui risultati dell'asimmetria	76
6	Analisi dei dati raccolti nel 2011	79
6.1	Modifiche alla selezione degli elettroni	79
6.1.1	Identificazione degli elettroni	79
6.1.2	Isolamento	82
6.1.3	Modellizzazione del fondo	82
6.2	Fit ai dati	84
6.2.1	Conclusioni	89
7	Conclusioni	91
	Bibliografia	93

Capitolo 1

Introduzione

Il modello standard delle particelle elementari è la teoria che descrive le interazioni tra i costituenti fondamentali della materia. Le predizioni teoriche di questo modello elaborato alla fine degli anni '60 (come l'esistenza dei bosoni W e Z , mediatori delle interazioni deboli) sono state verificate in maniera sempre più accurata da numerosi esperimenti; ad esempio la massa del bosone Z è attualmente conosciuta con un'incertezza relativa di due parti su centomila.

L'ultima particella, predetta dal modello standard, che deve essere ancora scoperta è il bosone di Higgs, introdotto per conferire massa alle restanti particelle, tramite il meccanismo di rottura spontanea di simmetria. L'esistenza del bosone di Higgs è predetta anche da quei modelli teorici, come la teoria supersimmetrica, che estendono il modello standard per risolvere alcune incongruenze teoriche. La ricerca del bosone di Higgs è uno dei motivi che hanno portato alla costruzione del Large Hadron Collider (LHC), un acceleratore di protoni situato al CERN di Ginevra. LHC ha cominciato a far collidere protoni a un'energia nel centro di massa di 7 TeV nell'aprile 2010, aumentando progressivamente la luminosità istantanea delle collisioni fino a $\sim 10^{33} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$. È l'acceleratore più potente attualmente in funzione, e in futuro si prevede di aumentare l'energia nel centro di massa fino a 14 TeV. LHC permette lo studio dei processi fisici fondamentali in un intervallo di energie non ancora esplorato. Ad LHC operano quattro esperimenti principali e numerosi esperimenti minori per lo studio della fisica delle alte energie. L'analisi presentata in questa tesi è stata effettuata utilizzando i dati raccolti dall'esperimento *Compact*

Muon Solenoid (CMS).

Il *Compact Muon Solenoid* (CMS) è uno dei quattro esperimenti principali operanti ad LHC, costruito per rivelare il maggior numero di particelle emergenti dall'interazione dei protoni. CMS è un rivelatore ad uso generale, costituito di differenti sottomoduli per la rilevazione dei processi di fisica previsti dal modello standard o per la scoperta di processi di nuova fisica non ancora osservati.

In questo lavoro verrà presentata la misura dell'asimmetria di carica in eventi $pp \rightarrow W^\pm \rightarrow e^\pm \nu_e(+jet)$ con i dati raccolti da CMS. Questa misura permette di studiare la struttura interna del protone e le funzioni di distribuzione dei quark al suo interno. Queste funzioni sono strumenti fondamentali per permettere di calcolare le sezioni d'urto dei vari processi, come la produzione del bosone di Higgs, ed eventualmente per evidenziare alcuni processi di nuova fisica.

I valori misurati in questa tesi per l'asimmetria di carica degli elettroni nel processo $pp \rightarrow W^\pm \rightarrow e^\pm \nu_e(+jet)$ costituiscono la prima misura di questo tipo effettuata nell'esperimento CMS. In questa tesi sono stati pertanto messi a punto degli strumenti per isolare questo canale rispetto al fondo dovuto ad altri processi e per estrarre il valore dell'asimmetria di carica.

Nel capitolo 2 verrà illustrata la fisica del modello standard, con particolare attenzione alle caratteristiche dei bosoni W . Verrà spiegato come l'analisi dei processi elettrodeboli con un bosone W possa essere utile per studi sulla struttura interna del protone e per la scoperta di nuove particelle.

LHC e CMS sono descritti nel capitolo 3, rivolgendo particolare attenzione ai rivelatori maggiormente utilizzati nella misura dell'asimmetria di carica. Verrà analizzato in dettaglio il calorimetro elettromagnetico del rivelatore, fondamentale per la ricostruzione dell'elettrone di decadimento del bosone vettore.

Il capitolo 4 presenta la selezione effettuata per separare gli eventi $W^\pm \rightarrow e^\pm \nu_e(+jet)$, che sono quelli di interesse per l'analisi, da quelli provenienti da altri processi di fisica.

Nei capitoli 5 e 6 viene illustrata l'analisi dei dati vera e propria e i risultati della misura dell'asimmetria di carica. Nel capitolo 5 sono riportati i risultati per l'analisi dei dati raccolti nel 2010, mentre nel capitolo 6 sono riportati i risultati per i dati raccolti nel 2011.

Questa misura è stata inoltre descritta in una nota dell'esperimento CMS ed è inclusa in un articolo che verrà pubblicato a breve.

Capitolo 2

La fisica del Modello Standard e i bosoni W

In questo capitolo verrà illustrato brevemente il quadro teorico in cui si inserisce la misura fatta: il modello standard delle particelle elementari. Verrà descritta la fisica dei bosoni W e il fenomeno dell'asimmetria di carica, evidenziando l'importanza di questa misura sia all'interno del modello standard, che per la scoperta di processi di nuova fisica.

2.1 Il modello standard

Il modello standard delle particelle elementari (MS) è la teoria attualmente utilizzata per descrivere tre delle quattro forze fondamentali: la forza elettromagnetica, la forza debole e la forza forte. Sviluppata alla fine degli anni '60 principalmente da Glashow, Weinberg e Salam è uno dei modelli teorici meglio verificati dell'ultimo secolo.[1, 2, 3]

La teoria del MS è una teoria di campo, compatibile con la relatività ristretta, mentre non include la forza di gravità e dunque la relatività generale. La lagrangiana del modello standard è invariante sotto trasformazioni del gruppo $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. In particolare il gruppo di simmetria $SU(2)_L \times U(1)_Y$ descrive il settore elettrodebole, cioè unifica in unica descrizione l'elettromagnetismo e l'interazione debole. La teoria elettrodebole prevede l'esistenza di particelle elementari di materia

ordinaria, i fermioni di spin $\frac{1}{2}$, e di particelle mediatrici delle interazioni, bosoni di spin 1.

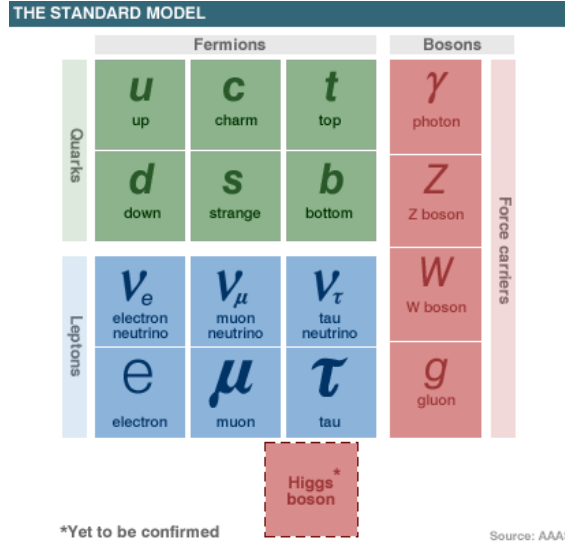


Figura 2.1: Particelle del Modello standard. La materia ordinaria è composta da fermioni (leptoni e quark) che interagiscono fra loro tramite forze mediate da bosoni vettori. Il bosone di Higgs è la particella che conferisce massa alle altre.

Come mostrato in figura 2.1 i fermioni sono a loro volta suddivisi in quark e leptoni e organizzati in 3 generazioni di doppietti di isospin. Imponendo le simmetrie di gauge locali si ricava l'esistenza dei due bosoni carichi $W^\pm$ e di quello neutro Z , mediatori delle interazioni elettrodeboli, e del fotone (γ), mediatore delle interazioni elettromagnetiche. Considerando la parte di lagrangiana relativa al settore delle interazioni forti, queste risultano mediate da un otetto di bosoni vettori, i gluoni.

Il modello standard, a partire dalla sua formulazione, è stato verificato sperimentalmente con una precisione sempre crescente e attualmente offre una descrizione accurata della natura. L'ultimo tassello mancante è la scoperta del bosone di Higgs, necessario per dare massa alle altre particelle tramite il meccanismo di rottura spontanea di simmetria [4]. La ricerca di questa ultima particella è uno degli obiettivi principali di LHC.

Pur essendo una teoria profondamente predittiva che fino ad ora ha ottenuto grandi successi nell'interpretazione dei risultati sperimentali, il modello standard,

a causa di alcune incompletezze (assenza della gravità, abbondanza di parametri liberi, problema del fine tuning), non può essere considerato una teoria completa delle particelle fondamentali. Esistono differenti modelli alternativi che inglobano il MS in un quadro teorico più generale (ad es. la supersimmetria [5]) che risolvono alcuni di questi problemi, tuttavia fino a questo momento non ci sono state conferme sperimentali che provino l'esattezza di queste teorie.

2.1.1 Il settore elettrodebole e i bosoni W

La teoria elettrodebole è quella parte del MS che unifica le interazioni deboli e l'elettromagnetismo. Tale teoria viene formulata a partire dalla fine degli anni '60 per elaborare un modello teorico simile all'elettrodinamica quantistica (QED) sviluppata nel decennio precedente per conciliare meccanica quantistica e relatività ristretta.

La teoria elettrodebole prevede che leptoni e quark interagiscano tra loro tramite due tipi di interazioni deboli:

- *Interazioni di corrente carica* (CC), nelle quali la carica elettrica delle particelle interagenti aumenta o diminuisce di un'unità, mediante lo scambio di bosoni carichi $W^\pm$.
- *Interazioni di corrente neutra* (NC), nelle quali la carica elettrica delle particelle interagenti non varia, mediate dal bosone neutro Z .

Al contrario del fotone, queste particelle sono massive ($80.4 \text{ GeV}/c^2$ per i W e $91.2 \text{ GeV}/c^2$ per lo Z [6]) e la loro alta massa limita il raggio di interazione della forza nucleare debole.

L'osservazione diretta dei bosoni $W^\pm$ e Z è stata uno dei maggiori successi sperimentali dei laboratori del CERN. Essa è avvenuta all'acceleratore $Spp\bar{S}$ nel 1983 quando gli esperimenti UA1 e UA2 osservarono la produzione diretta, in collisioni $p\bar{p}$, di W e Z tramite i loro decadimenti leptonici [7].

Il collisore e^+e^- *Large Electron-Positron Collider* (LEP) attivo fino al 2000 ha prodotto un numero molto grande di queste particelle consentendo misure di precisione della loro massa e dei loro decadimenti [8].

2.2 Fisica dei collider adronici

Per esplorare un nuovo range di energia e rispondere agli interrogativi lasciati aperti dal MS, in particolare il meccanismo di generazione delle masse, è stato costruito il *Large Hadron Collider* (LHC) [9], l'acceleratore più potente attualmente in funzione, che permetterà di estendere la ricerca del bosone di Higgs e altri fenomeni fino a circa 1 TeV.

I collider adronici come LHC sono differenti da quelli elettronici come LEP. Infatti i protoni (o gli antiprotoni), al contrario di elettroni e positroni, non sono particelle elementari ma sono costituite da partoni (quark e gluoni). Ad interagire saranno dunque i partoni stessi, non i protoni, quindi le energie delle collisioni saranno variabili ed il centro di massa effettivo sarà quello tra i due partoni interagenti invece che quello tra i protoni.

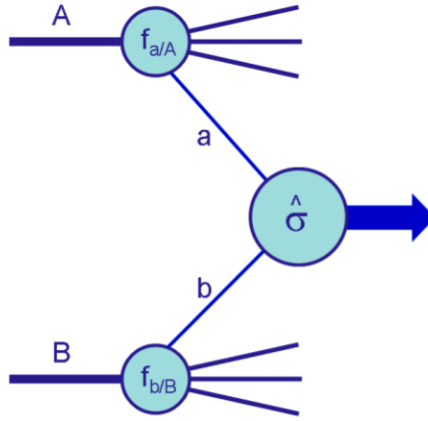


Figura 2.2: Schema di una collisione adronica

Il processo di collisione di due protoni A e B (schematizzato in figura 2.2), può essere scritto come:

$$A(p_1) + B(p_2) \rightarrow H(Q) + X \quad (2.1)$$

dove p_1 e p_2 sono gli impulsi dei due protoni, Q la scala del processo, H la particella che vogliamo rivelare e X qualsiasi altra particella prodotta nell'interazione. Se vogliamo calcolare la sezione d'urto di questo processo dobbiamo considerare il fatto che i partoni trasportano solo una frazione x dell'impulso complessivo del protone

e poi sommare su tutti gli stati partonici iniziali. In particolare si deve tenere conto della probabilità che un determinato partone trasporti una frazione x dell' impulso totale per un determinato momento trasferito (Q^2). Queste distribuzioni ($f_i(x, Q^2)$) sono dette *parton distribution functions* (PDF) e in figura 2.3 sono mostrate quelle del protone per i differenti partoni.

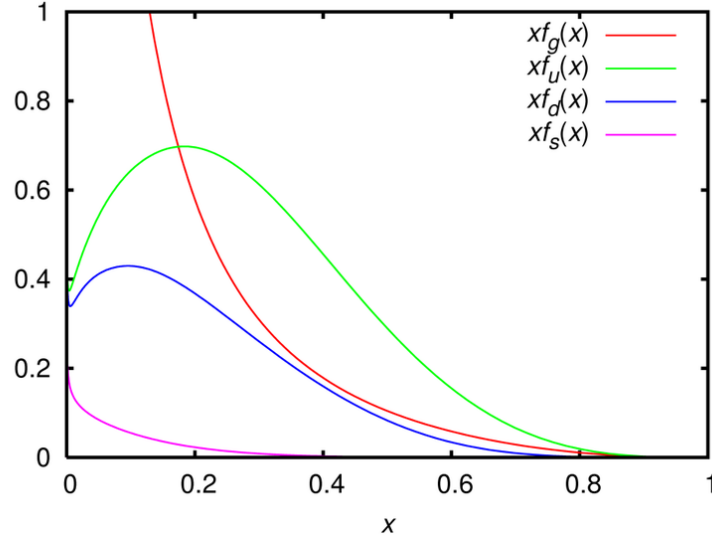


Figura 2.3: Grafico delle parton distribution functions del protone (modello teorico CTEQ) per $Q=2$ GeV.

Tenendo conte delle osservazioni appena fatte la sezione d' urto del processo in figura 2.2, si può scrivere come:

$$\sigma_X = \sum_{a,b} \int_0^1 dx_a dx_b f(x_a, Q^2) f(x_b, Q^2) \sigma_{ab \rightarrow X}(x_a, x_b, Q^2) \quad (2.2)$$

In figura 2.4 sono mostrate le sezioni d' urto per differenti processi in collisioni pp in funzione di $\sqrt{s}$. La predizione teorica delle sezioni d'urto di fenomeni rari, come per esempio la produzione del bosone di Higgs, richiede una buona conoscenza delle PDF dei protoni che si utilizzano nel calcolo. Il valore numerico delle PDF non può essere calcolato esattamente dalla teoria poiché gli effetti non perturbativi della QCD (*quantum chromodynamics*) non sono attualmente noti con una precisione

sufficiente. La strategia utilizzata è dunque quella di stimare i parametri presenti nel calcolo delle PDF utilizzando direttamente i dati raccolti dai differenti esperimenti, andando a guardare il risultato di una serie di processi standard [10]. Questo processo, cominciato a partire dalla metà degli anni 80, è ancora in corso anche ad LHC, con lo scopo di ottenere predizioni sempre più accurate dei valori delle sezioni d'urto.

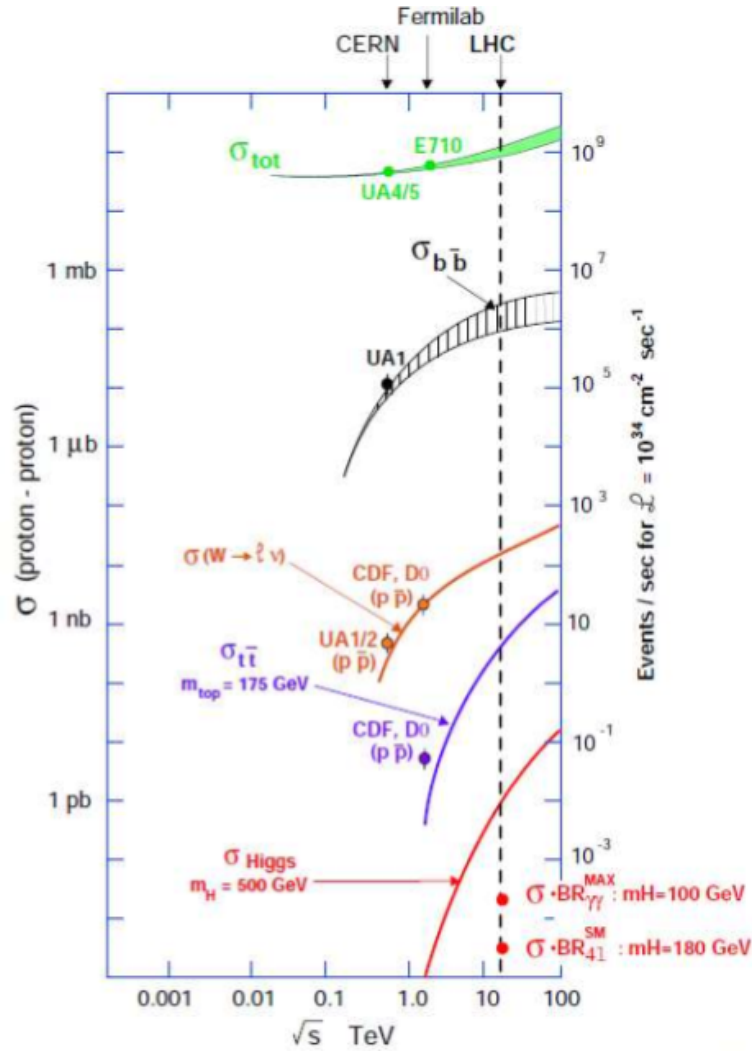


Figura 2.4: Grafico delle sezioni d'urto per differenti processi in collisioni pp in funzione di $\sqrt{s}$.

Negli attuali collisori adronici, come Tevatron ed LHC, i bosoni W e Z sono molto importanti per studi sulle *parton distribution functions* e per studi di calibrazione dei detector. Inoltre lo studio della produzione di eventi W/Z+jet offre l'opportunità di ricercare eventi di nuova fisica visto che molte estensioni del modello standard prevedono nuove particelle che decadono in bosoni vettori e jet.

2.3 Parton distribution functions

Le *parton distribution functions* sono quantità universali, indipendenti dal processo misurato, che vengono determinate per differenti valori di Q^2 tramite un fit ai dati sperimentali [11] .

Inizialmente le PDF erano fortemente dipendenti dai modelli teorici utilizzati nel calcolo, poi grazie ad esperimenti di *deep inelastic scattering* (DIS) è stato possibile studiare in dettaglio la struttura partonica dei nucleoni ed imporre dei limiti stringenti su di esse.

In seguito, vista la necessità di una conoscenza accurata delle PDF per scoprire processi di nuova fisica, la procedura di stima è stata raffinata e sono stati inclusi nel calcolo ulteriori set di dati provenienti dai collisori adronici come Tevatron.

La procedura di stima delle PDF consiste nella misura di determinate osservabili (come ad esempio la sezione d'urto di un determinato processo) per poi determinare tramite un fit a tali grandezze quale modello di PDF riproduce meglio le misure. Esistono attualmente differenti set di PDF che si differenziano principalmente per:

- L'insieme di dati sperimentali utilizzati nel fit. In particolare alcuni set utilizzano solo gli esperimenti di DIS mentre altri anche i collider adronici.
- I differenti input teorici, come ad esempio l'ordine di sviluppo nel calcolo perturbativo delle sezioni d'urto oppure il valore della costante di accoppiamento forte (α_s).
- La parametrizzazione della forma delle PDF, che in genere è polinomiale.
- Il trattamento statistico. Le maggiori difficoltà nella combinazione dei dati si riscontrano infatti nella stimare le incertezze di dati provenienti da processi e esperimenti differenti in modo coerente.

I set di PDF attualmente piú utilizzati sono CTEQ [12], MSTW [13] e NNPDF [14] che utilizzano sia dati provenienti da esperimenti di DIS che dati di collisori adronici.

2.4 I bosoni W

I bosoni W sono quindi particelle fondamentali per la teoria del modello standard ed un loro studio approfondito ad LHC è di notevole interesse. Hanno vita media molto breve ($\sim 10^{-25}$ s) e possono essere identificati tramite i loro decadimenti. I bosoni W decadono in coppie fermione-antifermione; in particolare i decadimenti possono essere leptonici (un leptone e un neutrino) oppure adronici (un quark di tipo up e un antiquark di tipo down).

I decadimenti adronici, che coinvolgono tutti i quark tranne il top che ha massa maggiore del W , sono la maggior parte ($\sim 68\%$) e danno un evento con jet nello stato finale, dato dall'adronizzazione dei quark. Questi eventi sono piú difficili da identificare in un ambiente come quello di LHC dominato da processi di QCD e quindi da un alto numero di jet.

I decadimenti leptonici invece danno luogo a eventi con un leptone ben isolato e molta energia mancante, dovuta alla presenza del neutrino che non interagisce nei rivelatori. Particolarmente importanti per l'analisi riportata in questa tesi sono i decadimenti in elettrone e corrispondente neutrino, vale a dire i processi:

$$W^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \quad W^+ \rightarrow e^+ \nu_e \quad (2.3)$$

2.5 Produzione di eventi $W + \text{jet}$ a LHC e asimmetria di carica

Nei collisori adronici i bosoni W sono prodotti tramite la collisione di un quark e un antiquark di valenza o del mare. Nei collisori $p\bar{p}$ i W sono prodotti prevalentemente tramite l'interazione di un quark di valenza del protone e un anti quark di valenza dell'antiprotone. In particolare W^+ e W^- sono prodotti in uguali quantità. LHC

invece è un collisore pp . Questo fa sí che i W^+ siano prodotti prevalentemente da un quark di tipo *up* di valenza e un antiquark di tipo *down* del mare, mentre i W^- da un quark di tipo *down* di valenza e un antiquark di tipo *up* del mare.

A causa di ciò si ha una produzione maggiore di W^+ che di W^- , direttamente legata alla prevalenza di quark u rispetto ai quark d nelle PDF dei protoni, cioè $R_{ud} = u(x, Q^2)/d(x, Q^2) > 1$. Si ha dunque un'asimmetria di carica nella produzione dei W , $\sigma(W^+)/\sigma(W^-) > 1$, caratteristica sia della sezione d'urto inclusiva che di quella esclusiva $W^\pm + n \text{ jet}$. Definendo l'asimmetria

$$A = \frac{N_{W^+} - N_{W^-}}{N_{W^+} + N_{W^-}} \quad (2.4)$$

ci si aspetta ad LHC un valore di A positivo.

C'è un ulteriore effetto da considerare per la misura dell'asimmetria in un collisore pp , difatti nel caso di produzione con quark di valenza, i $W^\pm$ sono prodotti tendenzialmente con un forte *boost*. A causa dell'accoppiamento di tipo V-A del W i positroni, provenienti dal decadimento del W^+ saranno emessi preferenzialmente in avanti, mentre nel caso dei W^- saranno i neutrini a essere emessi in avanti, a causa della differente elicità tra particelle e antiparticelle. In un collider $p\bar{p}$ sarebbe il contrario. Questo meccanismo è illustrato in figura 2.5.

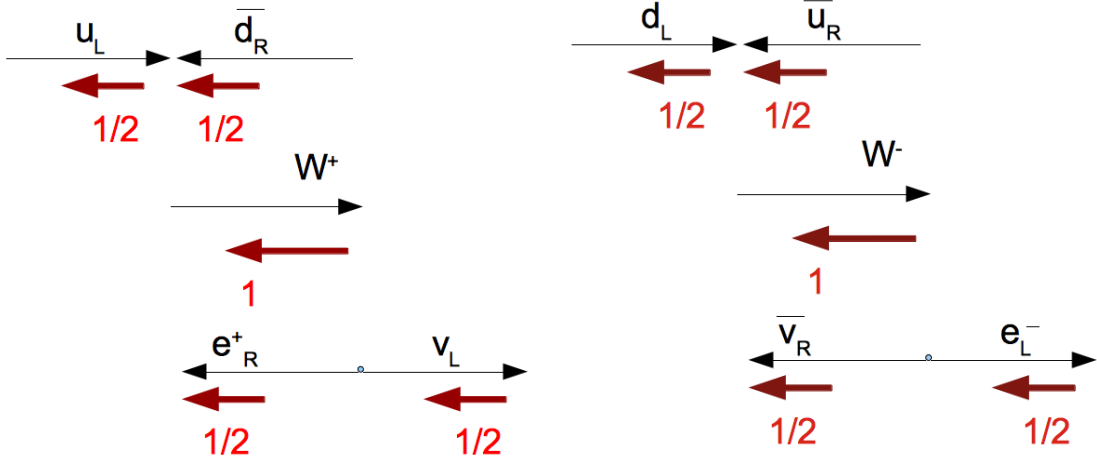


Figura 2.5: Decadimento in elettroni di bosoni W positivi e negativi ad LHC. Per i dettagli si faccia riferimento al paragrafo 2.5

Questo implica che l'asimmetria sia maggiormente pronunciata per la produzione in avanti e per elettroni con energia maggiore. In figura 2.6 è mostrata la distribuzione di impulso trasverso per elettroni provenienti da questi decadimenti, ottenuta tramite simulazioni Monte Carlo.

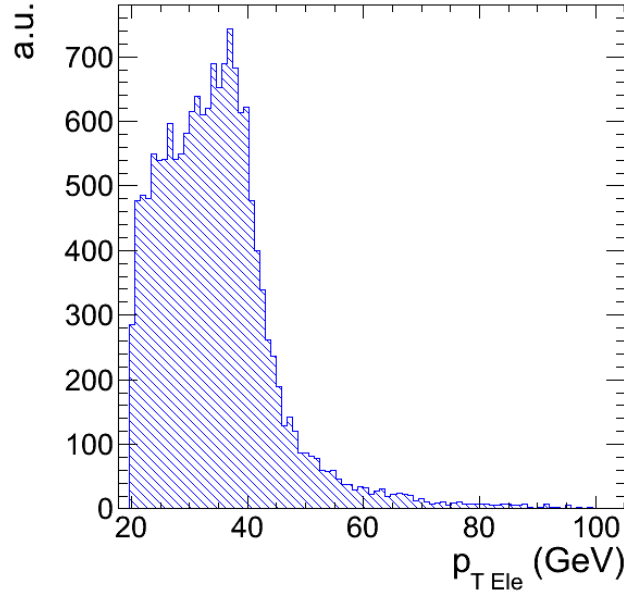


Figura 2.6: Distribuzione di impulso trasverso per elettroni provenienti da decadimenti di bosoni W, predizione teorica effettuata con il programma MadGraph. Unità arbitrarie.

A è una grandezza particolarmente stabile rispetto a correzioni perturbative elettrodeboli e di QCD di ordine superiore, visto che gli accoppiamenti e la cinematica per i W^+ e i W^- sono essenzialmente gli stessi. La misura di A può dunque essere un utile metodo per studiare in dettaglio il rapporto u/d nei protoni. Per imporre dei limiti su questo rapporto è particolarmente utile lo studio dell'asimmetria in funzione dell'angolo di emissione dell'elettrone.

Inoltre un recente studio teorico [15] suggerisce che uno studio dell'asimmetria in eventi $W + \text{jet}$ in funzione del numero di jet, possa evidenziare contributi di nuova fisica. Difatti ci si aspetta che eventi di nuova fisica (NP) con la stessa caratteristica sperimentale degli eventi $W + \text{jet}$, ad esempio il decadimento a cascata di una coppia

di gluini in un leptone carico e energia trasversa mancante, diano un contributo uguale per leptoni di carica opposta. Dunque se $\sigma_{NP}(X \rightarrow W^+ + jet) = \sigma_{NP}(X \rightarrow W^- + jet)$ qualsiasi deviazione di A dal valore aspettato dal MS potrebbe segnalare eventi di nuova fisica.

In questa tesi verranno presentati i risultati dello studio dell'asimmetria di carica nella produzione di eventi $W^\pm + \text{jet}$ all'esperimento CMS di LHC.

Capitolo 3

Il Large Hadron Collider e l'esperimento Compact Muon Solenoid

Questo capitolo descrive il Large Hadron Collider, l'acceleratore situato al CERN di Ginevra, e in particolare l'esperimento Compact Muon Solenoid che ha raccolto i dati analizzati in questa tesi nel periodo che va dal novembre 2009 fino al maggio 2011.

3.1 Il Large Hadron Collider

Il Large Hadron Collider (LHC) è un acceleratore di particelle situato al CERN di Ginevra. Attivo dal 2008 esso è un acceleratore e collisore circolare capace di accelerare due fasci di protoni fino a un'energia nel centro di massa pari a $\sqrt{s} = 14$ TeV e ioni pesanti. Attualmente è l'acceleratore più potente e più grande al mondo.

Le caratteristiche principali di LHC sono mostrate in tabella 3.1. Non tutte le specifiche di progetto sono state attualmente raggiunte.

Attualmente le collisioni avvengono a $\sqrt{s} = 7$ TeV mentre in futuro si arriverà fino a 14 TeV. In un collisore adronico le collisioni non avvengono tutte alla stessa energia visto che il centro di massa effettivo è quello dei partoni interagenti, tuttavia

Parametro	Valore
Lunghezza	27 km
Energia nel centro di massa	14 TeV
Luminosità	$10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
# di pacchetti	2808
protoni per pacchetto	10^{10}
frequenza di collisione	40 MHz

Tabella 3.1: Principali caratteristiche di LHC

per la prima volta LHC permetterà di osservare processi fisici alla scala energetica del TeV.

Oltre ad un'elevata energia per un collisore adronico è fondamentale un'alta luminosità per accumulare una statistica sufficiente di eventi di alta energia. Il numero di eventi nell'unità di tempo per un generico processo di fisica è infatti $N_i = \sigma_i \mathcal{L}$ dove σ_i è la sezione d'urto e $\mathcal{L}$ la luminosità istantanea. La luminosità ($\mathcal{L}$) di un acceleratore circolare è definita come:

$$\mathcal{L} = \frac{N_p^2 f k}{4\pi \sigma_x \sigma_y} \quad (3.1)$$

ove N_p è il numero di protoni per pacchetto, f la frequenza di rivoluzione dei protoni, k il numero di pacchetti circolanti, e σ_x e σ_y le dispersioni medie nelle direzioni ortogonali alla direzione dei fasci.

LHC è costituito principalmente da un anello di 27 km di circonferenza situato a una profondità media di 100 m, al confine tra Svizzera e Francia (v. fig 3.1).

LHC è solamente l'ultimo di una serie di acceleratori lineari e circolari che permettono di accelerare progressivamente i due fasci di protoni circolanti. Lo schema di iniezione dei protoni nell'LHC è rappresentato in figura 3.2. Dapprima i protoni vengono estratti da una sorgente di idrogeno, successivamente accelerati fino a 50 MeV in un acceleratore lineare detto LINAC2, poi nel PS (*Proton Synchrotron*) e nell'SPS (*Super Proton Synchrotron*) fino a 450 GeV ed infine immessi nell'LHC che li porta fino a 7 TeV.

All'interno dell'anello vengono accelerati e fatti collidere fasci di protoni, attualmente fino ad un'energia nel centro di massa pari a $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$. I pacchetti di

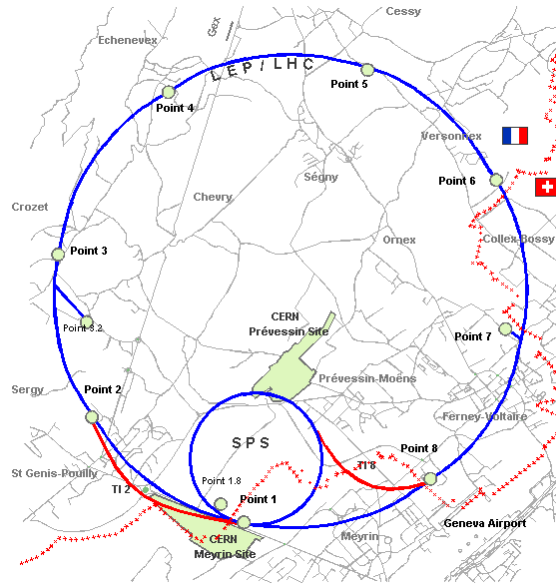


Figura 3.1: Localizzazione del Large Hadron Collider.

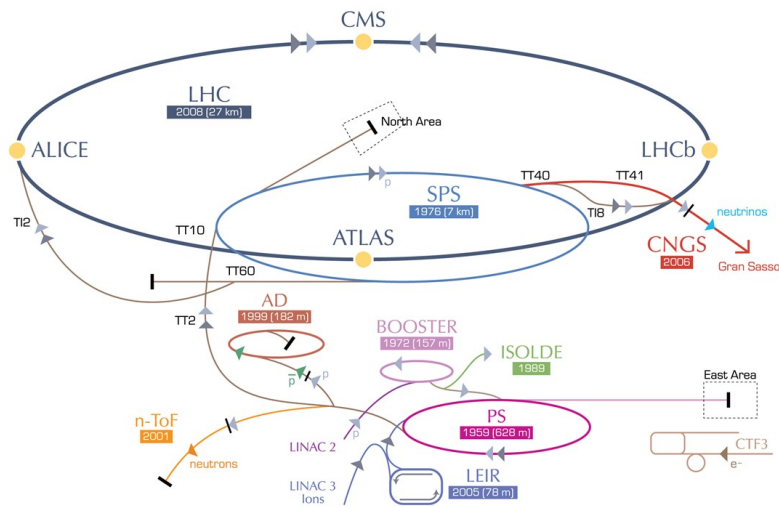


Figura 3.2: Schema di iniezione dei protoni ad LHC

protoni vengono accelerati grazie a delle cavità acceleranti a radiofrequenza situate in una zona dell'anello e vengono mantenuti sull'orbita grazie a un sistema di magneti superconduttori raffreddati a una temperatura di -271°C .

I quattro punti dell'anello in cui i fasci vengono fatti collidere sono equipaggiati con i 4 esperimenti principali di LHC:

- ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*) [16]
- ATLAS (*A Toroidal LHC ApparatuS*) [17]
- CMS (*Compact Muon Solenoid*) [18]
- LHCb (*Large Hadron Collider beauty*) [19]

ATLAS e CMS sono due esperimenti di carattere generale, progettati per ricostruire il maggior numero possibile di processi fisici. ALICE è invece un esperimento dedicato allo studio della fisica degli ioni pesanti, mentre LHCb è specializzato nello studio della fisica del quark bottom.

3.2 L'esperimento CMS

CMS è uno dei 4 esperimenti principali di LHC. È un esperimento *general purpose* costruito per rivelare i differenti tipi di particelle conosciute e indagare processi di nuova fisica.

Il rivelatore è stato costruito in modo tale da avere un'ottima risoluzione nelle misure di posizione e impulso di particelle cariche e fotoni.

A tale scopo è stata scelta come struttura quella di un rivelatore cilindrico dotato di un magnete superconduttore in grado di fornire un elevato campo magnetico e differenti rivelatori con compiti differenti nella misura ed identificazione delle particelle (v. fig. 3.3). La scelta di avere un intenso campo magnetico solenoidale e un rivelatore compatto ha influenzato il progetto delle altre parti dell'esperimento.

A partire dal punto di interazione in CMS sono presenti:

- **Il sistema tracciante al silicio** per la rivelazione di particelle cariche, necessario per una misura precisa dell'impulso delle particelle cariche.
- **Il calorimetro elettromagnetico (ECAL)** per la misura dell'energia di fotoni ed elettroni.

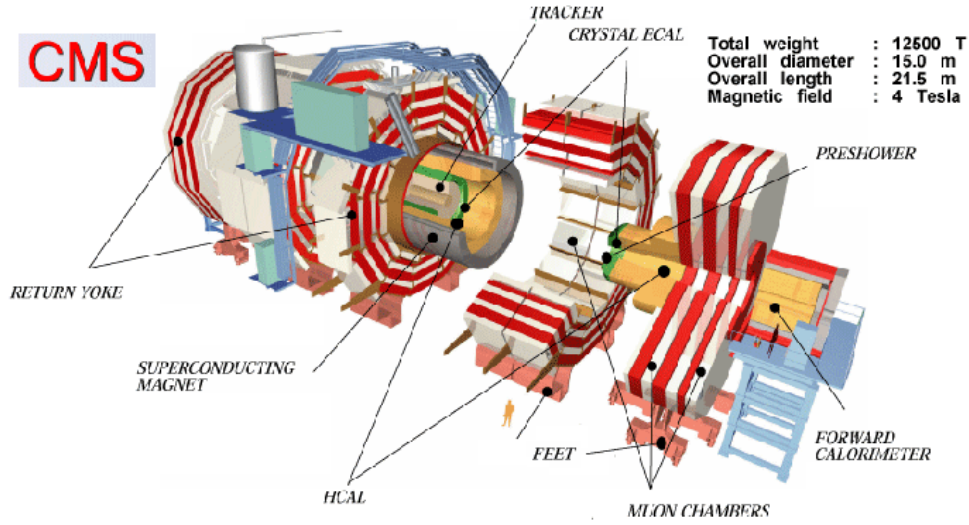


Figura 3.3: Schema di CMS

- **Il calorimetro adronico (HCAL)** principalmente per la misura dell'energia degli adroni e dell'energia trasversa mancante.
- **Il magnete superconduttore** capace di produrre un intenso campo magnetico di 4T.
- **Le camere a muoni** inserite all'interno di strati di ferro che hanno anche la funzione di ritorno del campo magnetico.

Il rivelatore ha un raggio di 7.5 m e una lunghezza di 22, il peso complessivo è di circa 12500 tonnellate. È suddiviso in una parte centrale (*barrel*) chiusa da due *endcap* ai lati.

Il sistema di assi coordinati utilizzato da CMS ha origine nel punto di interazione nominale dei fasci, con l'asse y rivolto verso l'alto, l'asse x radialmente diretto verso il centro di LHC e l'asse z lungo la direzione dei fasci. L'angolo azimutale ϕ è misurato nel piano xy a partire dall'asse x , mentre quello polare θ è misurato dall'asse z .

Una quantità utile per i collisori adronici è la pseudorapidità (η), definita come:

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2} \quad (3.2)$$

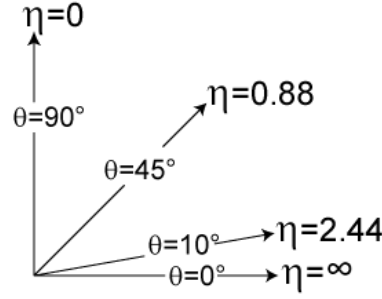


Figura 3.4: Valori di pseudorapidità (η) in corrispondenza di alcuni angoli θ

L'utilità di tale grandezza risiede nel fatto che intervalli di pseudorapidità alle energie di LHC sono invarianti relativistici per boost di Lorentz lungo la direzione dei fasci.

Altre quantità utili da definire nel piano trasverso sono l'impulso trasverso p_T e l'energia trasversa E_T . La componente trasversa dell'impulso è definita come $p_T = p \sin \theta$ mentre la componente parallela ai fasci o longitudinale è indicata come p_L . Corrispondentemente la componente trasversa dell'energia è definita come $E_T = E \sin \theta$ dove E è l'energia in una cella calorimetrica e θ l'angolo polare della posizione della cella.

In un collisore adronico il boost del sistema dei partoni che collidono non è noto, tuttavia per un rivelatore ermetico il momento trasverso deve essere nullo. Dunque se si costruisce il vettore somma dei momenti trasversi di tutte le particelle ricostruite è semplice ricostruire l'impulso mancante prendendo il vettore opposto a questo. L'energia trasversa mancante ($\cancel{E}_T$) sarà il modulo di questo vettore. Questo è il metodo utilizzato per misurare le particelle che non interagiscono nel rivelatore, come i neutrini.

Nel prossimo capitolo verranno descritti i vari sottorivelatori di CMS. Particolare attenzione verrà riservata al calorimetro elettromagnetico (ECAL), fondamentale per l'analisi presentata in questa tesi.

3.2.1 Il magnete

Il magnete di CMS è uno dei punti di forza dell'esperimento, in base al quale gli altri rivelatori sono stati progettati. L'incertezza relativa sulla misura di impulso di una particella carica curvata in un campo magnetico è inversamente proporzionale al campo stesso B ($\frac{\delta p}{p} \propto \frac{p}{B}$) dunque per ridurre tale quantità è necessario che B sia sufficientemente intenso. Questa necessità ha portato la collaborazione a scegliere un magnete superconduttore.

Il magnete di CMS è un solenoide superconduttore, operante alla temperatura di 1.8 K, capace di fornire un campo magnetico di 3.8 T nel punto di interazione. Al suo interno (il diametro è pari a 6 metri) sono posti il sistema tracciante e i calorimetri elettromagnetico e adronico. Il flusso del ritorno del campo magnetico è abbastanza circoscritto in strati di ferro che ospitano al loro interno il sistema tracciante dei muoni.

3.2.2 Il sistema tracciante interno

Per ricostruire il percorso delle particelle cariche la collaborazione CMS ha scelto come strategia quella di avere “pochi” punti (tra 10 e 14) per ogni traccia, ma con un'ottima risoluzione ($\sim 10\mu\text{m}$). Inoltre essendo il tracciante molto vicino al punto di interazione era necessario che i materiali di costruzione fossero estremamente resistenti alla radiazione. Per soddisfare queste richieste il tracciante è realizzato interamente in silicio, in particolare sono presenti 3 strati interni di pixel e 12 strati di strisce.

Il tracciante garantisce un'efficienza del 95% per la ricostruzione di muoni e elettroni ad alto p_T in un intervallo di pseudorapidità pari a $|\eta| < 2.5$. In figura 3.5 viene mostrata una sezione trasversale del rivelatore. La risoluzione per la misura dell' impulso trasverso dei muoni è dell' 1 % fino a circa 50 GeV.

3.2.3 Il calorimetro elettromagnetico

Il calorimetro elettromagnetico di CMS è stato progettato per ottenere un'ottima risoluzione in energia per elettroni e fotoni [20]. In particolare il punto di riferimento per il disegno di ECAL è stato il canale di decadimento $H \rightarrow \gamma\gamma$, fondamentale per

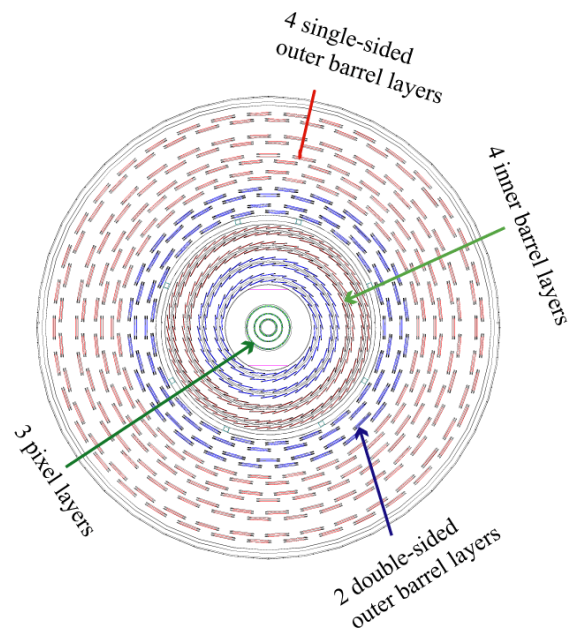


Figura 3.5: Schema del sistema di tracciamento.

la scoperta di un Higgs di bassa massa. La scelta fatta è quella di un calorimetro ermetico ed omogeneo, costituito da 75848 cristalli di tungstato di piombo $PbWO_4$ (PWO).

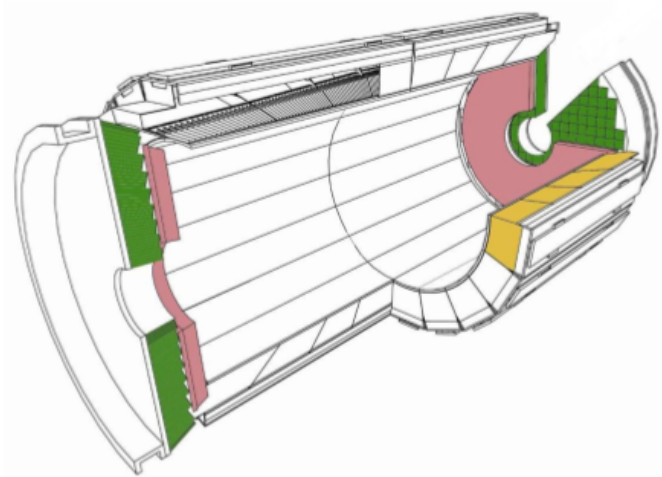


Figura 3.6: Schema di ECAL

3.2.3.1 I cristalli

Il tungstato di piombo è un cristallo scintillante le cui proprietà sono riportate in tabella 3.2. Questo cristallo è stato scelto principalmente perché permette di avere un contenimento molto efficace e una risposta molto rapida.

Parametro	Valore
X_0	0.89 cm
R_M	2.2 cm
Light yield	100 γ /MeV
% di luce in 25 ns	80%

Tabella 3.2: Principali caratteristiche dei cristalli di PWO.

La lunghezza di radiazione (X_0) e il raggio di Molière (R_M) del PWO, cioè le due grandezze che descrivono lo sviluppo longitudinale e trasversale dello sciame elettromagnetico sono molto piccole; questo permette di costruire un calorimetro compatto e con grande granularità. In particolare la dimensione longitudinale di un cristallo è di circa un raggio di Molière e bastano 25 cm di lunghezza per avere un ottimo contenimento degli sciami elettromagnetici fino all'energia massima di interesse per LHC (1-1.5 TeV).

Inoltre il PWO è un materiale molto veloce, infatti si ha che l'80 % della luce è emesso in 25 ns (tempo di incrocio dei fasci di LHC), e dunque in grado di sopportare l'elevata frequenza degli eventi.

Tuttavia la luce emessa è molto poca, in confronto a quella di altri materiali scintillanti, e questo ha reso necessaria la costruzione di sensori di luce adatti per la rilevazione dei segnali.

3.2.3.2 Geometria

Il calorimetro è suddiviso in una parte centrale cilindrica (*ECAL barrel (EB)*), chiusa ai lati da due *endcap (EE)*.

Il Barrel copre una regione in pseudorapidità pari a $|\eta| < 1.479$ ed è composto da 61200 cristalli trapezoidali con una dimensione longitudinale di $25.8 X_0$. I cristalli non puntano direttamente al vertice nominale di interazione, per evitare che i fotoni

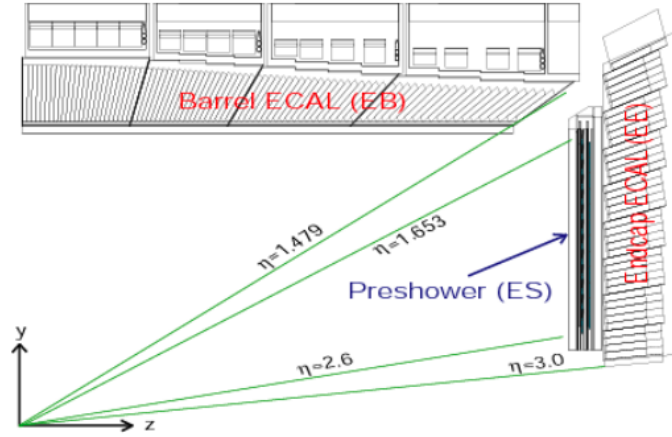


Figura 3.7: Suddivisione di ECAL.

finiscano nella zona di separazione tra due cristalli e non vengano dunque rilevati. Il Barrel è suddiviso in due metà ciascuna composta da 18 supermoduli contenenti 1700 cristalli.

Gli endcap sono invece composti da 7324 cristalli di $24.7 X_0$ in profondità. Gli endcap coprono una regione in pseudorapidità pari a $1.479 < |\eta| < 3.0$. Negli endcap il calorimetro di PWO è preceduto dal *preshower*, un detector segmentato composto da strisce di silicio e piombo, per ottenere una maggiore risoluzione spaziale negli endcap, necessaria per separare π^0 da γ .

3.2.3.3 Risoluzione

La risoluzione in energia di un calorimetro può essere parametrizzata come:

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2 = \left(\frac{S}{\sqrt{E}}\right)^2 \oplus \left(\frac{N}{E}\right)^2 \oplus C^2 \quad (3.3)$$

Il termine stocastico S dipende da fluttuazioni nel numero di fotoni rivelato, N è il termine di noise dovuto al rumore elettronico mentre C è il termine costante che dipende principalmente dal non contenimento longitudinale, dalla non uniformità nella raccolta di luce e dall'intercalibrazione.

I valori dei parametri della 3.3 sono stati misurati con fasci di prova su una parte del rivelatore e i valori ottenuti sono: $S=2.8\%$, $N=124$ MeV e $C=0.3\%$.

Il termine che domina ad alta energia è quello costante. In CMS il termine costante è dominato dalla precisione sulle costanti di intercalibrazione che si spera di poter contenere entro lo 0.5 %.

3.2.4 Il calorimetro adronico

Il calorimetro adronico (HCAL) ha il compito di misurare energia e direzione dei jet adronici e, in combinazione con ECAL, l'energia mancante degli eventi. É stata fatta la scelta di avere un calorimetro a campionamento composto da strati di rame e scintillatori plastici. Anche HCAL è suddiviso in una parte centrale ($|\eta| < 1.3$) e due endcap ($1.3 < |\eta| < 3$).

Il principale limite di HCAL è quello di dover essere contenuto all'interno del magnete, questo fa sì che la profondità della parte centrale sia di circa 7 lunghezze di interazione (λ_i), non sufficiente a contenere completamente una cascata adronica. Per questo motivo é stato deciso di inserire uno strato ulteriore dopo il solenoide, di circa 3 λ_i .

In conclusione la risoluzione del sistema combinato HCAL-ECAL (misurata con fasci di prova) è pari a:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{84.7\%}{\sqrt{E}} \oplus 8\% \quad (3.4)$$

3.2.5 Il sistema di rivelazione dei muoni

I muoni sono le uniche particelle cariche che superano i calorimetri senza essere assorbite. É quindi possibile rivelarle tramite rivelatori posti nella parte più esterna del detector. CMS utilizza differenti tecnologie per misurare l'impulso e la posizione dei muoni.

Il sistema di camere traccianti è posizionato all'interno di strati di ferro del giogo di ritorno del magnete, che fornisce un campo magnetico di ritorno di 1.8 T. Il sistema è composto da tre differenti tipi di detector:

- Tubi a deriva (DT), utilizzati nel barrel.

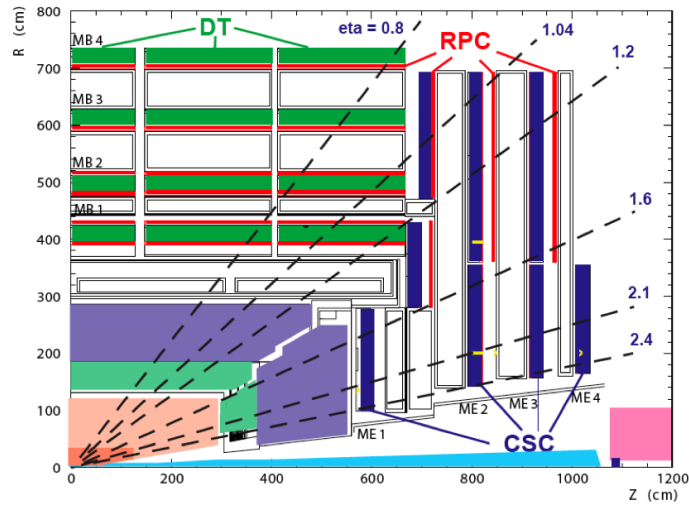


Figura 3.8: Il sistema di rivelazione dei muoni di CMS

- Camere a strisce catodiche (CSC), utilizzate negli endcap.
- Camere a piatti resistivi (RPC) poste sia nel barrel che negli endcap per svolgere la funzione di trigger.

Ogni stazione di tubi a deriva è formata da 12 piani di tubi, per un totale di 195000 tubi.

Le CSC sono invece camere proporzionali a molti fili il cui piano catodico è segmentato in strati e consentono misure di precisione anche in campi magnetici elevati.

Le RPC sono camere a gas, con tempi di risposta molto veloci (3 ns) e una ragionevole risoluzione spaziale, il che le rende adatte per essere utilizzate come sistema di trigger.

L'identificazione dei muoni è demandata alle camere per muoni mentre la misura del loro impulso è effettuata combinando l'informazione della traccia nel rivelatore a muoni con le informazioni del tracciatore che ha un'ottima risoluzione.

3.3 Trigger

Ad LHC per via dell'alta frequenza con cui si incrociano i fasci, e per l'alto numero di interazioni per incrocio non è possibile scrivere su disco tutti i dati raccolti. Questa limitazione sperimentale ha portato allo sviluppo di un sistema decisionale (sia *hardware* che *software*) in grado di decidere in tempi brevi se un evento è interessante e dunque va scritto oppure se può essere scartato. Questo sistema è chiamato *trigger*.

In CMS il trigger è articolato su più livelli [21]. I trigger di livello più basso devono prendere decisioni in tempi molto brevi e sono dunque dei circuiti integrati che compiono operazioni basilari direttamente sui segnali dei rivelatori. I trigger di alto livello (*High Level Trigger (HLT)*) sono invece dei software molto rapidi che prendono decisioni in base alle quantità ricostruite nei vari rivelatori. Ad esempio per i trigger degli elettroni, usati in questa analisi, i trigger di alto livello richiedono una energia trasversa maggiore di una certa soglia e un buon isolamento nel tracciatore e nei calorimetri.

3.4 Analisi dei dati a CMS

Lo studio dei vari processi di fisica a CMS viene effettuato servendosi di simulazioni Monte Carlo. Le simulazioni generano degli pseudo-dati simulando l'intero processo di ricostruzione a partire dal momento dell'incrocio dei fasci sino ad arrivare alla rilevazione delle particelle nei rivelatori. La simulazione parte dalla generazione delle particelle secondo il processo teorico a cui si è interessati poi simula in dettaglio la risposta dei vari rivelatori di CMS tenendo conto della geometria e della risoluzione sperimentale. Se altri processi di decadimento intervengono durante il cammino delle particelle nel rivelatore (ad esempio l'irraggiamento per gli elettroni) anche essi vengono interamente simulati.

Utilizzando tali simulazioni si può elaborare una strategia di analisi, basata sulle variabili ricostruite nei rivelatori, che selezioni il maggior numero di eventi del processo fisico interessante ("segnale") e che rigetti il maggior numero possibile di eventi

provenienti da altri processi (“fondo”). Applicando questa stessa selezione anche ai dati si potranno poi confrontare i risultati ottenuti alle aspettative dal Monte Carlo.

Capitolo 4

Selezione di eventi $W \rightarrow e\nu + \text{jet}$

Come anticipato i bosoni W possono essere identificati tramite i loro decadimenti in fermioni. Di particolare importanza sono i decadimenti in leptoni, poiché essi danno una caratteristica sperimentale di più semplice identificazione, vista la presenza di un leptone isolato di facile riconoscimento.

Il processo analizzato in questa tesi è la produzione di bosoni W in associazione a jet adronici con decadimento del W in elettrone e neutrino:

$$pp \rightarrow (W^\pm \rightarrow e^\pm \nu_e) + \text{jet} \quad (4.1)$$

che sperimentalmente sarà identificato da un elettrone o un positrone di alto impulso trasverso, energia mancante nel piano trasverso ($\cancel{E}_T$) ed eventualmente la presenza di jet. Ovviamente altri processi di fisica possono produrre questo stato finale, dunque è necessaria una selezione per massimizzare il numero di eventi di segnale rispetto a quelli di fondo.

In questo capitolo verrà presentata la strategia utilizzata per ricostruire elettroni e jet e per selezionare gli eventi di segnale.

4.1 Ricostruzione degli elettroni

Un elettrone in CMS è identificato come un deposito di energia in ECAL con una traccia associata. I rivelatori coinvolti in questo compito sono dunque il calori-

metro elettromagnetico e il sistema di tracciamento. Il lavoro di ricostruzione è abbastanza complesso a causa della presenza del materiale costituente il tubo del fascio e il tracciatore. Questo può provocare l'irraggiamento di fotoni dagli elettroni e la conversione dei fotoni, aumentando il numero di depositi energetici in ECAL e provocando deviazioni nella traccia dell'elettrone. In CMS sono stati sviluppati differenti algoritmi di ricostruzione per ottimizzare la ricostruzione sia della traccia che dell'energia [22].

In particolare nella ricostruzione di un elettrone si seguono i seguenti passi:

- *Clustering* dell'energia dell'elettrone.
- Ricostruzione della traccia.
- Accoppiamento ECAL-tracciatore.

Per clustering dell'energia si intende la ricostruzione dell'elettrone a partire dal deposito energetico nel calorimetro elettromagnetico. Esso si rende necessario poiché, quando un elettrone incide su un cristallo, il deposito energetico occupa più cristalli; oltre a quello colpito si avrà attività anche in quelli adiacenti, rendendo necessario un metodo per recuperare l'energia ed ottenere una misura più accurata. Si utilizzano dunque degli algoritmi che raggruppano cristalli adiacenti in gruppi detti *cluster* e sommano le energie registrate. Per gli elettroni dell'endcap si tiene conto anche dell'energia rilasciata nel preshower.

Per un elettrone che incide direttamente sul calorimetro circa il 97 % dell'energia di un elettrone viene depositata in una matrice 5×5 attorno al cristallo con il maggiore deposito di energia, detto *seed* (seme). Tuttavia gli elettroni possono irraggiare e i fotoni convertire, dunque per ricostruire correttamente l'energia di un elettrone si deve tenere conto che ci possono essere altri depositi nel calorimetro in cristalli non adiacenti al seed.

Gli algoritmi di *clustering* devono essere resi più flessibili per raggruppare cluster lontani tra loro in *supercluster*.

Per la ricostruzione della traccia si utilizzano due algoritmi. L'algoritmo *Kalman Filter* (KF)[23] fondamentalmente è una formulazione ricorsiva del metodo dei minimi quadrati nel fit ai punti sperimentali della traccia nei vari strati di silicio.

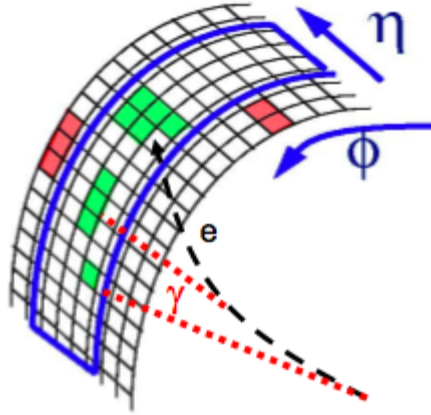


Figura 4.1: Depositi energetici di un elettrone che irraggia fotoni

Questo algoritmo tuttavia non è in grado di tenere conto delle deviazioni dovute all'emissione di fotoni. A tale scopo è stato sviluppato l'algoritmo *Gaussian Sum Filter* (GSF)[24] che tiene conto delle deviazioni, o *kink*, dell'elettrone a causa della bremsstrahlung.

Per accoppiare il deposito energetico alla traccia si propaga all'indietro la posizione del cluster fino agli strati di pixel e si cercano *hit* compatibili. Questo procedimento garantisce un'alta efficienza visto che la maggior parte del materiale si trova dopo i pixel. Infine viene applicata una preselezione su variabili cinematiche e di isolamento e si ottengono i candidati elettroni.

4.2 Ricostruzione dei jet

In CMS la ricostruzione dei jet è realizzata tramite differenti algoritmi. Quello utilizzato per questa analisi è quello del *particle flow* (PF) [25] [26][27], che è un algoritmo che, partendo da ricostruzioni indipendenti di una particella, fatte da ogni singolo detector, le combina insieme per ricostruirla globalmente. Ogni particella è classificata come neutra, elettromagnetica o adronica, cercando di usare ove possibile le informazioni del tracciatore. In particolare, per la ricostruzione dei jet è risultato più efficiente rispetto ad algoritmi che utilizzano solamente informazioni calorimetriche, poiché sfrutta l'ottima risoluzione del tracciatore al silicio.

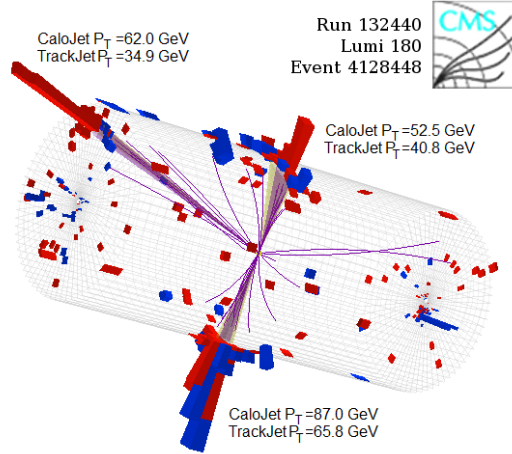


Figura 4.2: Ricostruzione di un evento con 3 jet in CMS

Per ricostruire il jet si usa l'algoritmo di clustering anti- k_t [28] con un cono di apertura $R=0.5$. Questo algoritmo, partendo da una particella più energetica, associa ad essa le altre particelle del jet tramite un processo iterativo che raggruppa le particelle pesandole con l'inverso dell'impulso. In questo modo si riescono a ricostruire correttamente i bordi del jet, visto che le particelle meno energetiche non modificano più di tanto la forma del cono di apertura, mentre l'algoritmo è flessibile per le particelle più energetiche e dunque riesce a tenere conto delle correzioni di QCD di ordine superiore.

Per rigettare jet mal ricostruiti o dovuti a rumore calorimetrico si applicano inoltre una serie di tagli molto laschi ("*loose*") che preservano più del 98% del segnale:

- $p_T > 10$ GeV e $|\eta| < 2.4$. Si richiede cioè che il jet ricostruito sia nell'accettanza angolare di ECAL ed HCAL.
- Frazione adronica delle particelle cariche > 0.0 . Il jet infatti deve avere almeno una particella carica che raggiunge il calorimetro adronico.
- Frazione adronica delle particelle neutre < 1.0 . Le particelle neutre presenti nel jet non devono essere solamente fotoni.

- Molteplicità delle particelle cariche > 0.0 . Ci deve essere almeno una traccia ricostruita.
- Frazione EM delle particelle cariche < 1.0 . Le particelle cariche non devono essere solo elettroni.
- Frazione EM delle particelle neutre < 1.0 , per rimuovere jet fasulli che hanno origine da depositi spuri in un singolo sottorivelatore.

Le performance di tali tagli sono studiate in dettaglio in [29]. Infine richiediamo un impulso trasverso del jet maggiore di 30 GeV.

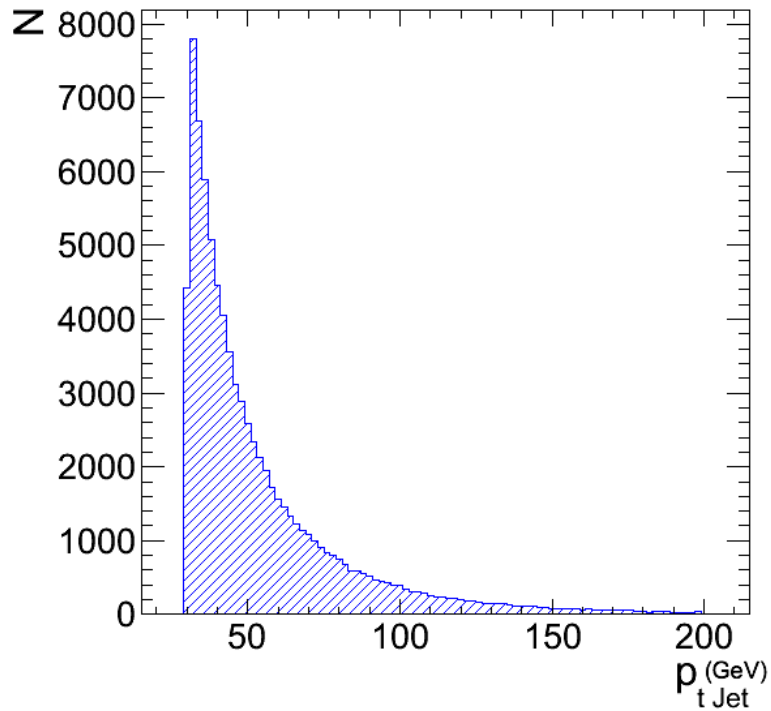


Figura 4.3: Impulso trasverso del jet con maggiore impulso trasverso per eventi $W + \text{jet}$ stimato su campioni Monte Carlo. È applicato un taglio a 30 GeV. Unità arbitrarie.

4.3 Misura della $\cancel{E}_T$

La misura dell'energia trasversa mancante in CMS è fondamentale sia per la ricostruzione di processi del modello standard che per le ricerche di nuova fisica.

Nel caso degli eventi analizzati in questa tesi la misura della $\cancel{E}_T$ è necessaria vista la presenza di un neutrino, che non interagisce in nessuno dei rivelatori.

L'algoritmo utilizzato per la misura della $\cancel{E}_T$ è lo stesso utilizzato per i jet, cioè il *particle flow*, infatti si costruisce il vettore somma dei momenti trasversi di tutte le particelle ricostruite con tale algoritmo [30].

4.4 Selezione degli eventi

Gli eventi analizzati in questa tesi sono caratterizzati da un elettrone di alto p_T isolato, presenza di $\cancel{E}_T$, per via del neutrino, e eventualmente la presenza di jet. Tale stato finale può essere riprodotto da numerosi altri processi previsti dal MS, che però hanno sezioni d'urto minori, da processi di QCD, con produzione di quark pesanti (b o c) che decadono leptonicamente o da eventi adronici con un deposito in ECAL in prossimità di una traccia, identificata erroneamente come un elettrone. In questo capitolo verrà presentata la selezione, basata su variabili cinematiche e calorimetriche, per ottenere gli eventi a cui siamo interessati.

4.4.1 Requisiti di trigger

Per cercare eventi con un bosone vettore il sistema di trigger di CMS è sviluppato in modo da cercare i prodotti di decadimento in leptoni. In particolare ai fini della nostra analisi è necessario trovare eventi con singolo elettrone. Fino a dicembre 2010 LHC ha operato a bassa luminosità istantanea (fino a $10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) limitando in questo modo il numero di interazioni multiple in un singolo incrocio dei fasci (*pile-up*), cioè eventi con più di un vertice primario di interazione. Questo ha permesso di sviluppare dei trigger che richiedono per gli elettroni una soglia in E_T molto bassa e un isolamento minimo nei vari rivelatori. Gli algoritmi di *high level trigger* (HLT) usati sono riassunti nella tabella 4.1. Non è stato possibile utilizzare lo stesso trigger per tutta l'analisi dati a causa della rapida evoluzione del sistema di trigger di CMS,

per gli effetti di aumento della luminosità già descritti. Per ogni run è stato scelto il trigger non prescalato con la soglia in E_T più bassa (prima 10, poi 15 e infine 17 GeV). Sono presenti anche trigger di fotone perché nei primi run non erano presenti trigger di singolo elettrone.

HLT
HLT_Photon10_L1R
HLT_Photon15_L1R
HLT_Photon15_Cleaned_L1R
HLT_Ele10_LW_L1R
HLT_Ele15_SW_L1R
HLT_Ele15_SW_CaloEleId_L1R
HLT_Ele17_SW_CaloEleId_L1R
HLT_Ele17_SW_TightEleId_L1R
HLT_Ele17_SW_TighterEleId_L1R_v2
HLT_Ele15_SW_TighterEleId_L1R_v3

Tabella 4.1: Trigger di alto livello utilizzati per l'analisi dati nel 2010.

Nel 2011 la luminosità istantanea è aumentata fino a $\sim 10^{33} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ con la crescita di eventi di pile-up e il conseguente aumento di particelle in un evento. A causa di ciò si è reso necessario aumentare la soglia in E_T a 27 GeV e richiedere dei criteri di isolamento più stringenti. Il trigger utilizzato per i dati del 2011 (HLT_Ele27_CaloIdVT_CaloIsoT_TrkIdT_TrkIsoT_v*) prevede un isolamento calorimetrico, criteri più stringenti sull'identificazione della traccia e una soglia in p_T di 27 GeV. Gli effetti di questo diverso algoritmo sull'analisi saranno descritti nella selezione degli eventi.

4.4.2 Campioni per i dati e per il Monte Carlo

Questa analisi utilizza una parte del campione di dati raccolto dall'esperimento CMS in collisioni pp a $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$. Il campione dei dati utilizzato corrisponde a $(35 \pm 1.4) \text{ pb}^{-1}$ di luminosità integrata raccolti nel 2010 e $(191 \pm 7.6) \text{ pb}^{-1}$ raccolti nel 2011.

Il generatore MC usato per il segnale del 2010 è *Madgraph*, *Tune Z2 Winter 10* con le condizioni di pile-up del 2010 (2.4 collisioni in media per incrocio dei fasci).

I principali fondi che possono dare uno stato finale come quello del segnale, a causa di effetti sperimentali, sono:

- Processi di QCD, vista la presenza di jet ed elettroni o fotoni (ad esempio provenienti da un decadimento leptonic di un quark pesante) che danno un deposito calorimetrico. La simulazione di processi di QCD è particolarmente complessa poiché essi sono la maggior parte degli eventi ad LHC e poiché danno luogo a stati finali molto differenti tra loro. Questa caratteristica porterebbe a simulare un grandissimo numero di eventi per poi rigettarli quasi tutti tramite il processo di selezione. La strategia utilizzata è invece quella di generare gli eventi di QCD ma di procedere con la simulazione e ricostruzione dell'evento solamente se il processo può essere rilevante ai fini della nostra analisi, altrimenti la simulazione viene interrotta, con un notevole risparmio di risorse. In particolare i campioni usati in questa analisi sono di due tipi: eventi con quark pesanti (b o c) che decadono leptonicamente oppure eventi di QCD “arricchiti” elettromagneticamente, cioè in cui i processi di QCD abbiano fotoni o elettroni.
- Processi del tipo $\gamma + \text{jet}$ in cui per errore al fotone sia stata associata una traccia di un'altra particella.
- Processi in cui è presente un bosone vettore, ad esempio uno Z che decade in due elettroni, uno dei quali non viene ricostruito.
- Processi con produzione diretta di due bosoni vettori (WW) e (ZZ), vista la presenza di un W reale, o di uno Z , che può essere scambiato per un W se uno dei due elettroni in cui decade non viene ricostruito.
- Processi in cui ci sia un singolo quark top, oppure una coppia $t\bar{t}$ visto che il top decade quasi sempre in un quark b (che adronizza in un jet) con l'emissione di un W . In questo modo si ha un bosone W che non è stato direttamente prodotto dall'interazione pp ma proviene dai decadimenti di altre particelle e dunque può aumentare il numero di bosoni W misurati.

I campioni di MC usati per questa analisi sono riportati in tabella 4.2 con le corrispondenti sezioni d'urto. Nel caso degli eventi di QCD arricchiti o di b e c che de-

Processo	Sezione d'urto (pb^{-1})
$W \rightarrow \ell\nu$	31314.0
$Z[50\text{-inf}] \rightarrow ll$	3048.0
$t\bar{t}$	157.5
$t(s - chan)$	1.4
$t(t - chan)$	20.9
tW	10.6
WW	43.0
WZ	18.2
ZZ	5.9
$W/Z+\gamma$	165.0
QCD e.m. enriched p_T [20-30] GeV	236.0E+06 * 0.0104
QCD e.m. enriched p_T [30-80] GeV	59.5E+06 * 0.065
QCD e.m. enriched p_T [80-170] GeV	0.900E+06 * 0.155
QCD $b, c \rightarrow e$ p_T [20-30] GeV	236.0E+06 * 0.00056
QCD $b, c \rightarrow e$ p_T [30-80] GeV	59.5E+06 * 0.0023
QCD $b, c \rightarrow e$ p_T [80-1700] GeV	0.900E+06 * 0.0104
$\gamma+1$ jet, p_T [20-60] GeV	2.27e+04 * 0.458
$\gamma+1$ jet, p_T [60-120] GeV	7.993e+02 * 0.653
$\gamma+1$ jet, p_T [120-180] GeV	4.011e+01 * 0.517
$\gamma+1$ jet, p_T [180-240] GeV	5.612e+00 * 0.456
$\gamma+1$ jet, p_T [240-300] GeV	1.224e+00 * 0.417
$\gamma+1$ jet, p_T [300-5000] GeV	5.450e-01 * 0.379
$\gamma+2$ jet, p_T [20-60] GeV	4.080e+03 * 0.373
$\gamma+2$ jet, p_T [60-120] GeV	4.258e+02 * 0.384
$\gamma+2$ jet, p_T [120-180] GeV	3.556e+01 * 0.364
$\gamma+2$ jet, p_T [180-240] GeV	5.941e+00 * 0.337
$\gamma+2$ jet, p_T [240-300] GeV	1.448e+00 * 0.318
$\gamma+2$ jet, p_T [300-5000] GeV	7.233e-01 * 0.298
$\gamma+3$ jet, p_T [20-60] GeV	7.947e+02 * 0.221
$\gamma+3$ jet, p_T [60-120] GeV	1.187e+02 * 0.228
$\gamma+3$ jet, p_T [120-180] GeV	1.527e+01 * 0.237
$\gamma+3$ jet, p_T [180-240] GeV	3.090e+00 * 0.235
$\gamma+3$ jet, p_T [240-300] GeV	7.587e-01 * 0.208
$\gamma+3$ jet, p_T [300-5000] GeV	4.663e-01 * 0.226
$\gamma+4$ jet, p_T [20-60] GeV	1.483e+02 * 0.162
$\gamma+4$ jet, p_T [60-120] GeV	3.208e+01 * 0.179
$\gamma+4$ jet, p_T [120-180] GeV	5.732e+00 * 0.200
$\gamma+4$ jet, p_T [180-240] GeV	1.398e+00 * 0.211
$\gamma+4$ jet, p_T [240-300] GeV	4.199e-01 * 0.215
$\gamma+4$ jet, p_T [300-5000] GeV	2.488e-01 * 0.213

Tabella 4.2: Riassunto delle simulazioni Monte Carlo analizzate e relativa sezione d'urto. Per i campioni di QCD e γ +jet riportiamo separatamente il prodotto della sezione d'urto per l'efficienza di filtro.

cadono leptonicamente o di altri processi che danno luogo a segnali elettromagnetici, in tabella si riporta anche l'efficienza di filtro di pre-selezione.

4.4.3 Selezione degli elettroni

4.4.3.1 Identificazione e ricostruzione degli elettroni

La ricostruzione dell'elettrone è descritta nel capitolo 4.1. Viene applicato un ulteriore taglio sulla pseudorapidità sul supercluster dell'elettrone, per escludere la zona di transizione tra barrel ed endcap, dove l'efficienza è minore. La regione fiduciale in ECAL è dunque definita come $|\eta| < 2.5$ con l'esclusione della zona $1.442 < |\eta| < 1.566$.

La selezione degli elettroni procede poi utilizzando variabili separate in 3 gruppi:

- Variabili di identificazione
- Variabili di isolamento
- Variabili per la reiezione delle conversioni

4.4.3.2 Variabili di identificazione

Le variabili di identificazione servono per identificare correttamente un elettrone, sia per quanto riguarda la traccia che il deposito energetico. Le grandezze che sono risultate più discriminanti per eventi $W^\pm \rightarrow e^\pm \nu_e$ sono:

- Le variabili spaziali che associano la traccia e il supercluster ($\Delta\eta_{in}$ e $\Delta\phi_{in}$).
- La variabile $\sigma_{\eta\eta}$, legata alla larghezza dello sciame nell'angolo η , infatti nell'angolo ϕ lo sciame può dare luogo ad altri depositi dovuti all'effetto combinato della bremsstrahlung e dell'intenso campo magnetico.
- Il rapporto tra energia in HCAL e quella in ECAL per il supercluster selezionato (H/E).

Le variabili $\Delta\eta_{in}$ e $\Delta\phi_{in}$ sono costruite estrapolando il momento al vertice fino al calorimetro e comparandolo con la posizione del supercluster. $\sigma_{\eta\eta}$ è invece la

larghezza dello sciame in η calcolata usando il numero di cristalli interessati dallo sciame e moltiplicando per la grandezza media di un cristallo. H/E è definita come il rapporto tra energia trovata in HCAL in un cono di larghezza $\Delta R = 0.15$ ($\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$) attorno al *seed* in ECAL, e l'energia del *supercluster*.

4.4.3.3 Variabili di isolamento

Le variabili di isolamento servono per distinguere elettroni provenienti da un decadimento di un W da elettroni e fotoni contenuti all'interno di jet. La principale differenza tra i due processi risiede nel fatto che elettroni contenuti all'interno di jet hanno attorno ad essi altre particelle, che causano un'attività ulteriore nei rivelatori di CMS. Gli elettroni che vengono da un decadimento "interessante" devono dunque essere isolati sia nel tracciatore che nei calorimetri.

Per scegliere elettroni isolati si usa sia il tracciatore che i calorimetri elettromagnetico e adronico. Nel tracker la variabile scelta è la somma degli impulsi trasversi in una regione di $\Delta R < 0.3$ attorno all'elettrone. Quello che si fa è richiedere che essa sia minore di una certa soglia. In ECAL e in HCAL la procedura è la stessa solo che si utilizza l'energia trasversa invece dell'impulso.

Per ECAL e HCAL la regione in cui si calcola l'isolamento è centrata attorno alla posizione del supercluster, mentre per il tracker è un cono attorno alla direzione della traccia al vertice.

4.4.3.4 Reiezione delle conversioni

Un altro problema è quello della reiezione delle conversioni in quanto vanno identificati e esclusi quegli elettroni che provengono dal processo di produzione di coppie di un fotone nel tracciatore. Le discriminanti usate nell'analisi sono: l'assenza di segnali della traccia negli strati tra il vertice ed il primo hit misurato, la presenza della traccia di un possibile *partner* di conversione. In particolare si considera la distanza e l'angolo di apertura tra l'elettrone e la prima traccia vicina ($Dist$ e $Dcot$).

4.4.4 Selezione di eventi $W \rightarrow e\nu_e$

Per selezionare eventi provenienti da un decadimento leptonic del bosone W si utilizza la selezione presentata nel paragrafo precedente con i valori di soglia riportati in tabella 4.3, che corrispondono alla selezione denominata WP80. I valori specifici dei tagli sulle variabili sono stati ottimizzati dal gruppo di studio elettro-debole di CMS per avere la massima purezza possibile del campione ed una efficienza corrispondente a circa l'80%. Le distribuzioni di tutte queste variabili sono state controllate attentamente sui primi dati di CMS e mostrano un ottimo accordo fra dati e simulazione di Monte Carlo.

	Barrel	Endcap
Iso-traccia	0.09	0.04
Iso-ECAL	0.07	0.05
Iso-HCAL	0.10	0.025
Hit mancanti $\leq$	0	0
Dcot (mm)	0.02	0.02
Dist	0.02	0.02
$\sigma_{\eta\eta}$	0.01	0.03
$\Delta\phi_{in}$	0.06	0.03
$\Delta\eta_{in}$	0.004	0.007
H/E	0.04	0.025

Tabella 4.3: Valori di soglia per le variabili di selezione.

In seguito a essi vengono applicati i seguenti tagli addizionali:

- Si richiede che l'elettrone abbia un $p_T > 20$ GeV. Se c'è più di un elettrone che passa la selezione e soddisfa questo requisito si sceglie quello con p_T più grande.
- *Z veto*: Si escludono gli eventi provenienti dal decadimento $Z \rightarrow e^+e^-$. Per fare ciò si guarda se nell'evento è presente un'altro elettrone con $p_T > 20$ GeV e $|\eta| < 2.5$. Se la massa invariante con il candidato elettrone proveniente dal W è compatibile con quella dello Z ($60 \text{ GeV} < m_{ee} < 120 \text{ GeV}$) l'evento è scartato.

- *muon veto*: Si scartano tutti gli eventi in cui è presente un muone ricostruito per escludere i decadimenti $W \rightarrow \mu\nu$ e $Z \rightarrow \mu\mu$ ed eventi adronici con produzione di quark pesanti che decadono in muoni.

Capitolo 5

Misura dell'asimmetria di carica

In questo capitolo verrà illustrato il metodo utilizzato per misurare il numero di W^+ e W^- prodotti, e quindi l'asimmetria di carica. Inizialmente viene studiata la misura della carica dell'elettrone e in seguito si studia un metodo per distinguere il segnale dai fondi illustrati nel paragrafo 4.4.2. Inoltre verranno presentate le incertezze sistematiche di questa misura che possono influenzare il valore ottenuto.

5.1 Metodi di ricostruzione della carica

In CMS per la misura della carica sono utilizzati tre metodi:

- La curvatura della traccia KF associata all'elettrone.
- La curvatura della traccia GSF associata all'elettrone.
- La distanza nella coordinata ϕ tra la traccia al vertice e il supercluster in ECAL.

I primi due metodi, basandosi entrambi esclusivamente sulla traccia, possono sembrare altamente correlati, tuttavia solitamente la traccia GSF riesce a seguire l'elettrone anche quando subisce deviazioni dovute a irraggiamento, mentre la traccia KF non riesce a ricostruire un elettrone con bremsstrahlung e si ferma dopo alcuni strati di tracciatore, quando si ha l'emissione di un fotone. Quindi la traccia KF é meno precisa, poiché basata su meno punti tuttavia é meno sensibile a effetti dovuti

all'irraggiamento. Il terzo metodo, che sfrutta l'informazione di ECAL é invece meno correlato con gli altri due.

Ognuno di questi metodi dà una probabilità non nulla di assegnare all'elettrone una carica opposta. Per ridurre l'incertezza dovuta a questa fonte di errore si aggiunge un ulteriore taglio alla selezione: si richiede che per l'elettrone considerato i tre metodi siano in accordo, se non c'è accordo l'evento viene scartato. In figura 5.1 è mostrata la probabilità di ricostruzione erranea della carica in funzione di η per i tre differenti metodi di ricostruzione, confrontati con il metodo che richiede l'accordo. Tale probabilità è stata stimata su eventi Monte Carlo $W \rightarrow e\nu$ senza applicare alcuna selezione. Come si può notare richiedendo l'accordo dei tre metodi la probabilità di identificazione erranea della carica diminuisce notevolmente.

Nella tabella 5.1 sono mostrate le efficienze relative per ogni passo della selezione, per i differenti campioni MC. Come si può notare il taglio sulla carica (riga *charge*) lascia praticamente invariato il segnale (97 %), mentre si ha una maggiore reiezione per i campioni di $\gamma + \text{jet}$ (68 %) e QCD (88 %). L'efficienza per questa richiesta è stata anche stimata direttamente dai dati, utilizzando il metodo del *tag & probe* su eventi $Z \rightarrow e^+e^-$. In questo metodo si seleziona un elettrone con tagli molto duri, in modo da essere sicuri che sia ben ricostruito e che dunque la sua carica sia determinata esattamente; poi si va a vedere la carica dell'altro elettrone che è selezionato con tagli meno duri. Considerando che i due elettroni, provenendo da un decadimento dello Z devono avere carica opposta, quello del *tag & probe* è un metodo affidabile per stimare la probabilità di ricostruzione erranea della carica direttamente dai dati. In figura 5.2 è mostrata l'efficienza di selezione stimata dai dati e dal Monte Carlo per differenti tipi di selezione. Come si può notare c'è un buon accordo tra previsioni Monte Carlo e dati, visto che le differenze sono contenute entro lo 0.5%. La differenza tra queste due stime viene assunta come errore sistematico in questa analisi.

5.2 Categorizzazione dei dati

Per ottenere il numero di $W^\pm$ è utile definire la variabile “massa trasversa” dei bosoni W, definita come:

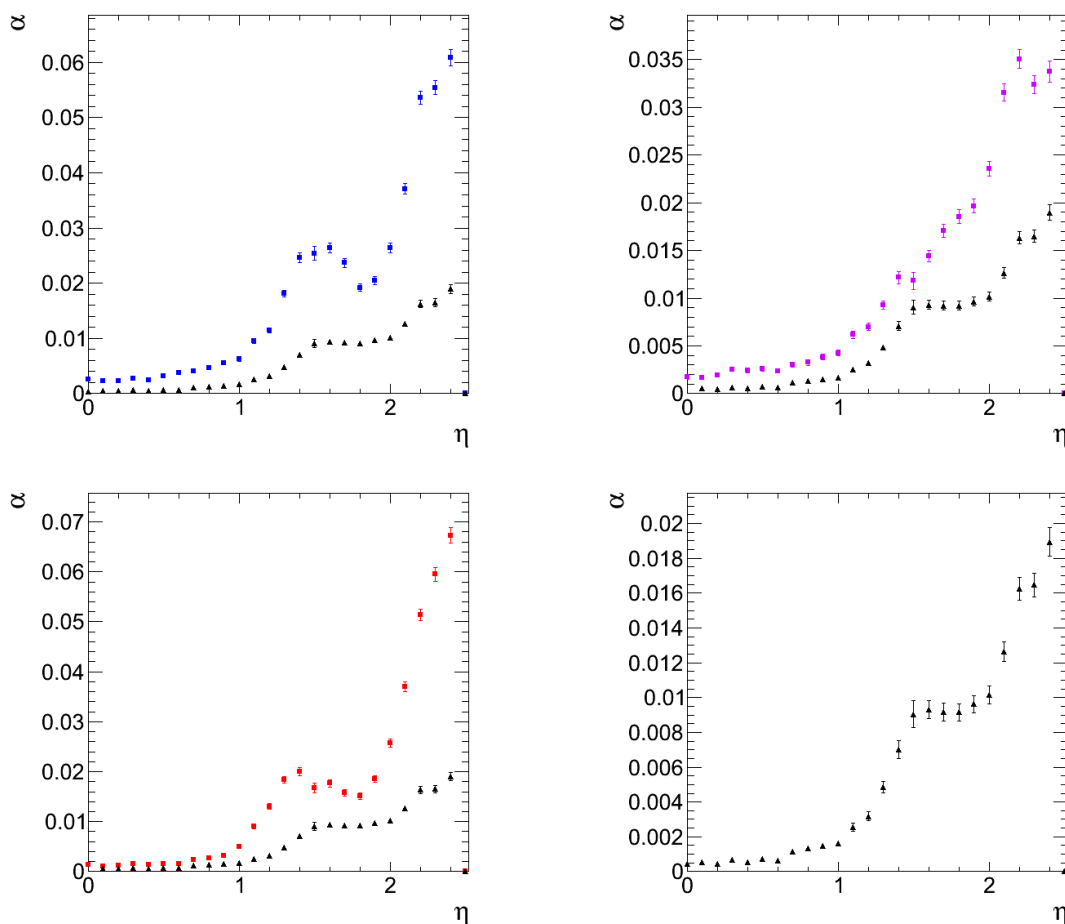


Figura 5.1: Probabilità di identificazione erranea della carica in funzione di η per i differenti metodi: KF(in alto a sinistra), GSF (in alto a destra) e $\Delta\Phi$ (in basso a sinistra). In ogni grafico è riportato oltre al metodo analizzato (quadrati colorati), il metodo che richiede l'accordo tra tutti e tre (triangoli neri). In basso a destra è riportato invece il solo metodo che richiede l'accordo tra i tre. Come si può vedere richiedendo l'accordo dei tre metodi la probabilità di identificazione erranea della carica diminuisce notevolmente.

selection	W(ev)+jets	W (other)	Z+jets	$t\bar{t}$	single t	QCD (uds)	QCD (bc)	γ +jets	VV
event	1095990 (0%)	1095990 (0%)	102060 (0%)	5512 (0%)	1151 (0%)	226148992 (0%)	9742950 (0%)	450873 (0%)	1005 (0%)
MC truth	365574 (33%)	730416 (67%)	102060 (100%)	5512 (100%)	1151 (100%)	226148992 (100%)	9742950 (100%)	450873 (100%)	1005 (100%)
MC acceptance	365574 (100%)	730416 (100%)	102060 (100%)	5512 (100%)	1151 (100%)	226148992 (100%)	9742950 (100%)	450873 (100%)	1005 (100%)
HLT	239713 (66%)	50639 (7%)	37532 (37%)	3168 (57%)	568 (49%)	63921528 (28%)	6779426 (70%)	72536 (16%)	317 (32%)
$e^\pm$ reconstruction	234793 (98%)	43981 (87%)	36369 (97%)	3032 (96%)	537 (95%)	50053960 (78%)	6662746 (98%)	60244 (83%)	286 (90%)
$e^\pm$ reconstruction $194440 \leq 2.5, p_T \geq 20\text{GeV}$	194440 (83%)	17236 (39%)	28815 (79%)	2025 (67%)	374 (70%)	18419812 (37%)	1055726 (16%)	35533 (59%)	174 (61%)
electron ID	170160 (88%)	8065 (47%)	25404 (88%)	930 (46%)	236 (63%)	790750 (4%)	353540 (33%)	18791 (53%)	97 (56%)
isolation	159259 (94%)	7135 (88%)	24363 (96%)	762 (82%)	209 (89%)	222209 (28%)	17593 (5%)	17264 (92%)	89 (92%)
conv. rej.	155360 (98%)	6927 (97%)	23948 (98%)	745 (98%)	204 (98%)	102917 (46%)	16806 (96%)	4064 (24%)	87 (98%)
Z mass veto	153997 (99%)	6836 (99%)	9620 (40%)	578 (78%)	178 (87%)	101157 (98%)	16454 (98%)	3936 (97%)	62 (71%)
existence of PV	153997 (100%)	6836 (100%)	9620 (100%)	578 (100%)	178 (100%)	101157 (100%)	16454 (100%)	3936 (100%)	62 (100%)
$ \delta_{xy} \leq 350\mu m$	152830 (99%)	6766 (99%)	9500 (99%)	576 (100%)	177 (100%)	87084 (86%)	15568 (95%)	3302 (84%)	61 (99%)
charge	148143 (97%)	6590 (97%)	9121 (96%)	562 (98%)	173 (98%)	76653 (88%)	14936 (96%)	2246 (68%)	59 (97%)
HLT match	148070 (100%)	6583 (100%)	9061 (99%)	556 (99%)	172 (99%)	76439 (100%)	14899 (100%)	2234 (99%)	59 (100%)
muon veto	147856 (100%)	6554 (100%)	8953 (99%)	434 (78%)	156 (91%)	76247 (100%)	14840 (100%)	2224 (100%)	55 (92%)
W $m_T \geq 20\text{ GeV}$	146340 (99%)	6054 (92%)	4953 (55%)	389 (90%)	144 (92%)	41571 (55%)	5310 (36%)	1272 (57%)	49 (90%)
total	146340 (40%)	6054 (1%)	4953 (5%)	389 (7%)	144 (12%)	41571 (0%)	5310 (0%)	1272 (0%)	49 (5%)

Tabella 5.1: Efficienza relativa dei differenti passi della selezione per eventi con $n_{jet} \geq 0$ per segnale e fondi. I fondi presenti sono processi con uno o due bosoni vettori (VV), con uno o due quark top, processi di QCD e processi con un fotone e jet. Gli eventi sono normalizzati a 35 pb^{-1} di luminosità integrata.

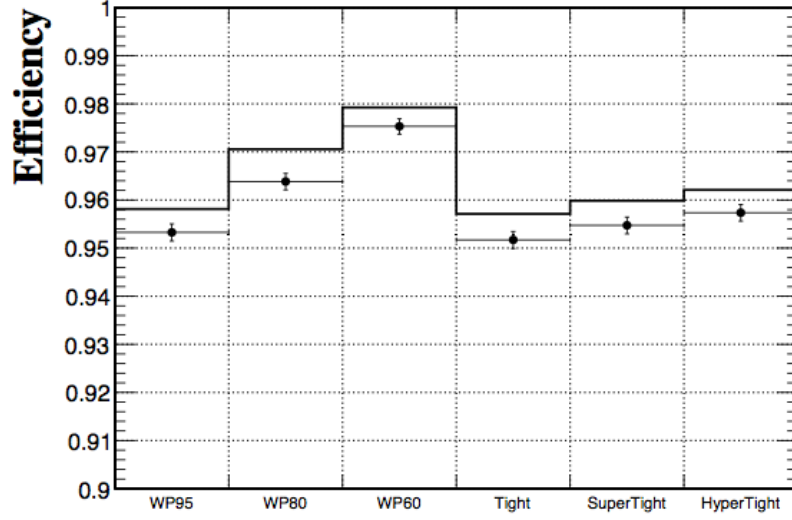


Figura 5.2: Efficienza della richiesta di accordo fra le tre variabili di carica per differenti tipi di selezione. La selezione utilizzata in questa analisi (WP80) corrisponde alla seconda colonna. I dati sono rappresentati dai punti mentre le previsioni Monte Carlo dall'istogramma

$$M_T = \sqrt{2p_T^e p_T^\nu (1 - \cos\phi_{e\nu})} \quad (5.1)$$

dove p_T^e é l'impulso trasverso dell'elettrone, p_T^ν l'impulso trasverso del neutrino e $\phi_{e\nu}$ l'angolo tra elettrone e neutrino nel piano trasverso. Tale variabile é utile poichè la sua distribuzione è piccata al valore della massa del W per eventi di segnale (80 GeV), mentre è distribuita in maniera differente per i fondi. In particolare per i processi di QCD, $\gamma + \text{jet}$ e dibosoni essa è piccata a valori più bassi, mentre i fondi con quark top hanno una distribuzione simile a quella del segnale e vanno discriminati andando a guardare il numero di jet originati da un quark b presenti nell'evento.

Altre variabili come l'energia mancante o l'impulso trasverso dell'elettrone non evidenziano altrettanto bene il segnale rispetto al fondo. Infatti come si può vedere in figura 5.3, dove sono riportate le distribuzioni di massa trasversa ed energia trasversa per eventi $W^+ \rightarrow e^+ \nu + 1 \text{ jet}$ nel barrel il picco corrispondente alla massa del bosone W è nettamente più visibile per la distribuzione di M_T .

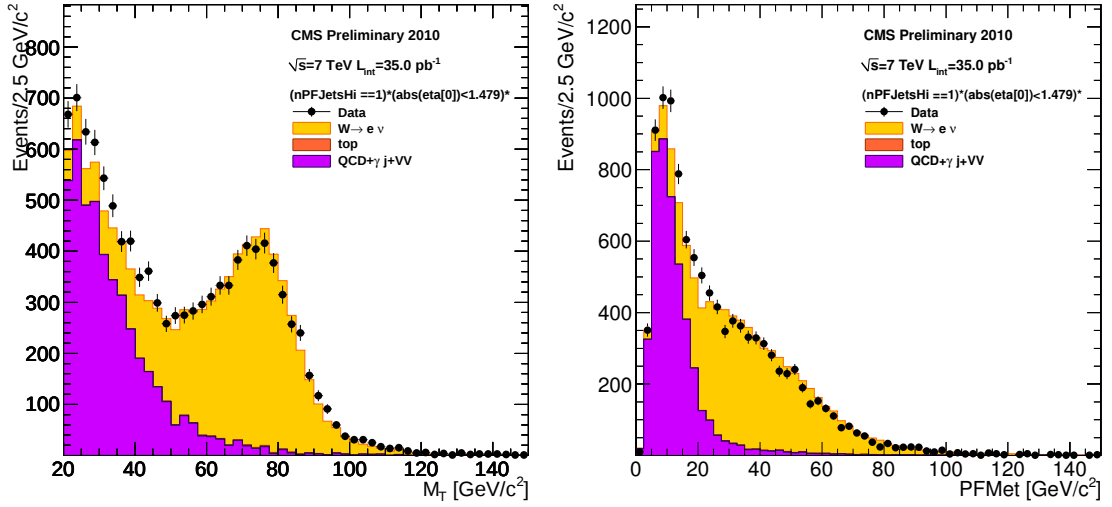


Figura 5.3: Distribuzioni della massa trasversa (sinistra) e dell'energia trasversa mancante per eventi con 1 jet nel Barrel con carica dell'elettrone positiva. La simulazione Monte Carlo (istogramma pieno) è normalizzata alla luminosità integrata raccolta. I punti neri rappresentano i dati.

Per ottenere il numero di W^+ e W^- si può dunque eseguire un fit alla distribuzione di massa trasversa e al numero di eventi con b-jet, separando le tre componenti: segnale, fondo di top e altri fondi. Dai parametri della funzione ottenuta sarà possibile ottenere il numero di eventi di segnale, necessario per il calcolo dell'asimmetria.

Il campione dei dati è suddiviso in differenti sotto-campioni sulla base della carica del candidato elettrone ricostruito, del numero di jet presenti nell'evento e della regione di ECAL in cui cade l'elettrone: Barrel (EB) o Endcap (EE), per via delle caratteristiche differenti dei due rivelatori ed in particolare del diverso spessore di materiale che hanno davanti (v.fig. 5.4).

In questo modo si può ottenere l'asimmetria per eventi con differente numero di jet (per i motivi illustrati nei capitoli precedenti) e in differenti regioni di pseudorapidità (visto che l'asimmetria dipende fortemente da η). I jet sono selezionati tramite una richiesta minimale (criteri loose) sulla qualità dei PF jet, così come illustrato nel paragrafo 4.2, richiedendo inoltre un impulso trasverso maggiore di 30

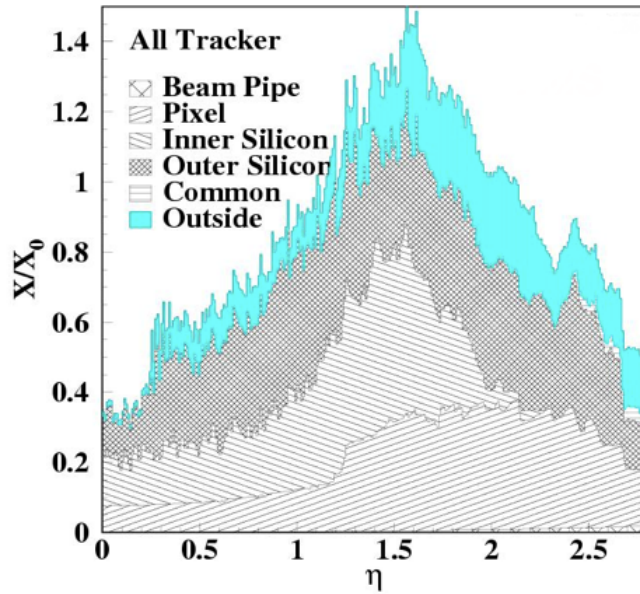


Figura 5.4: Quantità di materiale misurata in unità di X_0 in funzione di η .

GeV. Il jet costituito dall'elettrone stesso è rimosso dal conteggio dei jet.

Le figure da 5.5 a 5.8 mostrano il confronto tra dati e Monte Carlo per le differenti categorie di jet. I campioni Monte Carlo sono divisi in 3 specie: segnale, fondo di top, altri fondi. L'accordo tra dati e Monte Carlo é buono fatta eccezione per la normalizzazione dei campioni di QCD in alcune categorie a causa del fatto che i campioni usati sono dei campioni di QCD arricchiti che non descrivono pienamente il fondo o anche a una non corretta simulazione del trigger. Infatti i trigger utilizzati durante la presa dati possono cambiare a causa dell'aumento della luminosità istantanea, o per la modifica dei criteri di isolamento ed identificazione utilizzati. Tuttavia entrambi questi effetti non sono rilevanti ai fini dell'analisi visto che, come spiegato nel paragrafo 5.3, la normalizzazione di segnale e fondo viene stimata direttamente dai dati.

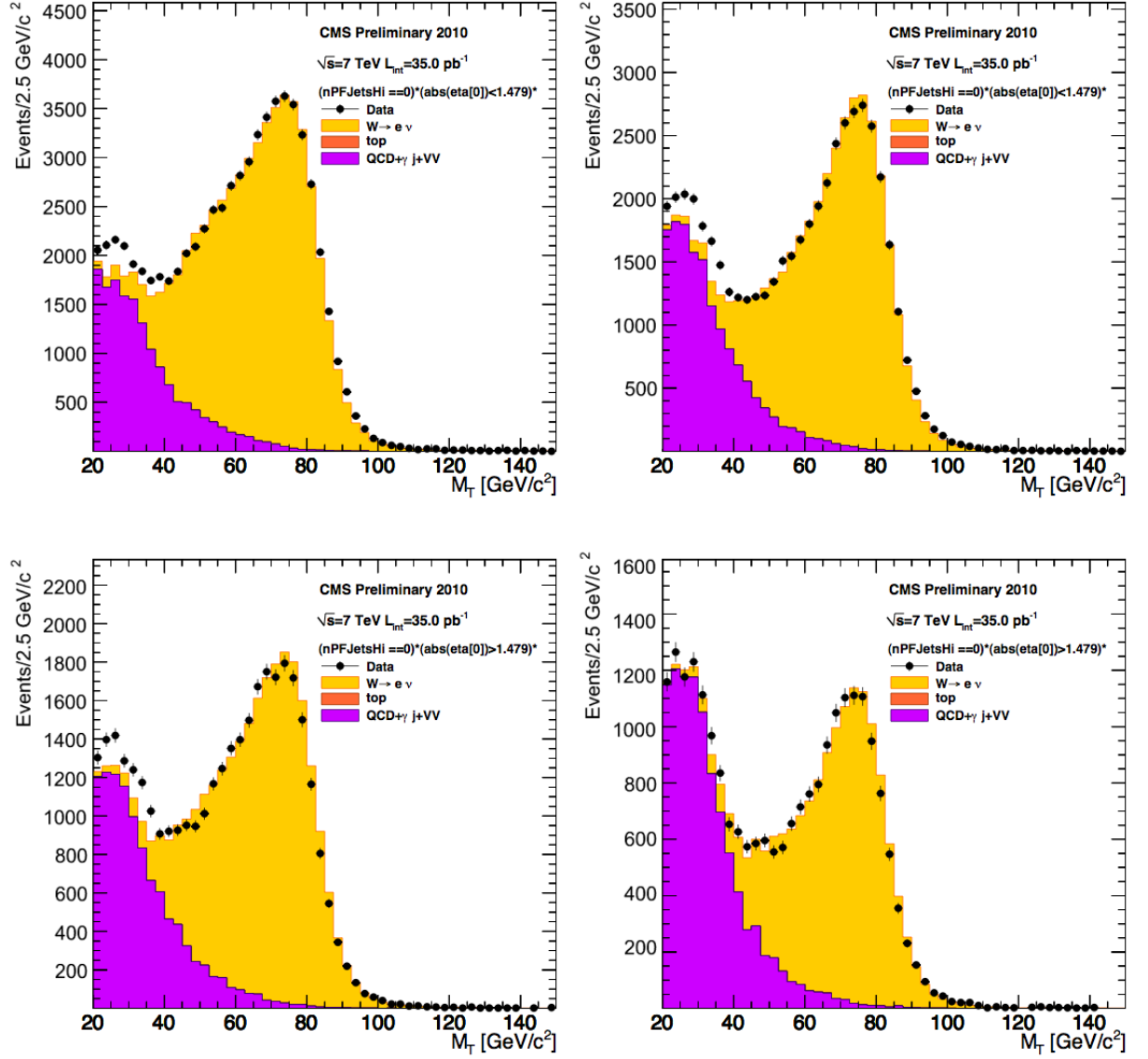


Figura 5.5: Distribuzioni della massa trasversa rispettivamente per eventi con 0 jet nel Barrel (sopra), nell'Endcap (sotto) con carica dell'elettrone positiva (sinistra) e negativa (destra). La simulazione Monte Carlo (istogramma pieno) è normalizzata alla luminosità integrata raccolta. I punti neri rappresentano i dati.

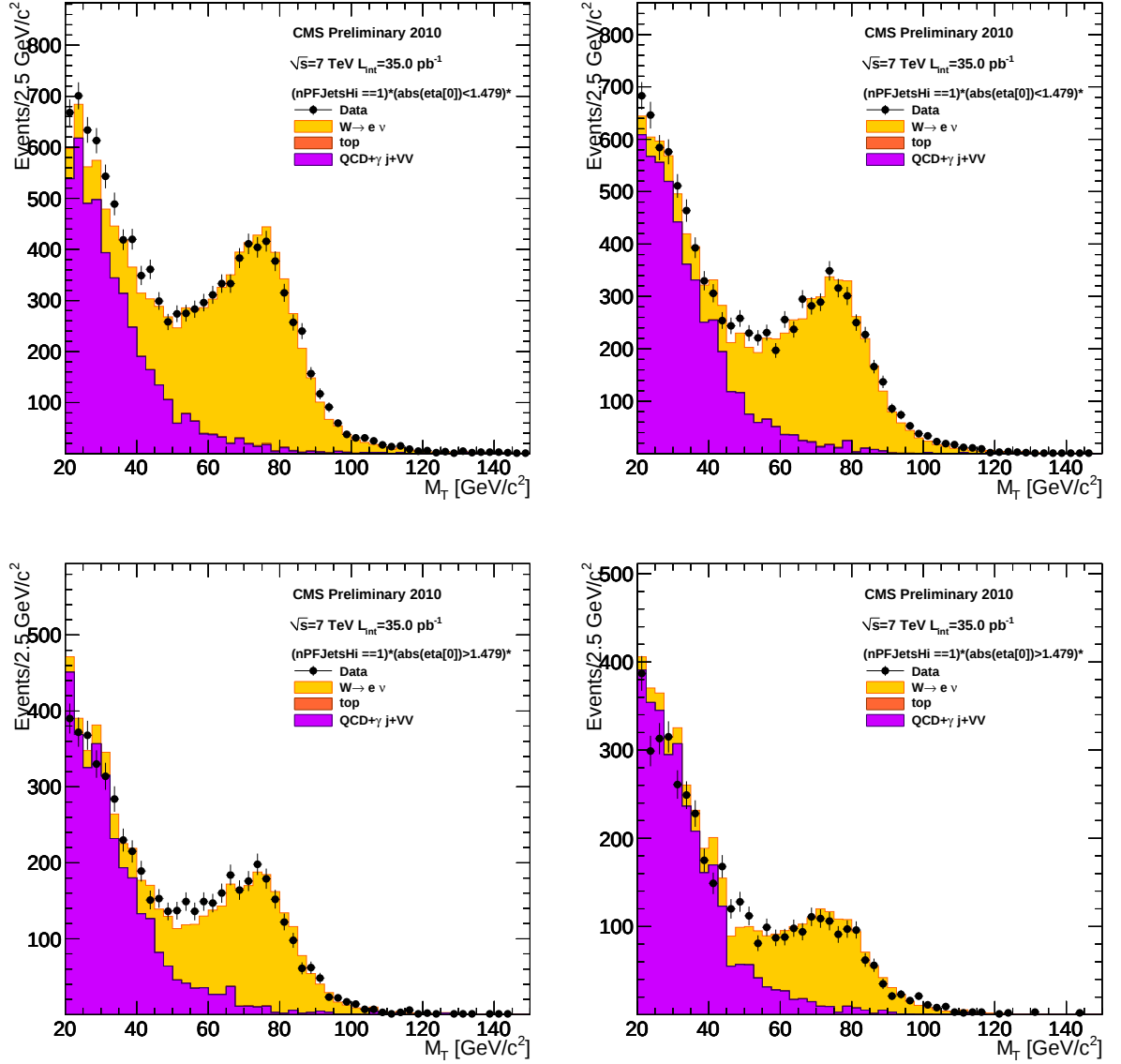


Figura 5.6: Distribuzioni della massa trasversa rispettivamente per eventi con 1 jet nel Barrel (sopra), nell'Endcap (sotto) con carica dell'elettrone positiva (sinistra) e negativa (destra). La simulazione Monte Carlo (istogramma pieno) è normalizzata alla luminosità integrata raccolta. I punti neri rappresentano i dati.

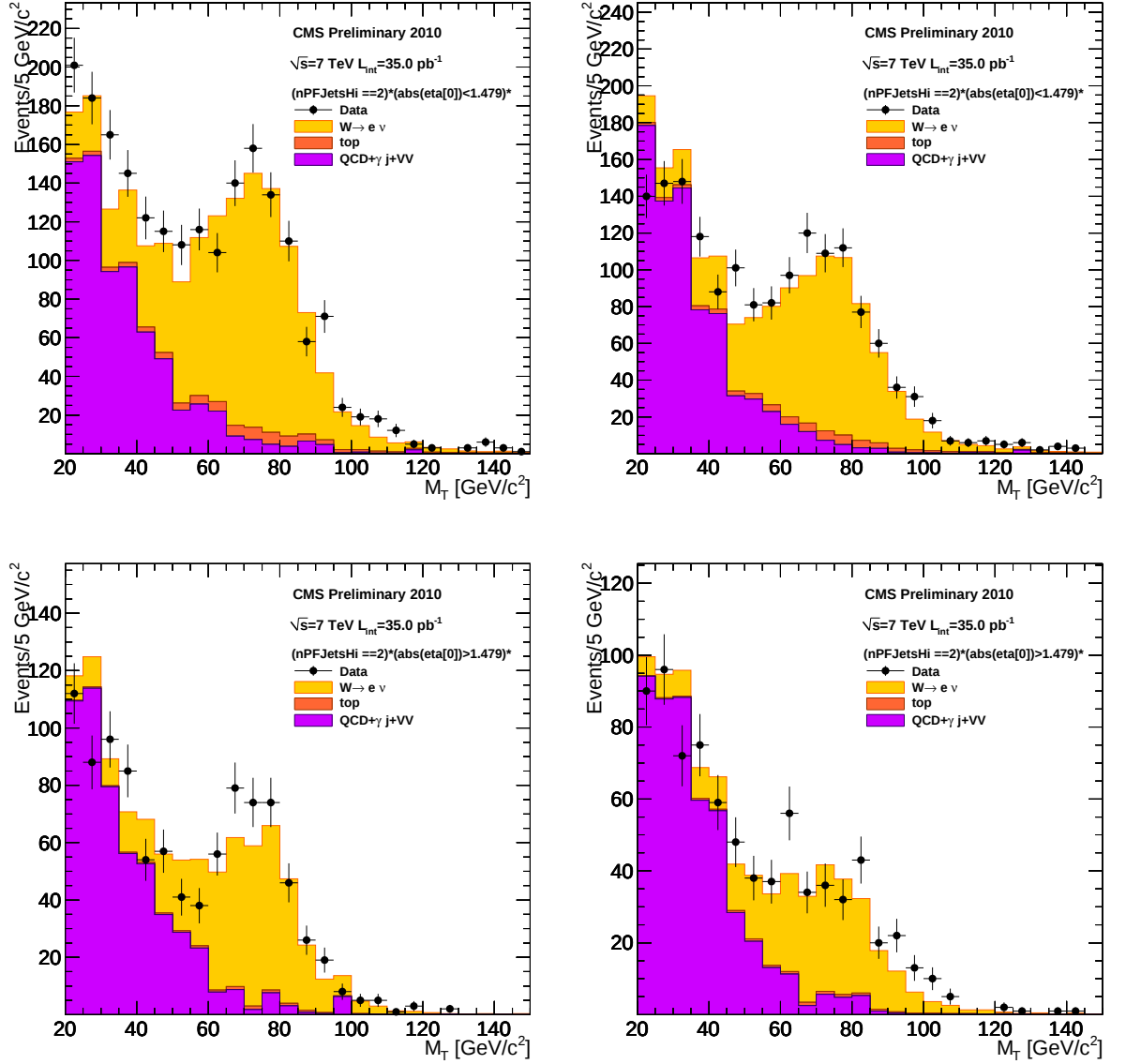


Figura 5.7: Distribuzioni della massa trasversa rispettivamente per eventi con 2 jet nel Barrel (sopra), nell'Endcap (sotto) con carica dell'elettrone positiva (sinistra) e negativa (destra). La simulazione Monte Carlo (istogramma pieno) è normalizzata alla luminosità integrata raccolta. I punti neri rappresentano i dati.

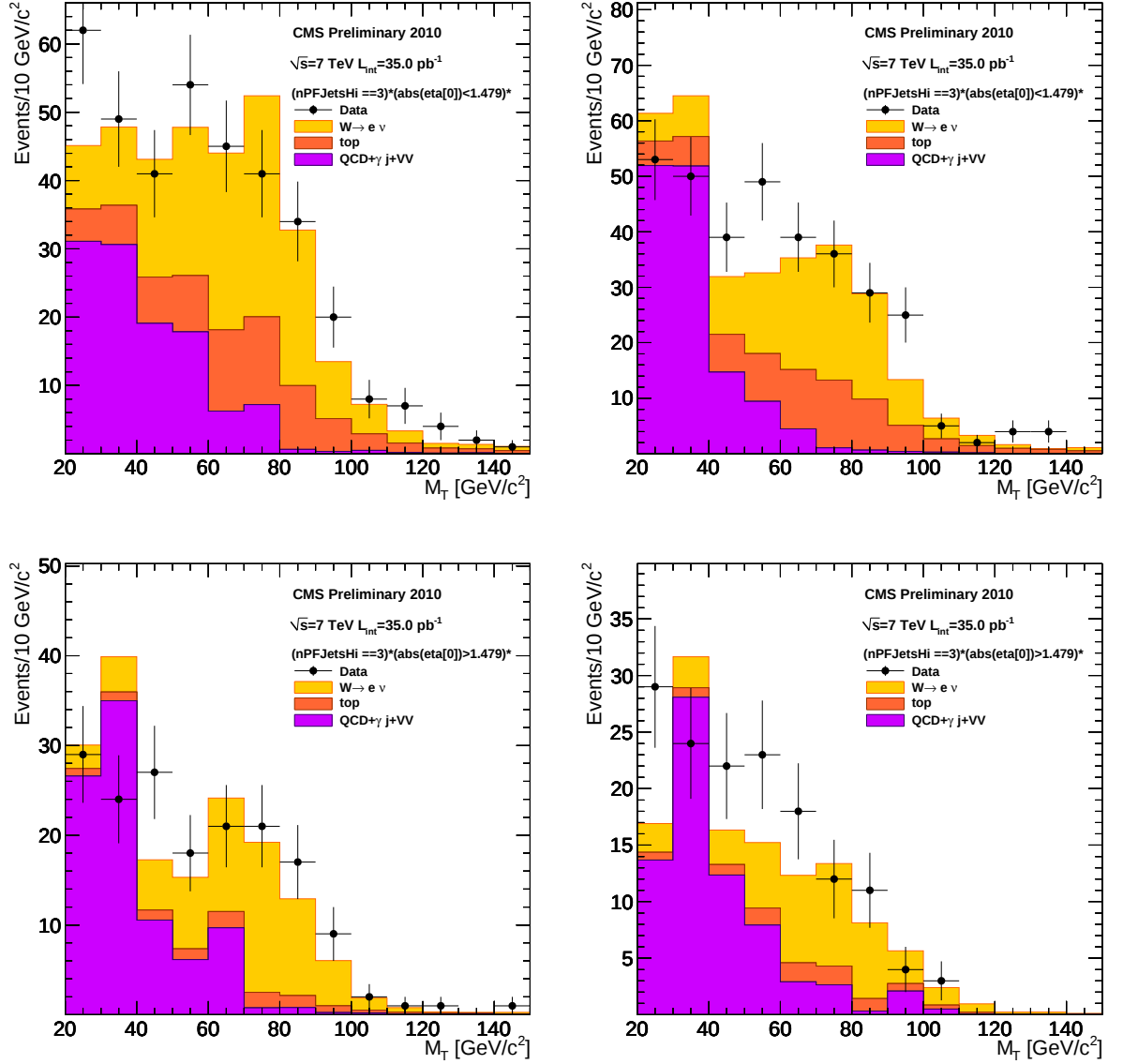


Figura 5.8: Distribuzioni della massa trasversa rispettivamente per eventi con 3 jet nel Barrel (sopra), nell'Endcap (sotto) con carica dell'elettrone positiva (sinistra) e negativa (destra). La simulazione Monte Carlo (istogramma pieno) è normalizzata alla luminosità integrata raccolta. I punti neri rappresentano i dati.

5.3 Fit ai dati e stima dell'asimmetria

La procedura di fit consiste in un fit di massima likelihood non “binnato” (*unbinned maximum likelihood fit*) eseguito sulla distribuzione di massa trasversa e simultaneamente sul numero di jet taggati come b-jet nell'evento. Per riconoscere jet originati da adroni b si utilizzano differenti algoritmi, basati fondamentalmente sul fatto che gli adroni contenenti un quark b hanno una vita media maggiore rispetto a quelli composti da quark leggeri e che generalmente jet originati da un b hanno una molteplicità di tracce e un impulso trasverso maggiori [31].

Nelle distribuzioni sono presenti tre componenti: il segnale $W + jet$, gli eventi con quark top e gli eventi con gli altri tipi di fondo; infatti il fondo di eventi top dà una topologia simile al segnale $W+jet$ in quanto un quark top decade in un b e un bosone W , quindi la distribuzione di massa trasversa sarà la stessa degli eventi di segnale[32]. Il campione di top viene ulteriormente suddiviso in base al numero di b-jet riconosciuti nell'evento (0, 1, ≥ 2). Vista la categorizzazione dei dati in numero di jet ricostruiti, il campione di top, come si può vedere dalla figura 5.8, è rilevante praticamente solo per gli eventi con 3 jet.

Definiamo la funzione Cruijff come:

$$f(x; m, \sigma_L, \sigma_R, \alpha_L, \alpha_R) = N_s e^{-\frac{(x-m)^2}{2\sigma^2 + \alpha(x-m)^2}} \quad (5.2)$$

dove $\sigma = \sigma_L(\sigma_R)$ per $x < m(x > m)$ e $\alpha = \alpha_L(\alpha_R)$ per $x < m(x > m)$. Questa distribuzione è simile a una gaussiana di media m , tuttavia può essere asimmetrica rispetto a m (si hanno infatti due larghezze σ_L e σ_R) e da ogni lato è presente una coda esponenziale.

La massa trasversa del W è parametrizzata empiricamente con una funzione data dalla somma di due funzioni Cruijff, per tenere conto del picco per $M_T \sim M_W$ e di un secondo picco, a valori di M_T minori, dovuto al taglio in p_T sull'elettrone. I parametri della forma funzionale sono ottimizzati su campioni Monte Carlo per trovare i valori iniziali per il fit. In seguito la normalizzazione e alcuni parametri chiave come la media m e la larghezza destra sono lasciati liberi di variare durante il fit e dunque stimati direttamente dai dati. Questo permette (soprattutto per i campioni di 0 ed 1 jet che hanno maggiore statistica e dunque permettono di lasciare

liberi quasi tutti i parametri) di tenere conto di possibili variazioni nella scala del calorimetro, che spostano il picco della distribuzione, e della risoluzione del detector, che allarga la distribuzione.

Lo spettro di massa trasversa degli eventi top è parametrizzata da una funzione Cruijff. I parametri sono fissati a quelli ottenuti dal Monte Carlo, eccetto per la normalizzazione del campione di top con lo stesso numero di b -jet della categoria del segnale fittata (l'efficienza di b -tagging utilizzata è quella descritta in [32]).

Il fondo rimanente è descritto da una funzione Cruijff. Anche in questo caso la normalizzazione è lasciata libera di variare durante il fit.

Le figure da 5.9 a 5.12 mostrano i risultati del fit per le differenti molteplicità dei jet. In tabella 5.2 sono invece mostrati i risultati del fit per le diverse categorie di segnale.

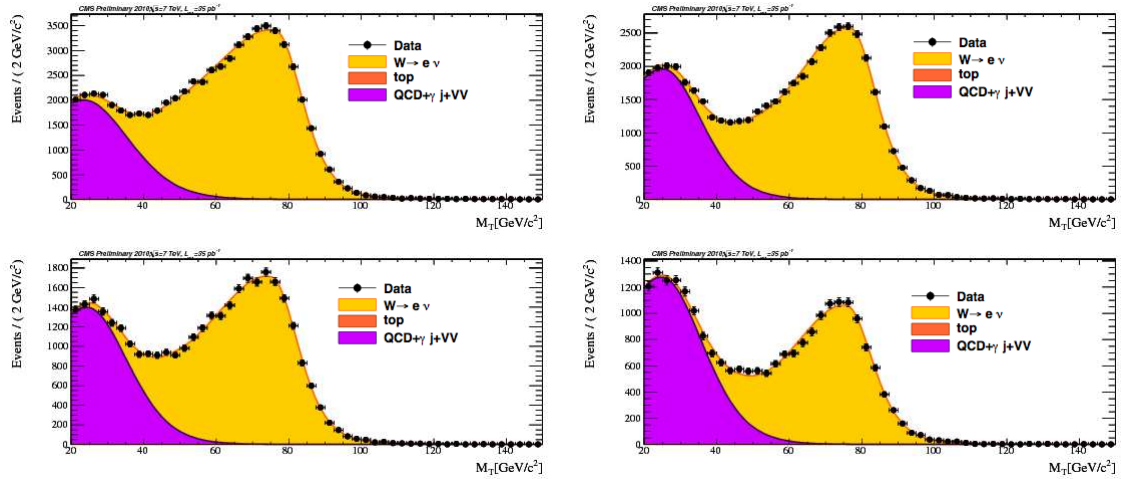


Figura 5.9: Risultati del fit alla distribuzione di massa trasversa per eventi con 0 jet ricostruiti, rispettivamente nel barrel (sopra) e nell'endcap (sotto) per elettroni con carica positiva (sinistra) e negativa (destra)

5.4 Sistematiche della misura

Dai valori mostrati in tabella 5.2 si ottiene il valore preliminare dell'asimmetria, cioè:

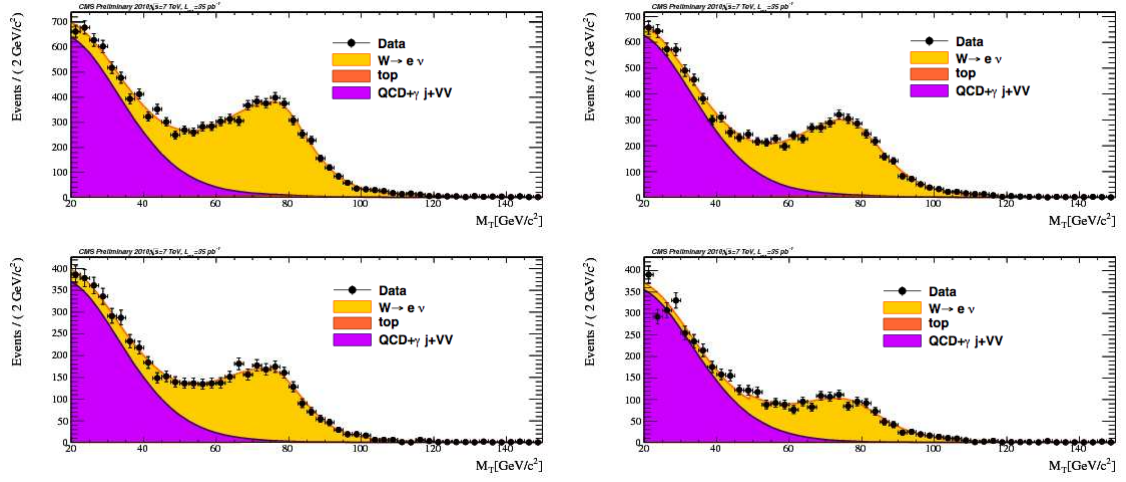


Figura 5.10: Risultati del fit alla distribuzione di massa trasversa per eventi con 1 jet ricostruito, rispettivamente nel barrel (sopra) e nell'endcap (sotto) per elettroni con carica positiva (sinistra) e negativa (destra)

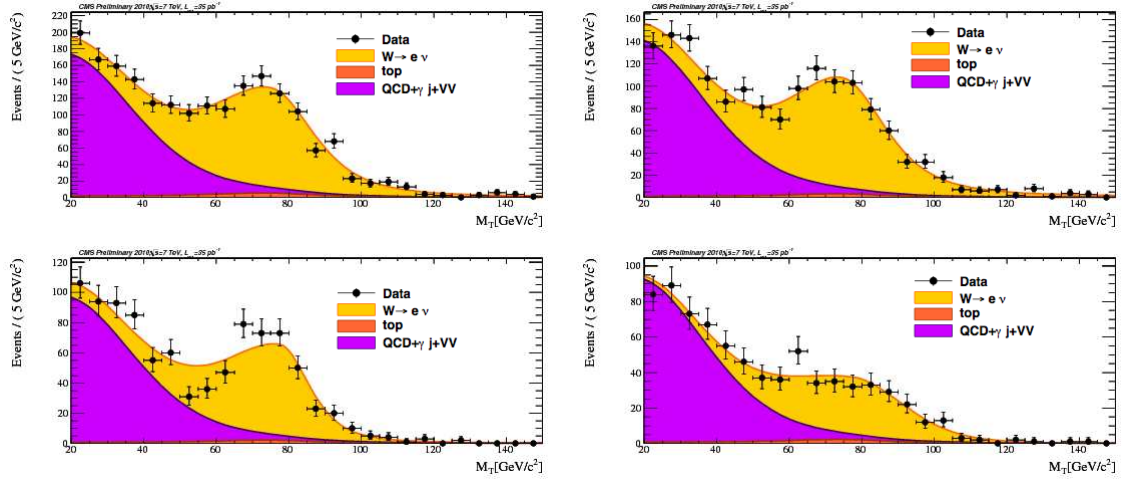


Figura 5.11: Risultati del fit alla distribuzione di massa trasversa per eventi con 2 jet ricostruiti, rispettivamente nel barrel (sopra) e nell'endcap (sotto) per elettroni con carica positiva (sinistra) e negativa (destra)

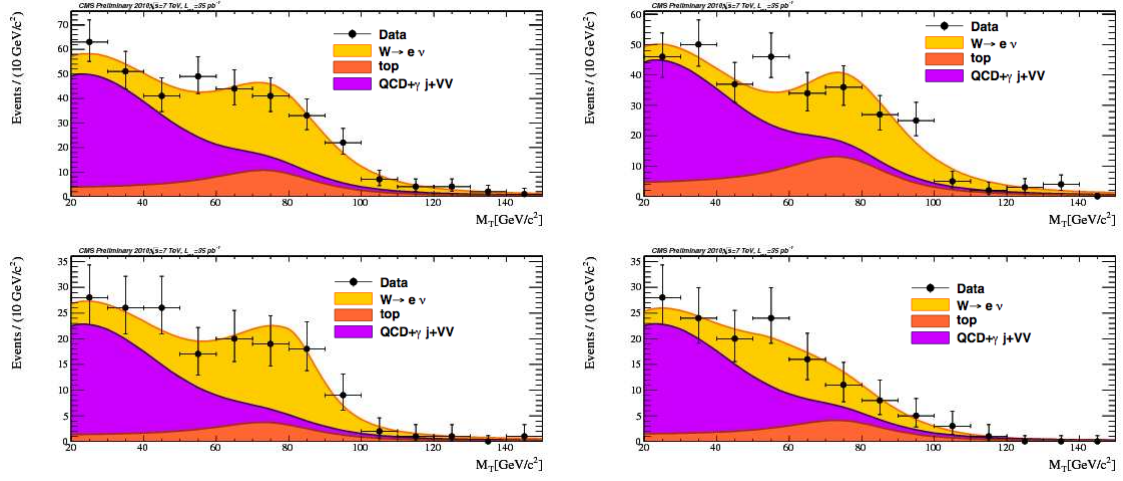


Figura 5.12: Risultati del fit alla distribuzione di massa trasversa per eventi con 3 jet ricostruiti, rispettivamente nel barrel (sopra) e nell'endcap (sotto) per elettroni con carica positiva (sinistra) e negativa (destra)

Categoria	W^+	W^-
$N_{Jets}=0$ EB	50989 ± 355	34840 ± 245
$N_{Jets}=0$ EE	24053 ± 257	13593 ± 170
$N_{Jets}=1$ EB	5990 ± 94	4474 ± 81
$N_{Jets}=1$ EE	2652 ± 64	1590 ± 50
$N_{Jets}=2$ EB	1082 ± 42	854 ± 37
$N_{Jets}=2$ EE	476 ± 28	305 ± 25
$N_{Jets}=3$ EB	152 ± 20	112 ± 18
$N_{Jets}=3$ EE	77 ± 14	48 ± 16

Tabella 5.2: Risultati del fit. Numero di bosoni W positivi e negativi, con un elettrone nel barrel (EB) e nell' endcap (EE), per differenti molteplicità di jet.

$$A(prel) = \frac{N_{W^+} - N_{W^-}}{N_{W^+} + N_{W^-}} \quad (5.3)$$

Tuttavia nel calcolo di questa grandezza, bisogna tenere conto di alcune correzioni per effetti strumentali ed alcuni effetti sistematici, sia per quanto riguarda la ricostruzione degli elettroni che quella dei jet.

5.4.1 Correzione per l'identificazione errata della carica

Il primo effetto che può modificare il valore di A misurato è quello della probabilità di sbagliare la carica dell'elettrone. Definendo α la probabilità che la carica sia sbagliata, il valore dell'asimmetria può essere corretto; infatti scrivendo il numero di W^+ e W^- tenendo conto di α si ottiene la formula 5.4 che esprime il valore corretto dell'asimmetria ($A(corr)$) in funzione di $A(prel)$.

$$\begin{aligned} A(prel) &= \frac{[(1 - \alpha)N_{W^+} + \alpha N_{W^-}] - [(1 - \alpha)N_{W^-} + \alpha N_{W^+}]}{[(1 - \alpha)N_{W^+} + \alpha N_{W^-}] + [(1 - \alpha)N_{W^-} + \alpha N_{W^+}]} = (1 - 2\alpha)A(corr) \\ \Rightarrow A(corr) &= \frac{A(prel)}{(1 - 2\alpha)} \end{aligned} \quad (5.4)$$

Il metodo presentato in 5.1 ha lo scopo di ridurre al minimo α . In figura 5.13 è mostrata la distribuzione di α in funzione di η dell'elettrone ricostruito. La probabilità di identificazione errata della carica per questo metodo è stimata da simulazioni Monte Carlo e risulta essere 0.0004 per elettroni nel barrel e 0.0029 per elettroni negli endcap.

Il valore di α non dipende dal numero di jet presenti nell'evento. Nella nota [33] il criterio di scelta della carica che richiede l'accordo dei tre metodi di ricostruzione è stato studiato in dettaglio direttamente sui dati, utilizzando il metodo del *Tag and Probe* su eventi con un bosone Z ed è stato trovato un accordo abbastanza buono tra questa stima di α e il valore Monte Carlo. La differenza tra queste due stime viene assunta come errore sistematico in questa analisi. I valori di α e le relative incertezze ($\sigma A(\alpha) = 2A\alpha$) sono riassunte in tabella 5.3.

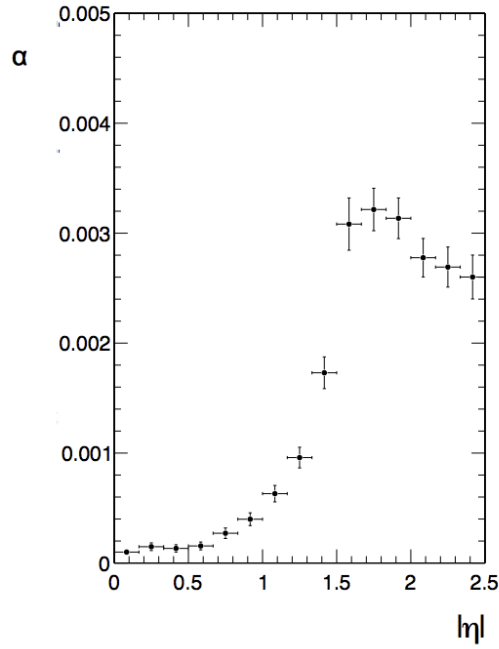


Figura 5.13: Distribuzione della probabilit  α di erronea identificazione della carica in funzione di η dell'elettrone ricostruito.

	EB	EE
α	$(0.04 \pm 0.10)\%$	$(0.29 \pm 0.30)\%$

Tabella 5.3: Valori di α per barrel ed endcap con relative incertezze.

Il valore dell'asimmetria ottenuto tenendo conto di questa correzione   riportato nella quinta colonna della tabella 5.4.

5.4.2 Correzione per l'efficienza

L'efficienza di selezione degli elettroni dipende sia dall'impulso trasverso che da η dell'elettrone. L'asimmetria   un rapporto e dunque molti degli effetti dovuti alle efficienze si cancellano nel calcolo. Tuttavia l'asimmetria stessa dipende fortemente da η e dunque l'effetto della variazione dell'efficienza in funzione di η potrebbe non essere trascurabile all'interno dei due bin di pseudorapidit  scelti (EB e EE), che

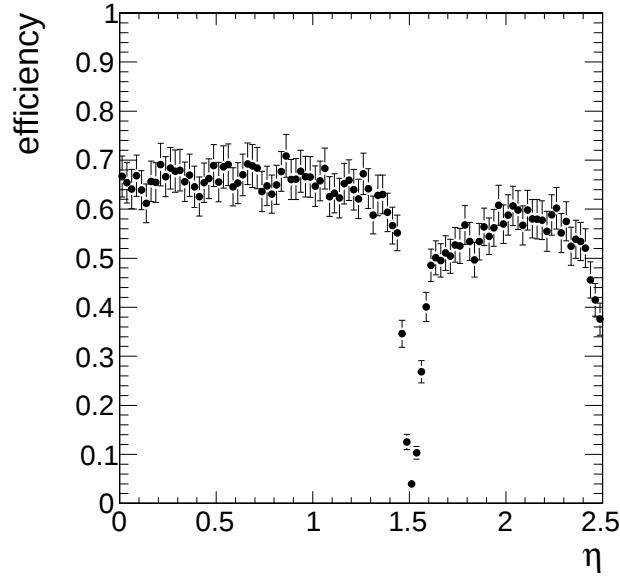


Figura 5.14: Efficienza di selezione in funzione di η dell'elettrone, misurata su eventi simulati.

sono abbastanza grandi. La statistica limitata dei dati non permette di suddividere ulteriormente barrel ed endcap, per avere bin in η più piccoli e dunque efficienza costante.

La figura 5.14 mostra l'efficienza di selezione stimata dalle simulazioni Monte Carlo. L'efficienza è quasi costante nel barrel, diminuisce nella regione di transizione con l'endcap (questa regione è esclusa dall'analisi), mentre negli endcap è quasi costante ad eccezione dei cristalli più vicini alla linea dei fasci.

Per tenere conto di questo effetto, calcoliamo dalla simulazione Monte Carlo l'asimmetria sia su tutti gli eventi di W generati (selezionati e non) che su quelli selezionati. Usiamo poi il rapporto tra l'asimmetria vera e quella ricostruita per correggere il valore misurato. In tabella 5.5 sono riportati i valori usati per correggere.

I valori dell'asimmetria corretti per questo effetto sono riportati nella sesta colonna della tabella 5.4.

Questo effetto è in generale piccolo, minore del 3%. Assumiamo la deviazione da 1 di questa correzione come errore sistematico dovuto a questa correzione.

Category	W^+	W^-	A_{prel}	$A_{\alpha\text{corr}}$	$A_{\varepsilon\text{corr}}$
$N_{\text{Jets}} = 0$ EB	50989 ± 355	34840 ± 245	0.1882 ± 0.0048	0.1883 ± 0.0048	0.1883 ± 0.0048
$N_{\text{Jets}} = 0$ EE	24053 ± 257	13593 ± 170	0.2779 ± 0.0076	0.2795 ± 0.0076	0.2823 ± 0.0076
$N_{\text{Jets}} = 1$ EB	5990 ± 94	4474 ± 81	0.144 ± 0.011	0.144 ± 0.011	0.146 ± 0.011
$N_{\text{Jets}} = 1$ EE	2652 ± 64	1590 ± 50	0.2504 ± 0.0185	0.248 ± 0.018	0.252 ± 0.018
$N_{\text{Jets}} = 2$ EB	1082 ± 42	854 ± 37	0.117 ± 0.029	0.117 ± 0.029	0.117 ± 0.029
$N_{\text{Jets}} = 2$ EE	476 ± 28	305 ± 25	0.219 ± 0.048	0.220 ± 0.048	0.220 ± 0.048
$N_{\text{Jets}} = 3$ EB	152 ± 20	112 ± 18	0.15 ± 0.10	0.15 ± 0.10	0.15 ± 0.10
$N_{\text{Jets}} = 3$ EE	77 ± 14	48 ± 16	0.23 ± 0.17	0.23 ± 0.17	0.22 ± 0.17

Tabella 5.4: Asimmetria di carica per differenti molteplicit  di jet: valore preliminare, corretto per la probabilit  di ricostruzione errata della carica e per l'effetto legato all'efficienza.

Categoria	Correzione
$N_{\text{Jet}}=0$ EB	1.00
$N_{\text{Jet}}=0$ EE	1.01
$N_{\text{Jet}}=1$ EB	1.02
$N_{\text{Jet}}=1$ EE	1.01
$N_{\text{Jet}}=2$ EB	1.00
$N_{\text{Jet}}=2$ EE	1.00
$N_{\text{Jet}}=3$ EB	1.00
$N_{\text{Jet}}=3$ EE	0.97

Tabella 5.5: Valori di correzione per l'efficienza in funzione del numero di jet per barrel (EB) ed endcap (EE).

5.4.3 Scala assoluta di ECAL

Nella nota [34] la scala dell'energia del calorimetro elettromagnetico è stata studiata tramite risonanze elettrone-positrone, in particolare con il processo $Z \rightarrow e^+e^-$. Infatti, essendo la massa dello Z nota da esperimenti precedenti con ottima precisione, confrontando il valore noto con quello misurato a LHC è possibile stimare la scala del calorimetro. L'incertezza sulla scala è risultata essere pari a 0.5% nel barrel e 1.5% negli endcap. Una variazione della scala dell'energia può influenzare la misura dell'asimmetria in due modi:

- Come illustrato in precedenza, nella selezione viene applicato un taglio in p_T a 20 GeV. Una variazione della scala potrebbe farci accettare o rifiutare più eventi. Visto che l'asimmetria è meno pronunciata per elettroni di bassa energia questo potrebbe creare un errore sistematico.
- La distribuzione di massa trasversa potrebbe avere una forma diversa nei dati rispetto al Monte Carlo, tuttavia questo effetto è ben assorbito dalla funzione di fit che ha abbastanza parametri liberi.

Per stimare l'errore sistematico dovuto alla scala assoluta di ECAL è stata ripetuta completamente l'analisi aumentando o diminuendo artificialmente la scala dell'energia dei valori citati sopra per barrel e endcap. In questo modo abbiamo ottenuto un numero differente di $W^\pm$ (usando la stessa procedura di fit) e dunque differenti valori per l'asimmetria. La tabella 5.6 e le figure 5.15 e 5.16 mostrano la variazione dell'asimmetria dovuta a questo effetto.

Come errore sistematico associato alla scala di ECAL si prende dunque la differenza più grande tra il valore centrale e quello con la scala aumentata o diminuita.

5.4.4 Scala dell'energia dei jet

Un altro effetto che può introdurre errori sistematici è quello della scala dell'energia per i jet. Nella ricostruzione dei jet, similmente al caso dell'elettrone, è applicato un taglio in p_T a 30 GeV. Questo fa sì che a causa di una variazione nella scala di energia dei jet si possano ricostruire più o meno jet. Visto che la nostra analisi è suddivisa per numero di jet questo effetto sistematico va considerato.

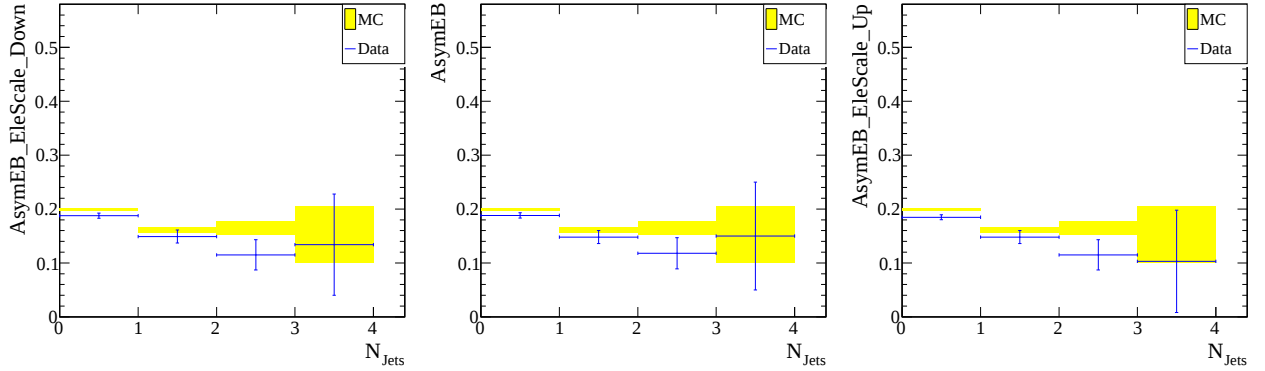


Figura 5.15: Asimmetria di carica in eventi $W + jet$ in funzione del numero di jet ricostruiti per elettroni nel barrel. I grafici corrispondono al valore nominale della scala dell'energia di ECAL (grafico centrale) e alla scala dell'energia diminuita o aumentata di una σ (rispettivamente grafico a sinistra e a destra). In giallo è riportata la previsione Monte Carlo con relativo errore statistico.

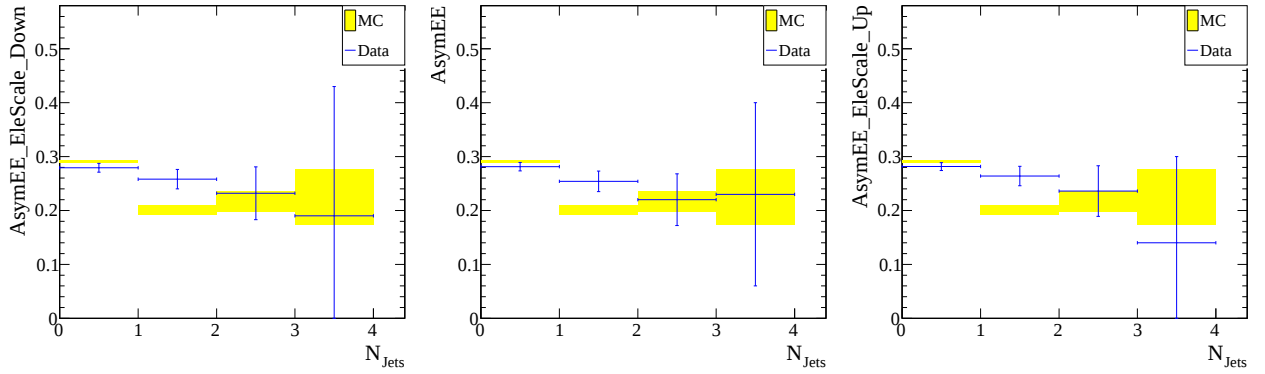


Figura 5.16: Asimmetria di carica in eventi $W + jet$ in funzione del numero di jet ricostruiti per elettroni negli endcap. I grafici corrispondono al valore nominale della scala dell'energia di ECAL (grafico centrale) e alla scala dell'energia diminuita o aumentata di una σ (rispettivamente grafico a sinistra e a destra). In giallo è riportata la previsione Monte Carlo con relativo errore statistico.

Categoria	$A_{EleScaleDown}$	$A_{NOScale}$	$A_{EleScaleUp}$
$N_{Jet}=0$ EB	0.1876 ± 0.0047	0.1882 ± 0.0048	0.1848 ± 0.0046
$N_{Jet}=0$ EE	0.2792 ± 0.0082	0.2814 ± 0.0078	0.2815 ± 0.0074
$N_{Jet}=1$ EB	0.149 ± 0.012	0.148 ± 0.012	0.148 ± 0.012
$N_{Jet}=1$ EE	0.258 ± 0.018	0.254 ± 0.019	0.264 ± 0.018
$N_{Jet}=2$ EB	0.115 ± 0.028	0.118 ± 0.029	0.115 ± 0.028
$N_{Jet}=2$ EE	0.232 ± 0.049	0.220 ± 0.048	0.236 ± 0.047
$N_{Jet}=3$ EB	0.134 ± 0.094	0.15 ± 0.10	0.103 ± 0.095
$N_{Jet}=3$ EE	0.19 ± 0.24	0.23 ± 0.17	0.14 ± 0.16

Tabella 5.6: Asimmetria di carica per differenti molteplicità di jet: risultati per una diminuzione della scala dell'energia (sinistra), per il valore centrale (centro), per un aumento (destra).

Nella nota [35] le correzioni all'energia dei jet sono state stimate utilizzando campioni Monte Carlo di eventi a due jet e direttamente dai dati. A causa della statistica limitata dei dati queste correzioni presentano un'incertezza che dipende sia da η che da p_T .

A tal fine si è variata la scala dell'energia dei jet di $\pm 1\sigma$ e ripetuta l'analisi. Come errore sistematico si prende dunque la differenza più grande tra il valore centrale e quello con la scala aumentata o diminuita.

La tabella 5.7 e le figure 5.17 e 5.18 mostrano la variazione dell'asimmetria dovuta a questo effetto.

5.4.5 Riassunto delle sistematiche

Le incertezze sistematiche prese in considerazione sono dunque: l'identificazione errata della carica, l'efficienza nei due bin di η (barrel e endcap), la scala dell'energia di ECAL e la scala dell'energia dei jet. Inoltre si è tenuta in considerazione la differenza di efficienza di selezione per elettroni e positroni (1.5% per il barrel e 3% per l'endcap). La tabella 5.8 mostra i risultati ottenuti per ciascun effetto e il totale delle incertezze sistematiche per ogni categoria di dati.

In tabella 5.9 sono invece mostrati i risultati della misura dell'asimmetria, il primo errore è statistico, il secondo sistematico.

Categoria	$A_{JESDown}$	$A_{NOScale}$	A_{JESUp}
$N_{Jet}=0$ EB	0.1837 ± 0.0050	0.1882 ± 0.0048	0.1875 ± 0.0055
$N_{Jet}=0$ EE	0.2814 ± 0.0080	0.2814 ± 0.0078	0.2821 ± 0.0081
$N_{Jet}=1$ EB	0.148 ± 0.012	0.148 ± 0.012	0.151 ± 0.012
$N_{Jet}=1$ EE	0.265 ± 0.019	0.254 ± 0.019	0.259 ± 0.018
$N_{Jet}=2$ EB	0.109 ± 0.030	0.118 ± 0.029	0.115 ± 0.027
$N_{Jet}=2$ EE	0.210 ± 0.051	0.220 ± 0.048	0.233 ± 0.045
$N_{Jet}=3$ EB	0.11 ± 0.10	0.15 ± 0.10	0.176 ± 0.091
$N_{Jet}=3$ EE	0.21 ± 0.16	0.23 ± 0.17	0.32 ± 0.16

Tabella 5.7: Asimmetria di carica per differenti molteplicità di jet: risultati per una diminuzione della scala dell'energia dei jet (sinistra), per il valore centrale (centro), per un aumento (destra).

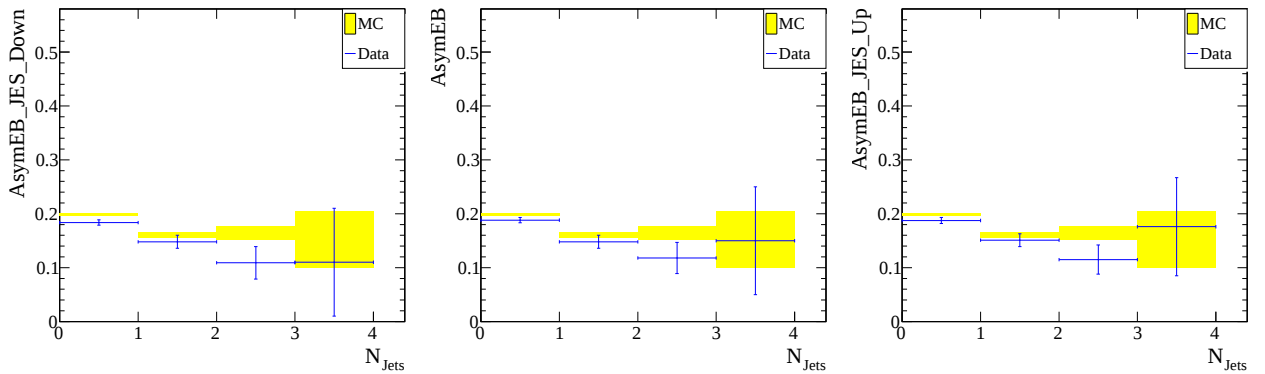


Figura 5.17: Asimmetria di carica in eventi $W + jet$ in funzione del numero di jet ricostruiti per elettroni nel barrel. I grafici corrispondono al valore nominale della scala dell'energia dei jet (grafico centrale) e alla scala dell'energia diminuita o aumentata di una σ (rispettivamente grafico a sinistra e a destra). In giallo è riportata la previsione Monte Carlo con relativo errore statistico.

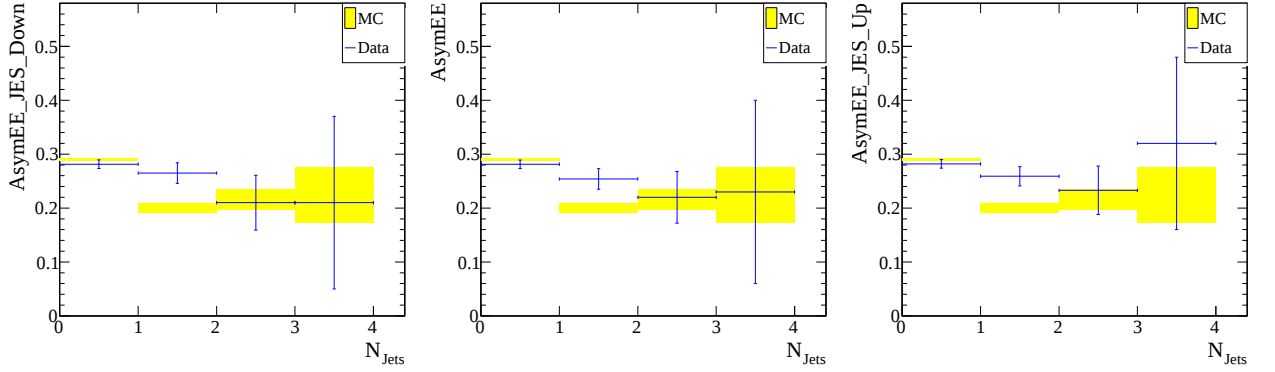


Figura 5.18: Asimmetria di carica in eventi $W + jet$ in funzione del numero di jet ricostruiti per elettroni negli endcap. I grafici corrispondono al valore nominale della scala dell'energia dei jet (grafico centrale) e alla scala dell'energia diminuita o aumentata di una σ (rispettivamente grafico a sinistra e a destra). In giallo è riportata la previsione Monte Carlo con relativo errore statistico.

Categoria	charge mis-id α	Electron scale	Jet Energy Scale	Efficiency	Total
$N_{Jet}=0$ EB	0.0004	0.0034	0.0045	0.00	0.0057
$N_{Jet}=0$ EE	0.0017	0.0050	0.0007	0.0028	0.0060
$N_{Jet}=1$ EB	0.0003	0.0009	0.0029	0.0030	0.0042
$N_{Jet}=1$ EE	0.0015	0.011	0.011	0.0025	0.016
$N_{Jet}=2$ EB	0.0002	0.003	0.008	0.00	0.0089
$N_{Jet}=2$ EE	0.0013	0.016	0.013	0.00	0.021
$N_{Jet}=3$ EB	0.0003	0.048	0.039	0.00	0.062
$N_{Jet}=3$ EE	0.0014	0.081	0.095	0.007	0.13

Tabella 5.8: Riassunto degli errori sistematici per differenti molteplicità di jet.

5.5 Ulteriori verifiche

In questo paragrafo vengono presentate alcune verifiche ulteriori e modifiche all'analisi fatte per validare il risultato ottenuto e confrontare il risultato ottenuto con quello di altre analisi.

Categoria	A	A MC
$N_{Jets} = 0$ EB	$0.1883 \pm 0.0048 \pm 0.0054$	0.1985 ± 0.0018
$N_{Jets} = 0$ EE	$0.2823 \pm 0.0076 \pm 0.0046$	0.2943 ± 0.0025
$N_{Jets} = 1$ EB	$0.146 \pm 0.011 \pm 0.006$	0.1641 ± 0.0052
$N_{Jets} = 1$ EE	$0.252 \pm 0.018 \pm 0.017$	0.2052 ± 0.0084
$N_{Jets} = 2$ EB	$0.117 \pm 0.029 \pm 0.009$	0.164 ± 0.012
$N_{Jets} = 2$ EE	$0.220 \pm 0.048 \pm 0.019$	0.216 ± 0.019
$N_{Jets} = 3$ EB	$0.15 \pm 0.10 \pm 0.04$	0.151 ± 0.032
$N_{Jets} = 3$ EE	$0.22 \pm 0.16 \pm 0.09$	0.215 ± 0.048

Tabella 5.9: Asimmetria di carica per differenti molteplicit  di jet includendo gli errori sistematici.

5.5.1 Regioni avanti e indietro del rivelatore

In questo paragrafo si discute la verifica della risposta del rivelatore per valori positivi o negativi di η . Infatti due valori differenti dell'asimmetria potrebbero evidenziare un possibile non allineamento del tracciatore e di ECAL e costituire una possibile fonte di errore sistematico. Per il bin a 0 jet, dove la statistica   maggiore e permette ulteriori suddivisioni dei bin in η , sia il barrel che gli endcap sono stati separati nelle due parti con η positiva e negativa (EB +/-, EE +/-) ed   stata calcolata l'asimmetria separatamente. La tabella 5.10 mostra i valori ottenuti per le differenti regioni e fa vedere che i risultati ottenuti sono compatibili entro le incertezze statistiche.

Categoria	W^+	W^-	A
$N_{Jets}=0$ EB+	25662 ± 291	17105 ± 196	0.2001 ± 0.0077
$N_{Jets}=0$ EB-	25488 ± 330	17358 ± 223	0.1897 ± 0.0088
$N_{Jets}=0$ EE+	12271 ± 158	6953 ± 130	0.276 ± 0.010
$N_{Jets}=0$ EE-	11781 ± 184	6633 ± 139	0.279 ± 0.012

Tabella 5.10: Asimmetria per eventi $W + 0$ jet suddivisi in regioni di η positive e negative.

5.5.2 Combinazione di EB e EE e misura inclusiva

Le altre misure dell'asimmetria di carica fatte in CMS non dividono i campioni di dati in numero di jet esclusivi e non separano barrel e endcap. Per confrontare

questa analisi con i risultati già pubblicati combiniamo insieme i due bin di eta utilizzati.

Per fare ciò bisogna tenere conto del fatto che le efficienze del barrel e degli endcap, come si può vedere in figura 5.14, sono abbastanza diverse. L'asimmetria in tutta la regione di $|\eta|$ da 0 a 2.5 può essere definita come:

$$A = \frac{W_{TOT}^+ - W_{TOT}^-}{W_{TOT}^+ + W_{TOT}^-} \quad (5.5)$$

dove $W_{TOT}^\pm = W_{EB}^\pm + W_{EE}^\pm$ è il numero totale di eventi che si sarebbero osservati nel barrel e negli endcap con una selezione efficiente al 100%. Tenendo conto che l'efficienza del barrel e dell'endcap è differente la formula 5.5 diventa:

$$A = \frac{\frac{W_{EB}^+}{\varepsilon_{EB}} + \frac{W_{EE}^+}{\varepsilon_{EE}} - \frac{W_{EB}^-}{\varepsilon_{EB}} - \frac{W_{EE}^-}{\varepsilon_{EE}}}{\frac{W_{EB}^+}{\varepsilon_{EB}} + \frac{W_{EE}^+}{\varepsilon_{EE}} + \frac{W_{EB}^-}{\varepsilon_{EB}} + \frac{W_{EE}^-}{\varepsilon_{EE}}} = \frac{A_{EB} + \frac{A_{EE}N_{EE}}{rN_{EB}}}{1 + \frac{N_{EE}}{rN_{EB}}} \quad (5.6)$$

dove r è il rapporto tra l'efficienza degli endcap e quella del barrel. Dalla simulazione Monte Carlo le efficienze stimate per barrel e endcap sono: $\varepsilon_{EB} = 0.653$ e $\varepsilon_{EE} = 0.535$, che danno un valore del rapporto pari a $r = 0.818$.

Il rapporto tra le due efficienze di EB e EE è stato anche stimato direttamente dai dati usando la formula 5.7:

$$r^{DATA} = \frac{\varepsilon_{EE}^{DATA}}{\varepsilon_{EB}^{DATA}} = r \frac{\frac{N_{EB}^{MC}}{N_{EB}^{DATA}}}{\frac{N_{EE}^{MC}}{N_{EE}^{DATA}}} \quad (5.7)$$

Usando questa formula si ottiene $r^{DATA} = 0.769$ un valore che differisce dalla stima Monte Carlo del 5%. Dunque correggiamo i valori con r_{DATA} e prendiamo la differenza con il valore Monte Carlo come errore sistematico.

In tabella 5.11 sono riportati i valori dell'asimmetria combinata di barrel ed endcap calcolati con la formula 5.6. I valori MC sono ottenuti trattando gli eventi simulati come i dati eccetto per quanto riguarda il fit, visto che per il MC possiamo sapere il numero di elettroni senza eseguire il fit. In altre parole per calcolare l'asimmetria utilizziamo solamente gli eventi che hanno passato la selezione, usando la carica ricostruita (non quella a livello di generatore), per dividere eventi positivi

e negativi.

Categoria	W_{TOT}^+	W_{TOT}^-	A_{corr}	MC value
$N_{Jets} = 0$	123039 ± 600	78755 ± 410	0.2428 ± 0.0041	0.2351 ± 0.0014
$N_{Jets} = 1$	14129 ± 1600	9822 ± 130	0.201 ± 0.010	0.1770 ± 0.0044
$N_{Jets} = 2$	2545 ± 70	1876 ± 62	0.166 ± 0.025	0.182 ± 0.010
$N_{Jets} = 3$	377 ± 34	261 ± 32	0.197 ± 0.091	0.173 ± 0.027

Tabella 5.11: Valori dell'asimmetria di carica per differenti molteplicit  di jet.

Dopo aver fatto ci  abbiamo anche ottenuto i risultati per bin nel numero di jet inclusivi, utilizzando i dati in tabella 5.11 e aggiungendo i risultati del fit per $N_{Jet} \geq 4$. I risultati inclusivi sono mostrati in tabella 5.12.

Categoria	A_{corr}	A MC Value
$N_{Jets} \geq 0$	$0.2165 \pm 0.0038 \pm 0.0045$	0.2267 ± 0.0014
$N_{Jets} \geq 1$	$0.1788 \pm 0.0096 \pm 0.0062$	0.1755 ± 0.0040
$N_{Jets} \geq 2$	$0.157 \pm 0.025 \pm 0.009$	0.1835 ± 0.0097
$N_{Jets} \geq 3$	$0.174 \pm 0.082 \pm 0.060$	0.193 ± 0.026

Tabella 5.12: Risultati dell'asimmetria di carica totale in bin inclusivi per il numero di jet.

In questo modo abbiamo potuto confrontare i nostri risultati con l'asimmetria calcolata nel canale muonico ($W \rightarrow \mu\nu$) + jet [36]. In figura 5.19 si pu  vedere il confronto tra i due risultati in funzione del numero di jet (che in questo caso   inclusivo ≥ 0 , ≥ 1 , ≥ 2 , ≥ 3).

Si pu  osservare un buon accordo tra le due misure.

5.5.3 Modifica della soglia in p_T

Nella nota di analisi di CMS [37] l'asimmetria di carica per eventi $W \rightarrow e\nu$ viene calcolata senza dividere in numero di jet, suddividendo gli eventi in bin di η e utilizzando un differente taglio in p_T per gli elettroni. Abbiamo dunque rifatto la stessa analisi illustrata in questa tesi con due differenti tagli sull'impulso trasverso dell'elettrone ($> 25, 30$ GeV) e calcolato i risultati in bin inclusivi combinando barrel ed endcap come illustrato nel paragrafo precedente. La scelta di un taglio in p_T pi 

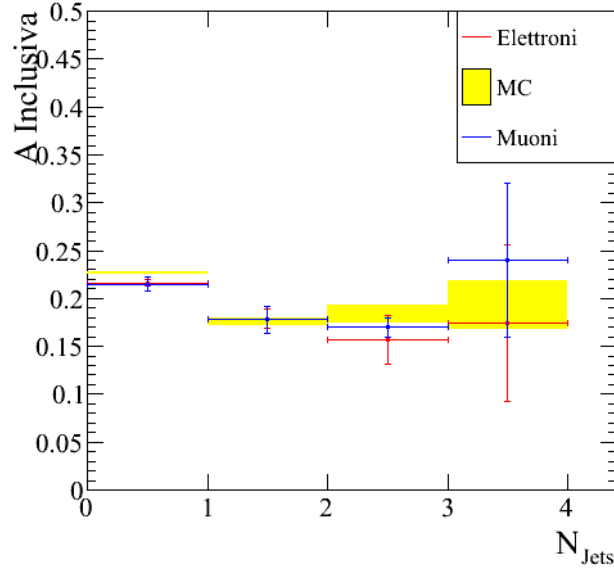


Figura 5.19: Confronto tra i risultati ottenuti in questa analisi e quelli ottenuti nel canale muonico.

alto aumenta la purezza del campione di dati in quanto gli elettroni del fondo hanno generalmente un impulso minore di quelli del segnale, tuttavia l'efficienza sul segnale diminuisce; in particolare questo effetto riduce l'efficienza totale di circa il 2%. Per confrontare il risultato ottenuto con quello di questa analisi, è stata effettuata una media pesando i risultati nei vari bin di η con il numero di eventi in quel bin. Il valore ottenuto è stato confrontato con il nostro valore per $N_{Jet} \geq 0$. In tabella 5.13 sono riportati i risultati per i due tagli in p_T e si può notare un buon accordo tra i due.

5.6 Discussione sui risultati dell'asimmetria

I valori ottenuti in questa analisi per l'asimmetria di carica in eventi $W \rightarrow e\nu(+jet)$ sono in buon accordo con le previsioni del Modello Standard. La misura con i dati del 2010 risulta affetta da un errore statistico notevole per quanto riguarda gli eventi con 2 o più jet. I dati del 2011 consentono di studiare questi eventi con maggiore

statistica e verranno discussi nel capitolo 6. I valori dell'asimmetria di carica non evidenziano, entro gli errori, segno di nuova fisica e sono in buon accordo con i valori delle PDF utilizzati nella simulazione che sono CTEQ6.

$p_T > 25 \text{ GeV}$	
Risultato	Risultato AN-2010/299
$0.1998 \pm 0.0044(\text{sist})$	$0.1941 \pm 0.0033(\text{sist})$
$p_T > 30 \text{ GeV}$	
Risultato	Risultato AN-2010/299
$0.1656 \pm 0.0044(\text{sist})$	$0.1728 \pm 0.0033(\text{sist})$

Tabella 5.13: Confronto per l'asimmetria di carica misurata con l'analisi descritta in questa tesi e i risultati della nota AN-2010/299 [37], per differenti valori del taglio in impulso trasverso. Per i dettagli si rimanda al paragrafo 5.5.3.

Capitolo 6

Analisi dei dati raccolti nel 2011

A causa dell'elevata luminosità istantanea i dati raccolti nel 2011 differiscono da quelli del 2010 per via delle problematiche introdotte dall'alto pile-up. Come si può vedere dalla figura 6.1 che mostra il numero di vertici ricostruiti nei dati raccolti nel 2011, si hanno circa 5 interazioni in media per ogni incrocio dei fasci. In questo capitolo sono illustrate le modifiche apportate all'analisi per la misura dell'asimmetria di carica. I dati analizzati corrispondono a una luminosità integrata di 191 pb^{-1} , raccolti fino al 10 Maggio 2011.

6.1 Modifiche alla selezione degli elettroni

6.1.1 Identificazione degli elettroni

Per l'analisi dei dati raccolti nel 2011 è stata seguita una strategia leggermente diversa da quella descritta nei capitoli precedenti. Innanzitutto, visto che il trigger utilizzato impone per l'elettrone un $p_T \geq 27 \text{ GeV}$ non è possibile ripetere l'analisi con il taglio in p_T a 20 o 25 GeV come per il 2010. Si sceglie dunque di ripetere l'analisi richiedendo un impulso trasverso per l'elettrone maggiore di 30 GeV.

Un altro problema relativo al pile-up è quello della possibile perdita di efficienza delle variabili utilizzate per identificare l'elettrone. Questo è dovuto al fatto che avendo un numero maggiore di particelle nell'evento, l'ambiente sperimentale in cui

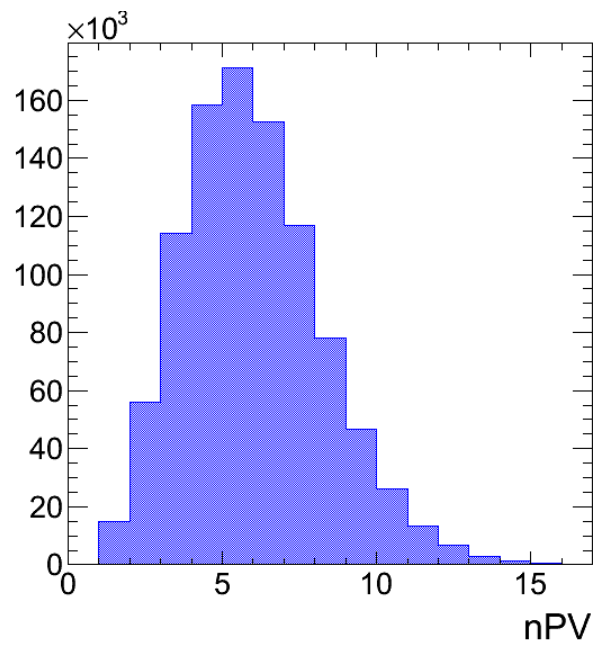


Figura 6.1: Numero di vertici primari ricostruiti per i dati raccolti nel 2011. I dati corrispondono a una luminosità integrata di 191 pb^{-1}

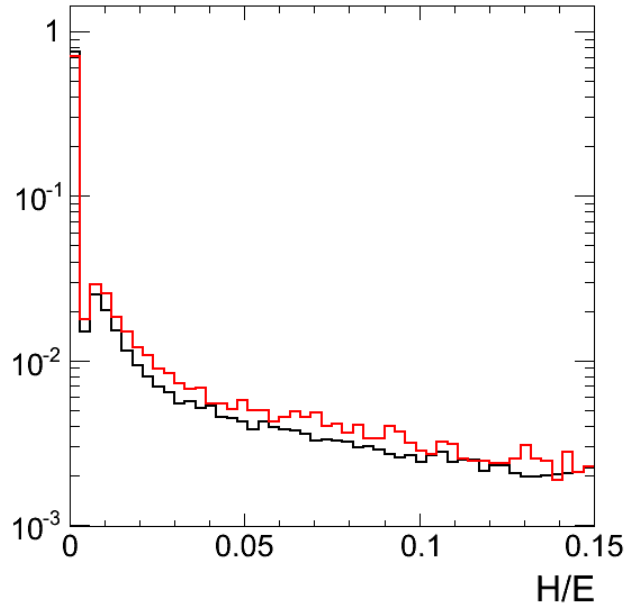


Figura 6.2: Distribuzione di H/E per i dati del 2010 (nero) e del 2011 (rosso) per elettroni negli endcap, stimata da campioni Monte Carlo. Entrambi gli istogrammi sono normalizzati per avere area unitaria.

si va ad identificare un elettrone è peggiore e quindi i tagli descritti nel capitolo 4 potrebbero essere troppo poco efficienti sul segnale.

L'efficienza per le quattro variabili di identificazione: Δ_η , Δ_Φ , $\sigma_{\eta\eta}$ e H/E è stata studiata su campioni Monte Carlo con alto pile-up (fino a 10 eventi per incrocio dei fasci). Mentre per le prime tre variabili non è stata riscontrata una perdita di efficienza significativa, H/E , essendo una misura di energia, risente notevolmente del pile-up, infatti l'aumento del numero medio di particelle per evento comporta un aumento dell'energia media nell'evento. La perdita di efficienza rispetto al caso senza pile-up è notevole soprattutto per l'endcap, come mostrato in figura 6.2. Come si può notare infatti i dati del 2011 mostrano una coda maggiore rispetto a quelli del 2010 (si ricorda che il valore di taglio per l'endcap è 0.025).

Per recuperare eventi di segnale nei dati del 2011 H/E non è stata utilizzata come variabile di identificazione e a seguito di ciò i valori di soglia delle altre tre variabili sono stati ottimizzati nuovamente. Il valore di soglia ottimale per l'isola-

mento complessivo (tracciatore, ECAL e HCAL) è di 0.04 per il barrel e 0.033 per gli endcap.

6.1.2 Isolamento

Il pile-up influenza notevolmente la definizione di elettrone isolato, poiché come illustrato nel capitolo 4.4.3.3 nei calorimetri si sceglie una regione attorno al candidato elettrone e si va a misurare l'energia contenuta in essa. A causa di eventi multipli la densità di tracce e di energia è molto maggiore rispetto al 2010 quindi mantenendo i tagli ottimizzati sulle condizioni di pile-up passate si ha una notevole perdita di efficienza soprattutto per eventi con alto numero di vertici primari. Per recuperare efficienza su eventi di segnale si definisce la variabile ρ , che rappresenta il livello di “rumore” diffuso, cioè la quantità di momento trasverso per unità di area dovuto a particelle provenienti da eventi di pile-up [38]. In questo modo una generica variabile di isolamento x può essere ridefinita nel seguente modo:

$$x_{CORR} = x - \rho\pi(\Delta R)^2 \quad (6.1)$$

dove x è il valore nominale della variabile e ΔR il raggio del cono che si considera per l'isolamento. Questo procedimento è stato effettuato per tutte le variabili di isolamento utilizzate nella selezione, in questo modo non si sono dovuti modificare i valori di taglio riportati in tabella 4.3.

6.1.3 Modellizzazione del fondo

Il pile-up incide anche sulla distribuzione di massa trasversa per eventi di segnale e fondo. Mentre per il segnale la perdita di risoluzione non è rilevante e può essere ben assorbita dalla procedura di fit, si ha un cambiamento notevole nella distribuzione di massa trasversa per il fondo di eventi di QCD e $\gamma + \text{jet}$. In particolare, aumentando il numero di vertici primari, diventa più difficile ricostruire eventi con $\cancel{E}_T$, visto che c'è una probabilità non trascurabile di associare una traccia di una particella carica a un vertice errato. Questo fa sì che, in eventi con presenza di jet, la larghezza della distribuzione del fondo sia maggiore rispetto ad eventi a basso pile-up e dunque essa

va stimata nuovamente. Lo studio della distribuzione di massa trasversa per eventi di fondo è stato effettuato direttamente sui dati. In questo modo si è riusciti ad ottenere i parametri della funzione con cui fittare il fondo riproducendo esattamente gli effetti dovuti alle condizioni di pile-up, visto che la larghezza della funzione utilizzata per il fondo, che è il parametro maggiormente affetto dall'alto pile-up, è ottenuto direttamente dai dati.

Per fare ciò è stata eseguita una anti-identificazione dei dati, cioè è stato invertito il taglio nella variabile $\sigma_{\eta\eta}$. In questo modo si eliminano gli eventi di segnale e rimangono solamente quelli di fondo. Non si utilizzano tutte e tre le variabili di identificazione per non ridurre eccessivamente la statistica dei dati. Tuttavia, visto che $\sigma_{\eta\eta}$ è la variabile di identificazione più efficiente, questo è sufficiente a rimuovere gli eventi di segnale. Infatti, come si può vedere dalla distribuzione in massa trasversa per eventi con 1 jet ricostruito, riportata in figura 6.3, per gli eventi ottenuti con l'anti-identificazione non è presente il picco a 80 GeV.

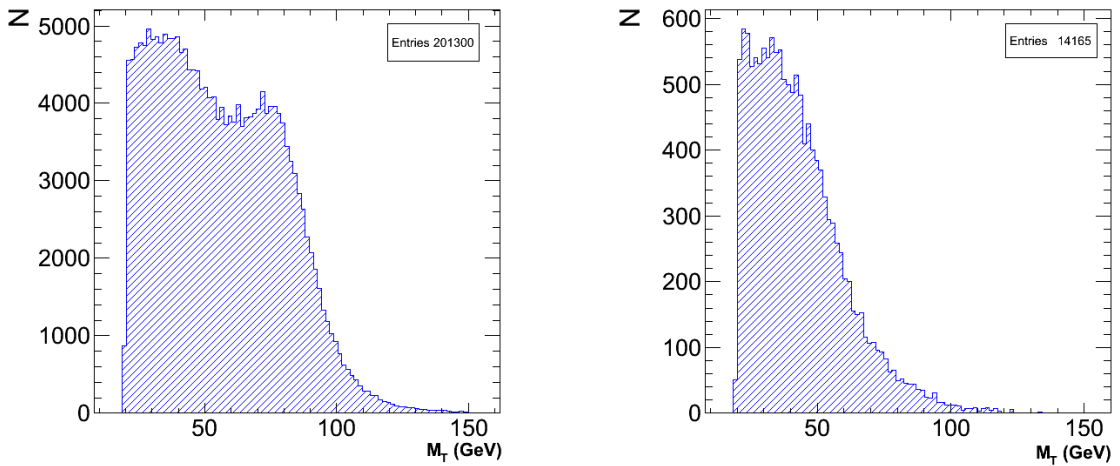


Figura 6.3: Distribuzione di massa trasversa per eventi con 1 jet ricostruito per eventi con applicato il taglio convenzionale in $\sigma_{\eta\eta}$ (sinistra) ed eventi con il taglio invertito (destra).

Distribuzioni analoghe sono state ottenute per eventi con differente numero di jet. La forma degli eventi di fondo è sostanzialmente indipendente dal numero di jet ottenuti, come si può notare dalla figura 6.4 in cui sono riportate le due distribuzioni

di massa trasversa per eventi con 1 e 2 jet. La distribuzione di massa trasversa inoltre è molto simile anche per i due diversi bin di η utilizzati.

Dunque si sceglie la distribuzione di eventi con 1 jet, che è quella con maggiore statistica, e si esegue un fit con una funzione Cruijff così come illustrato nel capitolo 5.3. In questo fit, visto che è presente il solo fondo, possono essere lasciati liberi di variare tutti i parametri della funzione. In questo modo si ottengono i valori da utilizzare nel fit ai dati per la componente di fondo, mentre la normalizzazione verrà lasciata libera.

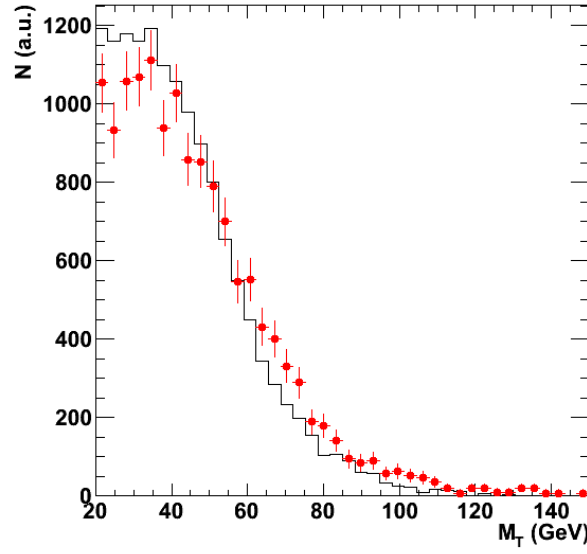


Figura 6.4: Distribuzione di massa trasversa per eventi con 1 jet (istogramma pieno) e con 2 jet (punti rossi). Gli istogrammi sono normalizzati alla stessa area, visto che ovviamente per gli eventi con 2 jet la statistica è molto minore.

In figura 6.5 è mostrato il risultato del fit al campione anti-identificato per eventi con 1 jet.

6.2 Fit ai dati

Avendo ottenuto una corretta modellizzazione del fondo è possibile passare al fit dei dati e calcolare l'asimmetria in funzione del numero di jet e di η . La procedura di fit

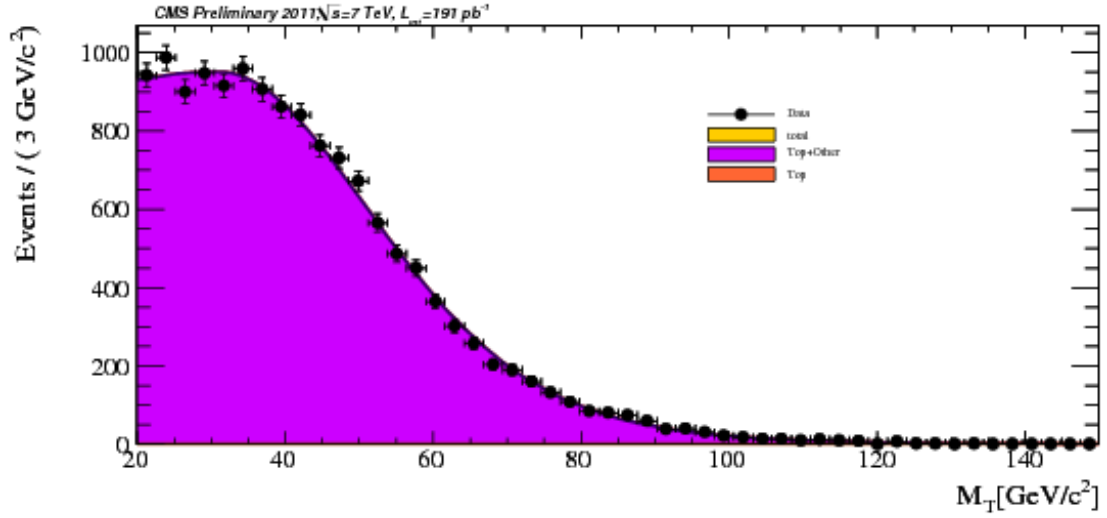


Figura 6.5: Risultato del fit al campione di dati anti-identificato per eventi con 1 jet

è la stessa descritta nel capitolo 5.3. Le figure da 6.6 a 6.9 mostrano i risultati del fit per le diverse categorie dei dati. In tabella 6.1 sono riportati i valori dell'asimmetria di carica ottenuti.

A differenza del 2010, con 191 pb^{-1} di luminosità integrata, si riesce a eseguire il fit per eventi con 2 e 3 jet, ottenendo un risultato con un errore statistico relativamente piccolo.

Categoria	A
$N_{Jet} = 0 \text{ EB}$	$0.1455 \pm 0.0016 \pm 0.0054$
$N_{Jet} = 0 \text{ EE}$	$0.2250 \pm 0.0025 \pm 0.0046$
$N_{Jet} = 1 \text{ EB}$	$0.1407 \pm 0.0078 \pm 0.006$
$N_{Jet} = 1 \text{ EE}$	$0.144 \pm 0.017 \pm 0.017$
$N_{Jet} = 2 \text{ EB}$	$0.096 \pm 0.012 \pm 0.009$
$N_{Jet} = 2 \text{ EE}$	$0.138 \pm 0.019 \pm 0.019$
$N_{Jet} = 3 \text{ EB}$	$0.122 \pm 0.028 \pm 0.04$
$N_{Jet} = 3 \text{ EE}$	$0.147 \pm 0.043 \pm 0.09$

Tabella 6.1: Asimmetria di carica per differenti molteplicità di jet, il primo errore è statistico, il secondo sistematico.

È stata effettuata una misura dell'asimmetria di carica anche per eventi con 4 jet

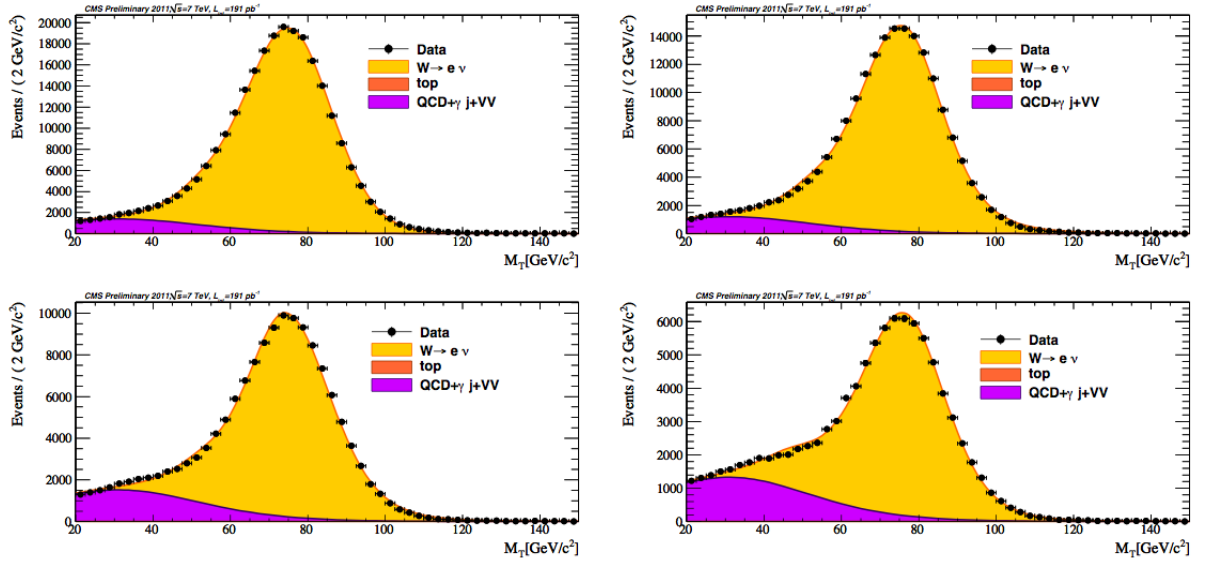


Figura 6.6: Risultati del fit alla distribuzione di massa trasversa per eventi con 0 jet ricostruiti, rispettivamente nel barrel (sopra) e nell'endcap (sotto) per elettroni con carica positiva (sinistra) e negativa (destra)

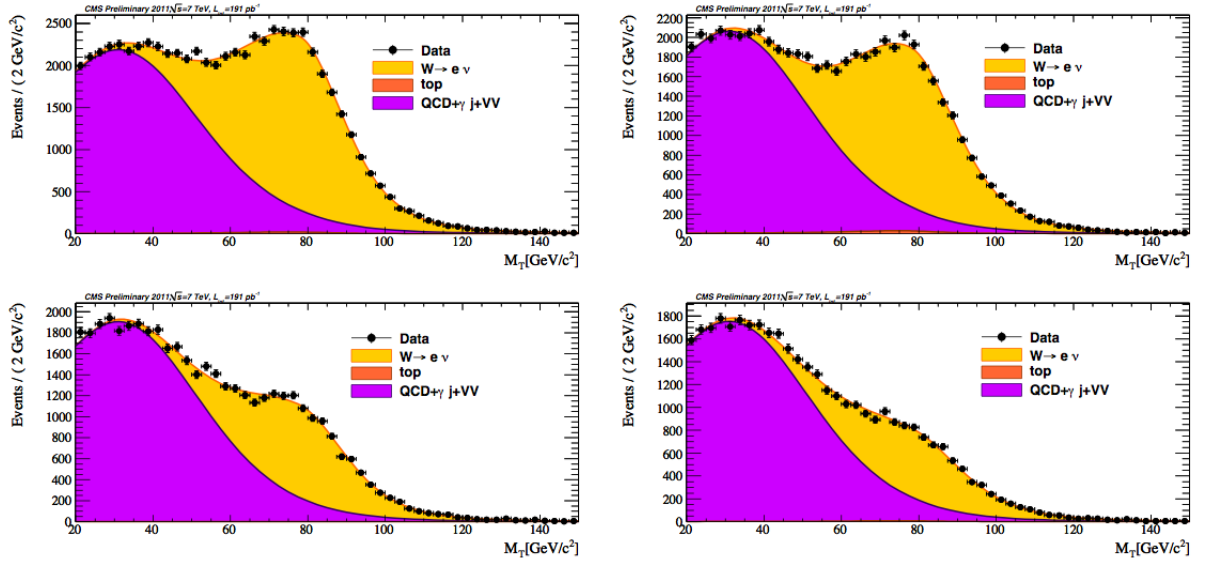


Figura 6.7: Risultati del fit alla distribuzione di massa trasversa per eventi con 1 jet ricostruito, rispettivamente nel barrel (sopra) e nell'endcap (sotto) per elettroni con carica positiva (sinistra) e negativa (destra)

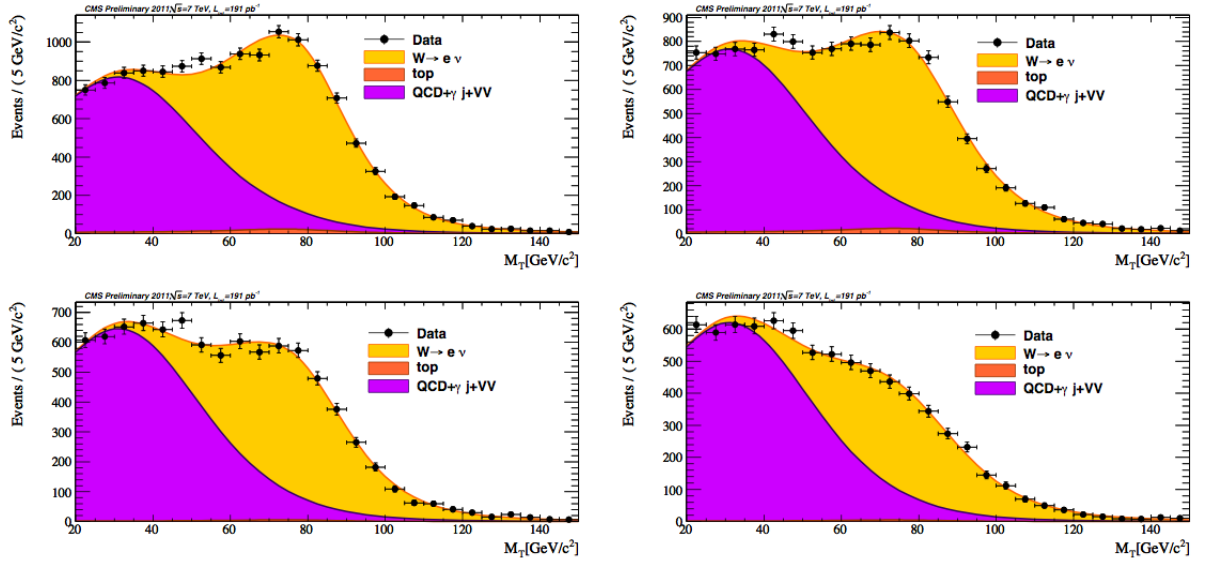


Figura 6.8: Risultati del fit alla distribuzione di massa trasversa per eventi con 2 jet ricostruiti, rispettivamente nel barrel (sopra) e nell'endcap (sotto) per elettroni con carica positiva (sinistra) e negativa (destra)

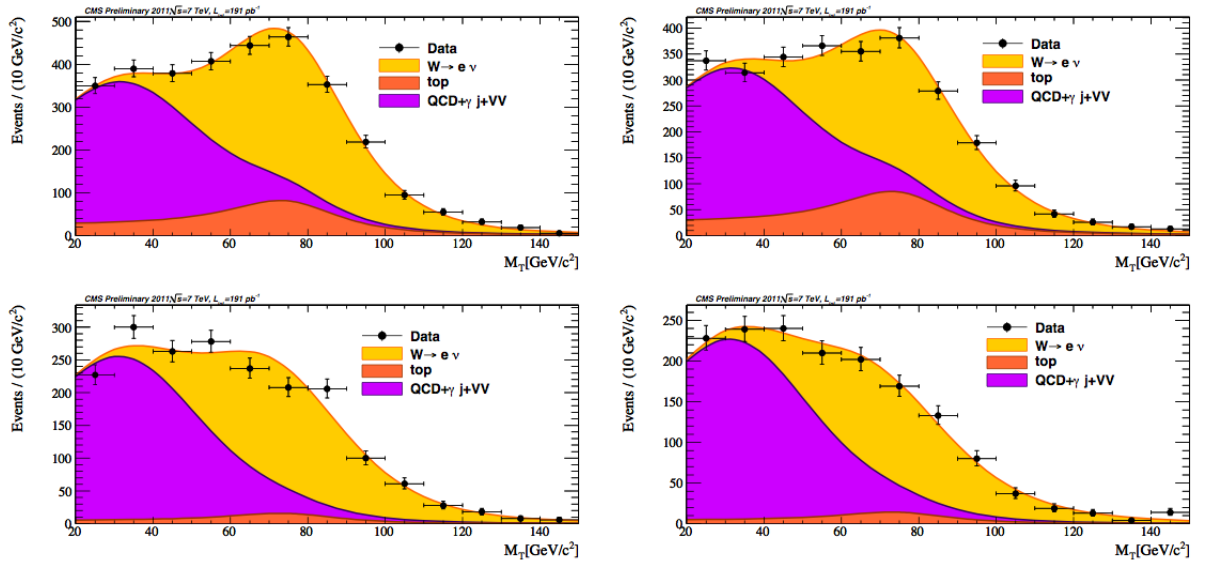


Figura 6.9: Risultati del fit alla distribuzione di massa trasversa per eventi con 3 jet ricostruiti, rispettivamente nel barrel (sopra) e nell'endcap (sotto) per elettroni con carica positiva (sinistra) e negativa (destra)

ricostruiti. Per fare ciò è necessario stimare correttamente il fondo dovuto a eventi di top che per 4 jet ricostruiti è il contributo più importante. Infatti in eventi $t\bar{t}$, visto che il top decade praticamente sempre in un b e un bosone W , se un W decade adronicamente (come accade nel 69% dei casi) e uno leptonicamente ($\sim 10\%$ dei casi), si hanno 3 jet nello stato finale. A tal fine si stima il numero di eventi di top con 0, 1, ≥ 2 jet originati da un quark b dal Monte Carlo, considerando ovviamente l'accettanza angolare del rivelatore. Il fattore di normalizzazione tra dati e Monte Carlo per il canale $t\bar{t}$ è stimato facendo il rapporto tra eventi con ≥ 2 b-jet nei dati e nel MC, visto che nel bin di due b-jet ci sono praticamente solo eventi top. Osservando il numero di eventi con 2 b-jet nei dati e dai campioni MC è possibile stimare il fattore di scala. In figura 6.10 sono mostrati il numero di eventi con 0, 1, $\geq$ due jet b-tagati per eventi con 4 jet ricostruiti per positroni nel barrel.

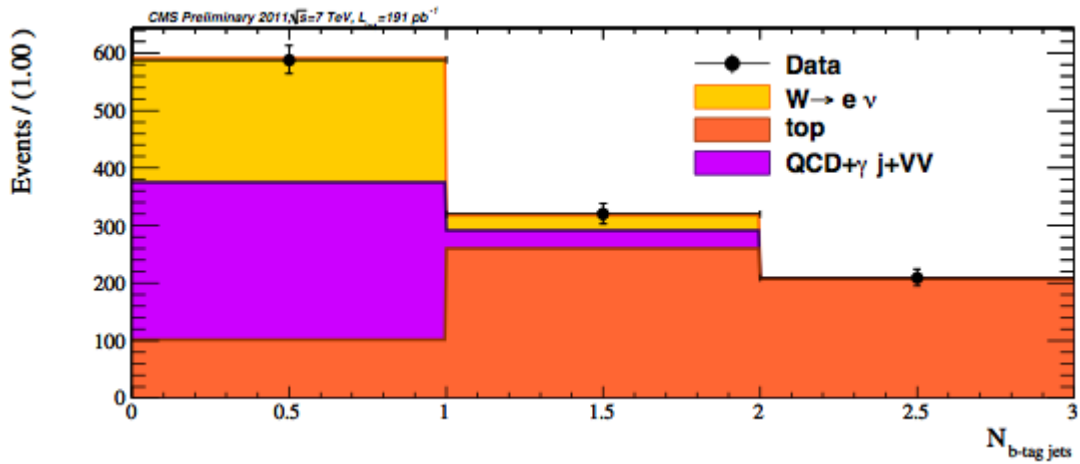


Figura 6.10: Risultati del fit alla distribuzione del numero di jet b-tagati per eventi con 4 jet ricostruiti nel barrel per elettroni con carica positiva.

Il procedimento seguito si è dimostrato coerente con quanto predetto dalle stime Monte Carlo, tuttavia a causa della statistica troppo limitata, gli errori statistici sono tali che il numero di W^+ trovati dal fit sono compatibili con il numero di W^- non permettendo dunque una stima attendibile dell'asimmetria di carica per eventi a 4 jet. In figura 6.11 sono riportati i fit per eventi a 4 jet.

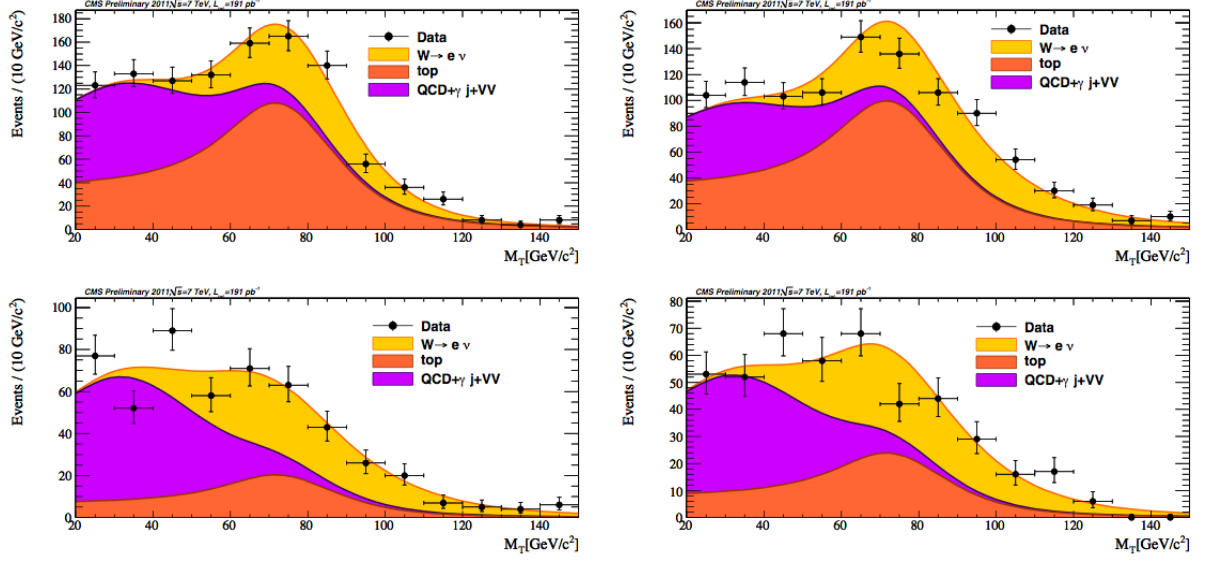


Figura 6.11: Risultati del fit alla distribuzione di massa trasversa per eventi con 4 jet ricostruiti, rispettivamente nel barrel (sopra) e nell'endcap (sotto) per elettroni con carica positiva (sinistra) e negativa (destra)

Come si può notare, grazie ai dati raccolti del 2011 si riesce ad ottenere un'errore statistico comparabile con quello sistematico in tutti i bin considerati. Per testare la coerenza del procedimento utilizzato, dai risultati in tabella 6.1 si calcola il valore inclusivo per $N_{Jet} \geq 0$, utilizzando il metodo illustrato nel capitolo 5.5.2. Il valore ottenuto è pari a 0.16962 ± 0.00097 (stat) compatibile con il valore riportato in tabella 5.13 con il taglio in p_T a 30 GeV, pari a 0.1656 ± 0.0032 (stat) ± 0.0044 (sist). Inoltre in figura 6.12, è mostrato l'accordo tra dati e Monte Carlo in funzione del numero di jet combinando barrel e endcap per i dati del 2011, da confrontare con l'analogo grafico per i dati del 2010 (fig. 5.19).

6.2.1 Conclusioni

In conclusione l'analisi dei dati del 2011, a causa della luminosità istantanea più alta presenta due differenze fondamentali rispetto a quella del 2010:

- Non può essere ripetuta con lo stesso taglio in impulso trasverso visto che la soglia in impulso trasverso del trigger è aumentata a 27 GeV. Il taglio in p_T

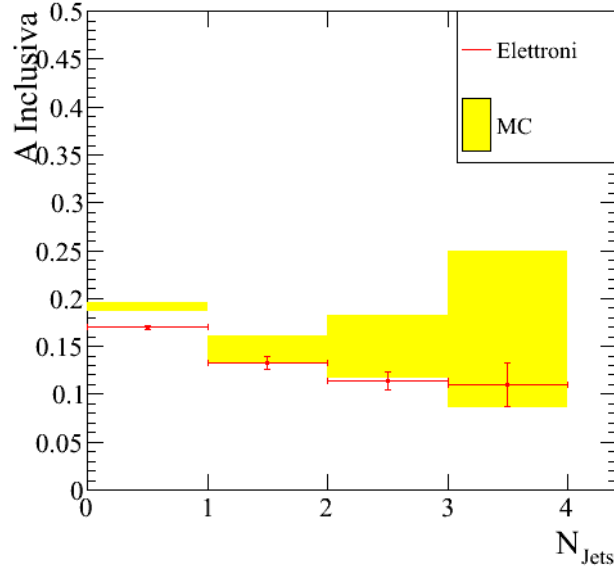


Figura 6.12: Confronto tra i risultati ottenuti in questa analisi e le previsioni Monte Carlo (con gli errori statistici) combinando barrel ed endcap, per i dati del 2011.

minimo è dunque 30 GeV.

- La presenza di eventi ad alto pile-up causa maggiori difficoltà nella selezione degli eventi e nella procedura di fit.

Tuttavia l'elevata statistica dei dati (più di 5 volte quella del 2010) permette una misura dell'asimmetria di carica fino a 3 jet con un errore statistico comparabile con quello sistematico, mentre l'analisi del 2010 permetteva questo solo per misure inclusive nel numero di jet oppure con 0 ed un jet.

In conclusione, i valori ottenuti per l'asimmetria di carica in eventi ($W \rightarrow e\nu$) + *jet* sono in buon accordo con le previsioni del modello standard. La misura con i dati del 2010 risulta affetta da un errore statistico notevole per quanto riguarda gli eventi con 2 o più jet. I dati del 2011 consentono di studiare questi eventi con maggiore statistica. I valori dell'asimmetria di carica non evidenziano, entro gli errori, segno di nuova fisica e sono in buon accordo con i valori delle PDF utilizzate, anche se si riscontra una sovrastima nel Monte Carlo, soprattutto nel barrel, osservata anche in altre analisi [39].

Capitolo 7

Conclusioni

In questa tesi è stata presentata la misura dell'asimmetria di carica dell'elettrone in eventi W +jet in collisioni protone-protone nell'esperimento CMS ad LHC. È la prima analisi di questa misura effettuata in CMS.

I valori ottenuti per l'asimmetria permetteranno di studiare con maggior dettaglio la struttura interna del protone e le funzioni di distribuzione dei quark al suo interno. Il modello teorico CTEQ utilizzato da CMS per descrivere le *parton distribution functions* dei protoni sembra descrivere bene, entro gli errori, le distribuzioni dei bosoni W^+ e W^- anche prodotti in associazione a uno o più jet. In questa tesi sono stati presentati gli strumenti per isolare il canale $pp \rightarrow W^\pm \rightarrow e^\pm \nu_e (+jet)$ rispetto al fondo dovuto ad altri processi e per estrarre il valore dell'asimmetria di carica. Tali strumenti, elaborati su simulazioni Monte Carlo, sono stati applicati sui primi dati di CMS mostrando un ottimo accordo fra dati raccolti e simulazioni.

Il segnale è stato studiato in dettaglio nei dati raccolti nel 2010 e nel 2011. L'analisi ha messo a punto una selezione e un algoritmo di fit affidabile, con una stima dei parametri cruciali delle distribuzioni direttamente dai dati. Tale procedura, applicata generalmente nelle analisi dati di CMS, permette di ridurre al minimo le incertezze dovute alle simulazioni Monte Carlo. In questo lavoro è stato evidenziato che le sistematiche (dovute maggiormente alla scala del calorimetro e alla scala dell'energia dei jet) sono sotto controllo grazie alla procedura di estrazione del segnale elaborata.

I dati del 2010 sono stati raccolti con una luminosità istantanea tale che il numero

di interazioni multiple per incrocio dei fasci era trascurabile. Questa analisi ha anche dimostrato che, grazie ad alcune accortezze nell'uso di determinate variabili che sono sensibili al pile-up, è pur sempre possibile evidenziare il segnale dei W nella distribuzione di massa trasversa anche nei dati raccolti nel 2011, con una luminosità istantanea più alta.

La maggiore statistica raccolta fino a maggio del 2011 ha permesso di estendere l'analisi fino ad eventi con 3 jet con un errore statistico comparabile con quello sistematico.

In futuro, con l'aumento ulteriore della luminosità istantanea della macchina bisognerà studiare nuovi algoritmi a livello di HLT per riuscire a scrivere su nastro un campione di segnali con un basso taglio di impulso trasverso dell'elettrone (30 GeV come in questa analisi). Ad esempio sarà necessario utilizzare algoritmi incrociati che richiedano un elettrone e almeno un jet oppure che utilizzino anche una soglia inferiore per l'energia trasversa mancante.

I valori dell'asimmetria di carica ottenuti non sembrano evidenziare chiari segnali di nuova fisica, tuttavia visto che LHC può accedere a regimi di energia ancora non esplorati, in futuro, anche con una conoscenza più dettagliata delle PDF ottenuta grazie a questa e ad altre analisi di fisica elettrodebole, sarà eventualmente possibile evidenziare contributi di nuova fisica in altri canali di ricerca.

I risultati relativi al 2010 presentati in questa tesi sono in ottimo accordo con quelli misurati nel canale muonico, sono stati già pubblicati in una *Analysis note* [40] e saranno presto pubblicati in una *Physics Analysis Summary* [36] che è attualmente in fase di *review* per un articolo di CMS.

Bibliografia

- [1] S. Weinberg, Conceptual foundations of the unified theory of weak and electromagnetic interactions, *Reviews of Modern Physics* 52 (1980) 515–523. doi:10.1103/RevModPhys.52.515.
- [2] S. L. Glashow, Partial-symmetries of weak interactions, *Nuclear Physics* 22 (1961) 579–588. doi:10.1016/0029-5582(61)90469-2.
- [3] A. Salam, *Elementary particle theory*, ed. N. Svartholm, Almquist and Wiksell (1968) 367–377.
- [4] P. W. Higgs, *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*, *Phys. Rev. Lett.* 13 (16) (1964) 508–509. doi:10.1103/PhysRevLett.13.508.
- [5] S. Dimopoulos, H. Georgi, *Softly broken supersymmetry and $SU(5)$* , *Nuclear Physics B* 193 (1981) 150–162. doi:10.1016/0550-3213(81)90522-8.
- [6] K. Nakamura, *Review of Particle Physics*, *Physical Review D* 66.
URL <http://pdg.lbl.gov>
- [7] C. Albajar, et al., *Studies of intermediate vector boson production and decay in UA1 at the CERN proton-antiproton collider*, *Zeitschrift für Physik C Particles and Fields* 44 (1989) 15–61, 10.1007/BF01548582.
URL <http://dx.doi.org/10.1007/BF01548582>
- [8] *A Combination of preliminary electroweak measurements and constraints on the standard model* Prepared from contributions of the LEP and SLD experiments to the 2004 summer conferences. arXiv:hep-ex/0412015.

- [9] E. Bruning, et al., *LHC design report. Vol. I: The LHC main ring* CERN-2004-003-V-1.
- [10] G. Sterman, et al., *Handbook of perturbative QCD*, Rev. Mod. Phys. 67 (1) (1995) 157–248. doi:10.1103/RevModPhys.67.157.
- [11] J. Feltesse, *Introduction to Parton Distribution Functions*, Scholarpedia 5 (11) (2010) 10160.
- [12] P. M. Nadolsky, H.-L. Lai, Q.-H. Cao, J. Huston, J. Pumplin, et al., *Implications of CTEQ global analysis for collider observables*, Phys.Rev. D78 (2008) 013004. arXiv:0802.0007, doi:10.1103/PhysRevD.78.013004.
- [13] A. D. Martin, W. J. Stirling, R. S. Thorne, G. Watt, *Parton distributions for the LHC*, European Physical Journal C 63 (2009) 189–285. arXiv:0901.0002, doi:10.1140/epjc/s10052-009-1072-5.
- [14] J. Rojo, S. Forte, R. Ball, L. Del Debbio, M. Ubiali, et al., *The impact of heavy quark mass effects in the NNPDF global analysis*, PoS DIS2010 (2010) 173. arXiv:1007.0354.
- [15] C.-H. Kom, W. J. Stirling, *Charge asymmetry in $W + jets$ production at the LHC*, European Physical Journal C 69 (2010) 67–73. arXiv:1004.3404, doi:10.1140/epjc/s10052-010-1353-z.
- [16] *The ALICE experiment at the CERN LHC*, 2008. doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08002.
- [17] G. Aad, et al., *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, JINST 3 (2008) S08003. doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08003.
URL <http://www-library.desy.de/cgi-bin/spiface/find/hep/www?irn=7955545>
- [18] R. Adolphi, et al., *The CMS experiment at the CERN LHC*, JINST 3 (2008) S08004. doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08004.
- [19] T. L. Collaboration, *The LHCb Detector at the LHC*, Journal of Instrumentation 3 (08) (2008) S08005.
URL <http://stacks.iop.org/1748-0221/3/i=08/a=S08005>

- [20] *The CMS electromagnetic calorimeter project*, Technical Design Report CMS, CERN, 1997.
- [21] CMS Collaboration, *CMS TriDAS project: Technical Design Report; 1, the trigger systems*, Technical Design Report CMS.
- [22] S. Baffioni, et al., *Electron reconstruction in CMS*, Eur. Phys. J. C49 (2007) 1099–1116.
- [23] R. Fruhwirth, *Application of Kalman filtering to track and vertex fitting*, Nucl. Instrum. Meth. A262 (1987) 444–450. doi:10.1016/0168-9002(87)90887-4.
- [24] R. Fruhwirth, *A gaussian-mixture approximation of the bethe-heitler model of electron energy loss by bremsstrahlung*, Computer Physics Communications 154 (2003) 131–142.
- [25] CMS Collaboration, *Commissioning of the Particle-flow Event Reconstruction with the first LHC collisions recorded in the CMS detector*, CMS PAS PFT 2010/001.
- [26] J. Weng, *A Global Event Description using Particle Flow with the CMS Detector*, ArXiv e-prints arXiv:0810.3686.
- [27] CMS Collaboration, *Jet Performance in pp Collisions at 7 TeV*, CMS PAS JME 2010/003.
- [28] M. Cacciari, G. P. Salam, G. Soyez, *The anti- k_t jet clustering algorithm*, Journal of High Energy Physics 2008 (04) (2008) 063.
URL <http://stacks.iop.org/1126-6708/2008/i=04/a=063>
- [29] N. Saoulidou, *Particle Flow Jet Identification Criteria*, CMS AN 2010/003.
- [30] CMS Collaboration, *Particle-Flow Event Reconstruction in CMS and Performance for Jets, Taus, and MET*.
- [31] CMS Collaboration, *Commissioning of b-jet identification with pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*.

- [32] N. Akchurin, et al., *Measurement of the Associated Production of Vector Bosons and Jets in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, CMS AN 2010/413.
- [33] S. Baffioni, et al., *Electron Charge Determination Commissioning from 7 TeV Data*, CMS AN 2010/468.
- [34] S. Nourbakhsh, R. Paramatti, L. Soffi, *Energy scale of CMS Electromagnetic Calorimeter with 2010 Data*, CMS AN 2011/038.
- [35] K. Kousouris, *Measurement of the relative jet energy scale in CMS with pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, CMS AN 2010/139.
- [36] CMS Collaboration, *Rates of Jets Produced in Association with W and Z Bosons*, CMS PAS EWK 2010/012.
- [37] M. Biasini, et al., *Electron Charge Asymmetry in $pp \rightarrow W(e\nu) + X$ Production at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the full 2010 dataset*, CMS AN 2010/299.
- [38] M. Cacciari, G. P. Salam, *Pileup subtraction using jet areas*, Phys. Lett. B659 (2008) 119–126. arXiv:0707.1378, doi:10.1016/j.physletb.2007.09.077.
- [39] S. Chatrchyan, et al., *Measurement of the lepton charge asymmetry in inclusive W production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, JHEP 04 (2011) 050. arXiv:1103.3470, doi:10.1007/JHEP04(2011)050.
- [40] F. Cavallari, E. Di Marco, F. Micheli, C. Rovelli, *Measurement of the electron charge asymmetry in $W \rightarrow e\nu + \text{jets}$ in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, CMS AN 2011/162.