

Università degli Studi di Firenze
Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali

DIPARTIMENTO DI FISICA

Tesi di Laurea in Fisica

di

Sandro Gonzi

**Misura del processo $Z + jets$ con i primi
dati di CMS a LHC**

Candidato: Sandro Gonzi

Relatore: Dott.ssa Elisabetta Gallo

Correlatore: Dott. Vitaliano Ciulli

Anno Accademico 2009/2010

Alla mia famiglia

Indice

Introduzione	1
1 La fisica di LHC e di CMS	5
1.1 Il <i>Modello Standard</i>	5
1.2 La teoria elettrodebole	8
1.2.1 Il meccanismo di Higgs	14
1.3 Superamento del <i>Modello Standard</i>	18
1.4 L'interazione forte	20
1.5 Le interazioni protone-protone	21
1.6 Il processo $pp \rightarrow Z + jets$	23
2 LHC e l'esperimento CMS	27
2.1 Il <i>Large Hadron Collider</i> (LHC)	27
2.1.1 Il programma di LHC	35
2.2 Il rivelatore CMS	37
2.2.1 Struttura generale di CMS	38
2.2.2 Il tracciatore al silicio	41
2.2.3 Il calorimetro elettromagnetico (ECAL)	45
2.2.4 Il calorimetro adronico (HCAL)	48
2.3 Il <i>trigger</i>	52
2.4 Il <i>software</i> di ricostruzione e di simulazione degli eventi: CMSSW	54

3 Produzione associata di Z e $jets$ adronici	57
3.1 Il processo $pp \rightarrow Z + n jets$	57
3.2 Generatori Monte Carlo	59
3.2.1 Generazione dei partoni nello stato finale	62
3.2.2 Adronizzazione: il modello di Lund	63
3.3 I generatori MADGRAPH e PYTHIA	64
3.4 Campioni utilizzati	65
3.5 Generazione degli eventi, simulazione del rivelatore e ricostruzione degli eventi con CMSSW	67
4 Ricostruzione degli elettroni e dei $jets$ nel processo $Z(\rightarrow e^+e^-) + jets$	71
4.1 Ricostruzione degli elettroni in CMSSW	71
4.1.1 Ricostruzione dell'energia depositata nel calorimetro elettromagnetico	73
4.1.2 Ricerca delle tracce guidata da ECAL	76
4.1.3 Ricostruzione delle tracce cariche	77
4.1.4 Preselezione degli elettroni	78
4.1.5 Misura dell'impulso degli elettroni	79
4.1.6 Isolamento	80
4.2 Ricostruzione dei $jets$ in CMSSW	80
4.2.1 Algoritmi di ricostruzione dei $jets$	81
4.2.2 Classificazione dei $jets$	82
4.2.3 Correzione energetica dei $jets$	85
4.3 Preselezione degli eventi	86
4.4 Campione di dati analizzato e fondi	90
4.4.1 Campione dei dati	90
4.4.2 Fondi	91
5 Selezione degli eventi $Z \rightarrow e^+e^-$	95
5.1 Accettanza	95

5.2	Trigger	99
5.3	Parametro di impatto	100
5.4	Isolamento e identità	102
5.4.1	Isolamento	103
5.4.2	Identità	104
6	Selezione degli eventi $Z(\rightarrow e^+e^-) + jets$	111
6.1	Selezione dei <i>jets</i>	111
6.2	Molteplicità dei <i>jets</i>	112
6.3	Confronto con modelli Monte Carlo	115
6.4	Considerazioni finali	118
Conclusioni		119
Bibliografia		121
Ringraziamenti		127

Introduzione

La teoria ad oggi più accreditata per descrivere le proprietà delle particelle elementari e le loro interazioni è il cosiddetto *Modello Standard*, basato sull'esistenza di tre generazioni di particelle di natura fermionica (tre coppie di *quarks* e tre di leptoni) che interagiscono tramite lo scambio di particelle di natura bosonica. Elaborato negli anni '70 del secolo scorso, questo modello ha trovato fino ad oggi numerose conferme sperimentali. Alcune questioni rimangono tuttavia aperte: ad esempio, il meccanismo che assegna la massa ai fermioni e ai bosoni mediatori delle interazioni deboli prevede l'esistenza di una particella, il cosiddetto "bosone di Higgs", che ancora non è mai stata osservata sperimentalmente. Soprattutto per condurre tale tipo di ricerca è stato costruito presso il CERN (laboratori dell'Organizzazione europea per la ricerca nucleare) di Ginevra l'acceleratore di particelle conosciuto col nome di *Large Hadron Collider* (LHC). Trattasi di un collisionatore circolare lungo circa 27 Km progettato per produrre collisioni protone-protone ad un'energia nel centro di massa pari a 14 TeV e ad una luminosità istantanea pari a $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, rispettivamente uno e due ordini di grandezza superiori ai valori raggiunti finora da acceleratori analoghi. I due fasci vengono fatti collidere in 4 punti in cui sono installati i quattro rivelatori CMS, ATLAS, LHCb e ALICE. Le caratteristiche tecniche di questo acceleratore permettono lo studio di intervalli energetici ampi ed ancora inesplorati, consentendo la ricerca di particelle di grande massa coinvolte in processi aventi piccoli valori di sezione d'urto di produzione. L'acceleratore LHC risulta quindi particolarmente adatto alla ricerca del bosone di Higgs di cui la teoria del *Modello Standard* non è in grado di fornire con precisione il valore di massa atteso. È inoltre prevista una serie di esperimenti di collisioni tra ioni pesanti volta allo studio della

materia nucleare in condizioni estreme di densità ed energia. Il *Modello Standard* lascia comunque altre problematiche irrisolte, legate ad esempio all'esistenza della cosiddetta Materia Oscura, alla presunta massa neutrinica, alla mancata descrizione della gravità da parte del modello stesso. La possibile scoperta di nuova fisica potrebbe verificare l'esattezza di teorie complementari al *Modello Standard*, quali ad esempio la teoria della *Supersimmetria*.

Uno degli esperimenti realizzati a LHC e volto a questo tipo di ricerca è il *Compact Muon Solenoid* (CMS), progettato per indagare principalmente i decadimenti leptonici a causa dell'elevato campo magnetico solenoidale di circa 4 T che consente misure di alta precisione dell'impulso delle particelle. Il presente lavoro di tesi è articolato su questo esperimento: l'oggetto dello studio è l'analisi del processo di produzione del bosone vettoriale Z e del successivo decadimento in una coppia elettrone-positrone in associazione con *jets* adronici (processo $Z + jets$). Lo studio di questo canale di decadimento risulta di grande importanza, specialmente nella prima fase di analisi dati a LHC, per vari motivi: la conoscenza derivata da esperimenti precedenti del comportamento di tale canale ne permette l'utilizzo come test di validità del *Modello Standard* alla scala energetica del TeV; è un canale di fondo importante per la scoperta di nuova fisica, compresa l'eventuale rivelazione del bosone di Higgs; permette una misura precisa della luminosità dell'esperimento; rende possibile l'affinamento del processo di taratura e di allineamento di parti del rivelatore; fornisce informazioni sul comportamento dei partoni consentendo il miglioramento dei metodi di simulazione Monte Carlo. In particolare, in questa tesi vengono presentati i risultati delle prime collisioni protone-protone ad una energia del centro di massa pari a $\sqrt{s} = 7$ TeV raccolte dal rivelatore CMS per una luminosità integrata pari a 193 nb^{-1} .

La tesi è articolata in sette capitoli.

Nel primo capitolo è esposta una breve introduzione al *Modello Standard* con una particolare attenzione al settore riguardante la teoria elettrodebole e la teoria forte, entrambe coinvolte nella descrizione del processo $Z(\rightarrow e^+e^-) + jets$. In questo capitolo è anche descritta la fenomenologia delle interazioni protone-protone e sono presentati

alcuni cenni a teorie che si propongono il superamento del *Modello Standard*.

Nel secondo capitolo, dopo una breve descrizione della macchina LHC, è riportata una descrizione dettagliata del rivelatore CMS con una particolare attenzione riservata ai componenti di tracciatura e di calorimetria, utilizzati per il processo di ricostruzione e di selezione di elettroni e *jets* nel canale $Z(\rightarrow e^+e^-) + jets$. In questo capitolo è altresì esposto il meccanismo di flusso ed elaborazione dati all'interno dell'esperimento CMS.

Nel terzo capitolo è descritto il meccanismo associato di produzione di Z e *jets* adronici. In esso è brevemente esposto il meccanismo alla base delle simulazioni Monte Carlo per i processi in analisi e sono presentati i due generatori con cui è stato svolto questo lavoro di tesi: **MADGRAPH** e **PYTHIA**. Infine, è descritta la serie di campioni usata per le simulazioni effettuate ed il meccanismo con cui gli eventi vengono generati, elaborati e ricostruiti dal *software* usato all'interno della collaborazione CMS.

Nel quarto capitolo sono descritti gli algoritmi di ricostruzione degli elettroni e dei *jets* con annessi i meccanismi di correzione energetica applicati. Sono inoltre presentate alcune variabili su cui verranno effettuate successivamente le selezioni. È poi illustrato il meccanismo di preselezione degli eventi che porta alla creazione dei *files* di analisi dati e sono descritti in maniera approfondita i campioni di dati e simulazioni Monte Carlo usati.

Nel quinto capitolo è descritto il processo di estrazione del segnale inclusivo $Z \rightarrow e^+e^-$ dai processi di fondo, tramite l'applicazione di selezioni successive sulle variabili precedentemente introdotte. Sono presentati grafici e dati numerici riguardanti le variabili associate alla Z ricostruita e agli elettroni di decadimento.

Nel sesto capitolo è descritto il processo di selezione dei *jets* associati alla coppia elettrone-positrone derivante dal decadimento di una Z tramite l'utilizzo di due diversi algoritmi di ricostruzione. Sono presentati grafici e dati numerici inerenti le due diverse classi di *jets* in analisi. Infine, è presentato un confronto tra i due generatori Monte Carlo che dall'analisi dei dati sui *jets* permette di estrarre informazioni riguardanti processi di *Cromodinamica Quantistica* (QCD).

Nel settimo capitolo sono esposte le conclusioni di questo lavoro di tesi.

Capitolo 1

La fisica di LHC e di CMS

In questo capitolo sono descritti alcuni dei principali aspetti della fisica studiata all’acceleratore LHC e in particolar modo all’esperimento CMS. Partendo dalla classificazione delle particelle all’interno del *Modello Standard*, sono esposti i risultati fondamentali della teoria elettrodebole¹. È infine riportata la descrizione del processo di produzione dei bosoni W e Z associata a *jets* adronici, che è l’argomento di questo lavoro di tesi.

1.1 Il *Modello Standard*

Il *Modello Standard* [1] è la teoria che, ad oggi, fornisce la migliore descrizione della fenomenologia delle interazioni tra particelle negli intervalli energetici esplorati finora in laboratorio. Il proprio successo è dovuto al fatto che le previsioni sono in ottimo accordo con le osservazioni sperimentali. Il *Modello Standard* è una teoria di campo quantistica, coerente con le teorie della meccanica quantistica e della relatività speciale, che descrive tre delle quattro forze fondamentali note, ossia la forza *elettromagnetica*, la forza *debole* (unificata nella forza *elettrodebole*) e la forza *forte*. La quarta forza, la *gravità*, non può essere descritta dal modello perché esso non è estendibile alla teoria della relatività generale. Secondo il *Modello Standard* la materia ordinaria è composta da due tipi di particelle elementari: **leptoni** e **quarks**. In entrambi i casi, trattasi di sei

¹Nella redazione di questo capitolo si è usata la convenzione $\hbar = c = 1$.

fermioni (particelle di *spin* pari a $\frac{1}{2}$) suddivisi in tre doppietti, chiamati *generazioni*, di massa crescente:

- i doppietti di leptoni sono ciascuno costituiti da una particella con carica elettrica² $Q = -1$ - l'elettrone e , il muone μ ed il tauone τ - sensibile all'interazione elettromagnetica e debole, e da una particella neutra sensibile solo all'interazione debole - il neutrino elettronico ν_e , il neutrino muonico ν_μ ed il neutrino tauonico ν_τ :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}.$$

- I doppietti di *quarks* sono ciascuno costituiti da una particella con carica elettrica $Q = +\frac{2}{3}$ - *up* (u), *charm* (c) e *top* (t) - e da una particella di carica elettrica $Q = -\frac{1}{3}$ - *down* (d), *strange* (s) e *bottom* (b):

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

I *quarks* interagiscono tramite le interazioni elettromagnetica e debole come i leptoni e tramite l'interazione forte, quest'ultima responsabile del loro confinamento in stati legati chiamati *adroni*.

Ad ogni particella corrisponde un'antiparticella avente stessa massa e carica elettrica opposta³. La materia ordinaria è composta da leptoni ed adroni (non sono stati mai osservati singoli *quarks*), questi ultimi classificati in due categorie: i *mesoni* ($q\bar{q}$), stati legati di un *quark* q e di un *antiquark* \bar{q} ed i *barioni* (qqq), stati legati di tre *quarks*. Nel *Modello Standard* i leptoni ed i *quarks* interagiscono tramite lo scambio di particelle elementari di *spin* pari a 1 (*bosoni*), caratteristiche delle tre forze fondamentali in oggetto: il fotone γ , le particelle W^\pm e Z , i gluoni g .

- Il fotone γ è il mediatore dell'interazione elettromagnetica: è una particella a carica elettrica nulla e massa nulla. Quest'ultima ragione rende la forza elettromagnetica una forza a lungo raggio.

²La carica elettrica è espressa in unità di carica elettronica e , pari a $1.602 \cdot 10^{-19}$ C.

³In realtà, oltre alla massa, particella ed antiparticella hanno lo stesso *spin*. Inoltre, oltre alla carica elettrica sono definite altre cariche che invertono il segno nel passaggio da particella ad antiparticella.

- I bosoni carichi W^+ , W^- ed il bosone neutro Z sono i mediatori della forza debole. Trattandosi di particelle estremamente massive, l’interazione debole risulta una forza a corto raggio.
- I gluoni g sono i mediatori dell’interazione forte: trattasi di 8 particelle elettricamente neutre che però, diversamente dal fotone nell’interazione elettromagnetica, partecipano essi stessi all’interazione forte essendo caratterizzati da una grandezza fisica chiamata *carica di colore* diversa da zero. I gluoni sono particelle a massa nulla come il fotone: in analogia con l’elettromagnetismo, l’interazione forte fondamentale che si esercita tra *quarks* è a lungo raggio. Ciononostante l’interazione forte residua tra gli adroni, stati legati di *quarks*, è a corto raggio.

L’interazione elettromagnetica e debole sono state unificate con successo nell’*interazione elettrodebole* tramite la teoria di Glashow [2], Weinberg [3] e Salam [4].

All’interno del *Modello Standard* ogni interazione tra i campi di materia è regolata da una opportuna simmetria di *gauge* locale: è possibile cioè ridefinire i campi associati alle particelle indipendentemente in ogni punto del tempo e dello spazio senza cambiare il significato fisico della teoria. In termini matematici, questo significa applicare una serie di trasformazioni che mantengano invariata la struttura della densità di lagrangiana \mathcal{L} .

Si dimostra che le trasformazioni di *gauge* possono essere descritte esattamente per mezzo di un gruppo unitario chiamato gruppo di *gauge*. La teoria che descrive l’interazione elettromagnetica (*Elettrodinamica Quantistica* o QED), deriva dall’imposizione dell’invianza di *gauge* locale per il gruppo di simmetria $U(1)$. Il gruppo di *gauge* relativo all’interazione debole è il gruppo $SU(2)$, per cui il gruppo di *gauge* associato alla teoria elettodebole (EW) è il gruppo $SU(2) \otimes U(1)$. La teoria delle interazioni forti (*Cromodinamica Quantistica* o QCD) si basa invece su un gruppo di simmetria di tipo $SU(3)$: il *Modello Standard* risulta quindi una teoria di tipo $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$.

Tuttavia, se tale simmetria fosse esatta, tutti i bosoni responsabili della mediazione delle forze (detti bosoni di *gauge*) dovrebbero essere privi di massa, come accade per il fotone e i gluoni. Questa eventualità è esclusa dall’evidenza sperimentale che quantifica la mas-

sa di W e Z in circa 80 e 91 GeV rispettivamente. La possibilità di mantenere la struttura fondamentale del modello, salvaguardandone predittività e consistenza teorica, è offerta dal cosiddetto “meccanismo di Higgs” [5]. Tramite l’introduzione di un ulteriore campo scalare (un bosone di spin 0, detto *bosone di Higgs*), il meccanismo di Higgs assegna la massa non soltanto ai bosoni W e Z ma anche a tutti i fermioni del modello tramite un meccanismo di rottura spontanea della simmetria di *gauge*. In particolare, la rottura avviene secondo uno schema che permette di recuperare la simmetria caratteristica dell’elettromagnetismo, di cui non sono state mai osservate violazioni. Uno degli obiettivi principali del progetto LHC è la rivelazione del bosone di Higgs.

1.2 La teoria elettrodebole

Numerosi dati sperimentali su un ampio spettro di processi leptonici e semi-leptonici sono consistenti con l’assunzione che i campi leptonici entrino nelle interazioni solo in combinazioni del tipo

$$J_\mu(x) = \sum_l \bar{l}(x) \gamma_\mu (1 - \gamma^5) l(x) \quad (1.1)$$

e

$$J_\mu^\dagger(x) = \sum_l \bar{\nu}_l(x) \gamma_\mu (1 - \gamma^5) l(x) \quad (1.2)$$

dove la somma è estesa sulle tre famiglie leptoniche $l = e, \mu, \tau$. Con l e ν_l si indicano i rispettivi campi leptonici quantizzati, $\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$ è il prodotto delle matrici γ di Dirac⁴. Si parla, per l’interazione debole, di “interazione V-A⁵”, dove il termine con γ^5 non

⁴Le matrici γ di Dirac sono matrici 4×4 costruite a partire dalla matrice identità e dalle matrici di Pauli τ_i secondo le relazioni:

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix}, \quad \gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & \tau_i \\ -\tau_i & 0 \end{pmatrix} \quad (i = 1, 2, 3) \quad (1.3)$$

dove le matrici di Pauli sono definite come:

$$\tau_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (1.4)$$

⁵Acronimo per *Vector minus Axial*.

è invariante per trasformazioni di parità. Questa struttura della corrente accoppia, nelle interazioni deboli, campi leptonici e neutrini sinistrorsi (o antileptonici e antineutrini destrorsi). Parallelamente, l'interazione elettromagnetica conserva la parità accoppiando ad esempio i campi degli elettroni destrorsi e sinistrorsi. I leptoni si comportano quindi come doppietti a cui viene associato il numero quantico T di *isospin debole* avente come terza componente T_3 :

$$T = \frac{1}{2} : \quad \begin{cases} T_3 = +\frac{1}{2} \\ T_3 = -\frac{1}{2} \end{cases} \quad L_e = \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}, \quad L_\mu = \begin{pmatrix} \nu_{\mu L} \\ \mu_L \end{pmatrix}, \quad L_\tau = \begin{pmatrix} \nu_{\tau L} \\ \tau_L \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

dove, per ogni famiglia leptonica l , ν_{lL} e l_L denotano le componenti sinistrorse dei campi di Dirac ν_l e l ottenute tramite il proiettore $P_L = \frac{1}{2} (1 - \gamma^5)$:

$$\nu_{lL} = \frac{1}{2} (1 - \gamma^5) \nu_l, \quad l_L = \frac{1}{2} (1 - \gamma^5) l \quad (1.6)$$

Le componenti leptoniche destrorse vengono invece descritte come singoletti R di isospin debole⁶:

$$T = 0 : \quad R_e = e_R, \quad R_\mu = \mu_R, \quad R_\tau = \tau_R \quad (1.7)$$

dove, per ogni famiglia leptonica l , l_R denota la componente destrora dei campi di Dirac l ottenuta tramite il proiettore $P_R = \frac{1}{2} (1 + \gamma^5)$:

$$l_R = \frac{1}{2} (1 + \gamma^5) l. \quad (1.8)$$

Per i *quarks* valgono relazioni analoghe. Per le componenti sinistrorse, ottenute tramite il proiettore P_L , si ha:

$$T = \frac{1}{2} : \quad \begin{cases} T_3 = +\frac{1}{2} \\ T_3 = -\frac{1}{2} \end{cases} \quad L_{qud'} = \begin{pmatrix} u_L \\ d'_L \end{pmatrix}, \quad L_{qcs'} = \begin{pmatrix} c_L \\ s'_L \end{pmatrix}, \quad L_{qtb'} = \begin{pmatrix} t_L \\ b'_L \end{pmatrix} \quad (1.9)$$

dove d' , s' e b' sono il risultato della combinazione degli autostati di massa d , s e b tramite la matrice CKM di Cabibbo (1963) [6], Kobayashi e Maskawa (1973) [7]. Per le

⁶La trattazione tiene conto del fatto che in natura sono osservati solo neutrini sinistrorsi ν_{lL} ed antineutrini destrorsi $\bar{\nu}_{lR}$.

componenti destrorse, ottenute tramite il proiettore P_R , si ha:

$$T = 0 : \quad R_{q_u} = u_R, \quad R_{q_c} = c_R, \quad R_{q_t} = t_R, \quad R_{q_{d'}} = d'_R, \quad R_{q_{s'}} = s'_R, \quad R_{q_{b'}} = b'_R. \quad (1.10)$$

La densità di lagrangiana di Dirac

$$\mathcal{L} = \bar{\psi} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi \quad (1.11)$$

deve essere invariante per trasformazioni locali del gruppo $SU(2) \otimes U(1)$. La trasformazione dei campi per rotazioni $\vec{\alpha}(x)$ nello spazio dell'isospin debole $SU(2)$ è data da:

$$SU(2)_L : \quad \begin{cases} L_f \rightarrow e^{-ig'\frac{\vec{\tau}}{2} \cdot \vec{\alpha}(x)} L_f \\ R_f \rightarrow R_f \end{cases} \quad (1.12)$$

mentre per trasformazioni $\beta(x)$ del gruppo $U(1)$ è data da:

$$U(1)_Y : \quad \begin{cases} L_f \rightarrow e^{-ig'\frac{Y}{2}\beta(x)} L_f \\ R_f \rightarrow e^{-ig'\frac{Y}{2}\beta(x)} R_f \end{cases} \quad (1.13)$$

dove L_f ed R_f sono rispettivamente i doppietti ed i singoletti fermionici sinistrorsi e destrorsi e si sono introdotte le costanti g e g' .

Il campo abeliano $U(1)_Y$ è associato al numero quantico *ipercarica debole* Y , così come il campo non abeliano $SU(2)_L$ è associato al numero quantico di *isospin debole* T (il pedice L ricorda che la simmetria riguarda campi sinistrorsi). La relazione tra T e Y è stabilita tramite la relazione di Gell-Mann-Nishijima:

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2} \quad (1.14)$$

dove Q è il valore della carica elettrica in unità di e . I numeri quantici rilevanti di leptoni e *quarks* sono riportati in tabella 1.1. È necessario introdurre le due costanti di accoppiamento g e g' , rispettivamente associate al gruppo $SU(2)_L$ e $U(1)_Y$, poiché le trasformazioni attraverso i due gruppi sono indipendenti.

L'invarianza della lagrangiana è ottenuta sostituendo le derivate ordinarie con derivate covarianti attraverso l'introduzione di quattro campi di *gauge* a massa nulla: W_μ^i

Tabella 1.1: Valori dei numeri quantici Q , T , T_3 , Y dei leptoni ($l = e, \mu, \tau$) e dei quarks ($[u, d] = [u, d], [c, s], [t, b]$): Q è la carica elettrica espressa in unità di e , T è l'isospin debole, T_3 la sua terza componente, Y è l'ipercarica.

Leptoni	Q	T	T_3	Y	Quarks	Q	T	T_3	Y
ν_{lL}	0	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	-1	u_L	$+\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{3}$
l_L	-1	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	-1	d_L	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{3}$
					u_R	$+\frac{2}{3}$	0	0	$+\frac{4}{3}$
l_R	-1	0	0	-2	d_R	$-\frac{1}{3}$	0	0	$-\frac{2}{3}$

($i = 1, 2, 3$), associati al gruppo $SU(2)$ e B_μ associato al gruppo $U(1)$. La trasformazione relativa è:

$$\partial_\mu \rightarrow \mathcal{D}_\mu = \partial_\mu + ig\vec{W}_\mu \cdot \frac{\vec{\tau}}{2} + i\frac{g'}{2}YB_\mu. \quad (1.15)$$

La densità di lagrangiana

$$\mathcal{L}_{\text{fermioni}} = \sum_f \bar{\psi} i\gamma^\mu \mathcal{D}_\mu \psi \quad (1.16)$$

descrive l'interazione di fermioni a massa nulla tra loro e con i campi di *gauge*⁷.

I campi di *gauge* si trasformano secondo le relazioni:

$$W_\mu^i(x) \rightarrow W_\mu^{'i}(x) = W_\mu^i(x) - \partial_\mu \alpha^i(x) - g\epsilon^{ijk}\alpha_j(x)W_{\mu k}(x), \quad (1.18)$$

$$B_\mu(x) \rightarrow B_\mu'(x) = B_\mu(x) - \partial_\mu \beta(x). \quad (1.19)$$

La trasformazione per i campi di *gauge* $W_\mu^i(x)$ è più complessa di quella del campo $B_\mu(x)$ poiché il gruppo $SU(2)$ è non abeliano. In corrispondenza di questa invarianza si hanno

⁷Nella densità di lagrangiana di Dirac, le componenti destrorse e sinistrorse dei campi hanno associati diversi numeri quantici e la massa, che si accoppia con essi, provoca una rottura dell'invarianza di *gauge*:

$$\bar{\psi} (i\gamma^\mu \mathcal{D}_\mu - m) \psi = \bar{\psi}_L i\gamma^\mu \mathcal{D}_\mu \psi_L + \bar{\psi}_R i\gamma^\mu \mathcal{D}_\mu \psi_R - m(\bar{\psi}_L \psi_R + \bar{\psi}_R \psi_L). \quad (1.17)$$

Eliminando il contributo delle masse fermioniche e bosoniche, l'invarianza locale della teoria è preservata e le componenti destrorse e sinistrorse vengono trattate indipendentemente. I termini di massa verranno successivamente reintrodotti in maniera *gauge*-invariante tramite il meccanismo di Higgs.

quattro correnti conservate, tre per il gruppo $SU(2)_L$ ed una per il gruppo $U(1)_Y$: due correnti cariche e due neutre. Tornando alla derivata covariante (1.15), essa può essere espressa anche come

$$i\mathcal{D}_\mu = i\partial_\mu - \underbrace{g\left(\frac{\tau_1}{2}W_\mu^1 + \frac{\tau_2}{2}W_\mu^2\right)}_{\text{contributo di corrente carica}} - \underbrace{\left(g\frac{\tau_3}{2}W_\mu^3 + g'\frac{Y}{2}B_\mu\right)}_{\text{contributo di corrente neutra}} . \quad (1.20)$$

È conveniente operare la seguente trasformazione ortogonale:

$$W_3^\mu = \sin\theta_W A^\mu + \cos\theta_W Z^\mu , \quad (1.21)$$

$$B^\mu = \cos\theta_W A^\mu - \sin\theta_W Z^\mu , \quad (1.22)$$

per ottenere riconoscibili i campi vettoriali per W^\pm , Z e il fotone γ :

$$Z^\mu = -\sin\theta_W B^\mu + \cos\theta_W W_3^\mu , \quad (1.23)$$

$$A^\mu = \cos\theta_W B^\mu + \sin\theta_W W_3^\mu , \quad (1.24)$$

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(W_\mu^1 \pm iW_\mu^2 \right) , \quad (1.25)$$

dove l'angolo θ_W è conosciuto come angolo di Weinberg ed è definito come

$$\cos\theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} , \quad \sin\theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} . \quad (1.26)$$

I termini di interazione della densità di lagrangiana dovuti all'accoppiamento con i campi W_μ^3 e B_μ possono essere riscritti in funzione dei campi Z_μ , A_μ e dell'angolo di Weinberg. In accordo con la relazione di Gell-Mann-Nishijima, la corrente elettromagnetica J_μ^{em} può essere espressa come la somma della corrente di isospin debole J_μ^W e di ipercarica debole J_μ^Y :

$$J_\mu^{em} = J_\mu^W + \frac{J_\mu^Y}{2} . \quad (1.27)$$

Si richiede che il campo di *gauge* A_μ sia il campo elettromagnetico accoppiato alla carica elettrica tramite il termine $J_{em}^\mu A_\mu$. Questo comporta una relazione tra la carica elettromagnetica, le due costanti di accoppiamento e l'angolo di Weinberg:

$$e = g \sin\theta_W = g' \cos\theta_W . \quad (1.28)$$

Il termine fermionico della densità di lagrangiana è quindi completo: si può separare in un termine libero ed un termine di interazione con i bosoni vettoriali di *gauge*:

$$\mathcal{L}_{\text{fermioni}} = \sum_f \bar{\psi} i\gamma^\mu \partial_\mu \psi + \mathcal{L}_{\text{int}} , \quad (1.29)$$

dove il termine di interazione è dato da:

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = \mathcal{L}_{\text{cc}} + \mathcal{L}_{\text{cn}} + \mathcal{L}_{\text{em}} . \quad (1.30)$$

Il termine \mathcal{L}_{cc} è associato alla corrente debole carica

$$\mathcal{L}_{\text{cc}} = -\frac{g}{2\sqrt{2}} \left(J^{\mu+} W_\mu^- + J^{\mu-} W_\mu^+ \right) , \quad (1.31)$$

il termine \mathcal{L}_{cn} è associato alla corrente debole neutra

$$\mathcal{L}_{\text{cn}} = -\frac{g}{\cos \theta_W} \left(J_3^\mu - \sin^2 \theta_W J_{em}^\mu \right) Z_\mu , \quad (1.32)$$

ed il termine \mathcal{L}_{em} è associato alla corrente elettromagnetica

$$\mathcal{L}_{\text{em}} = -e J_{em}^\mu A_\mu . \quad (1.33)$$

Per completare la dinamica è necessario introdurre il termine cinematico per i bosoni vettori che può essere espresso come

$$\mathcal{L}_B = -\frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} , \quad B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu . \quad (1.34)$$

Il tensore associato al campo di *gauge* \vec{W}_μ è dato dall'equazione

$$F_{\mu\nu}^\alpha = \partial_\mu W_\nu^\alpha - \partial_\nu W_\mu^\alpha - g \epsilon^{\alpha\beta\gamma} W_\mu^\beta W_\nu^\gamma \quad (1.35)$$

e la corrispondente densità di lagrangiana vale:

$$\mathcal{L}_W = -\frac{1}{4} \vec{F}_{\mu\nu} \cdot \vec{F}^{\mu\nu} . \quad (1.36)$$

Si ottiene infine la densità di lagrangiana $\mathcal{L}_{\text{simm}}$ invariante per trasformazioni di *gauge* locali del gruppo $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$:

$$\mathcal{L}_{\text{simm}} = \sum_f \bar{\psi} i\gamma^\mu \mathcal{D}_\mu \psi - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \frac{1}{4} \vec{F}_{\mu\nu} \cdot \vec{F}^{\mu\nu} \quad (1.37)$$

con la somma estesa su tutti i fermioni f .

1.2.1 Il meccanismo di Higgs

La densità di lagrangiana descritta sopra non contiene i termini di massa per i fermioni. Questo contrasta con le osservazioni sperimentali; d'altronde l'inserimento all'interno delle densità di lagrangiana di termini di massa andrebbe a rompere la simmetria di *gauge* di tipo $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ che riproduce correttamente le correnti osservate. È quindi necessario inserire nella densità di lagrangiana un nuovo termine che rappresenti coerentemente le masse delle particelle ma che allo stesso tempo preservi il principio di *gauge*. Il meccanismo della “rottura spontanea della simmetria” permette di generare tale termine postulando l'esistenza del “campo di Higgs” che può essere scritto come un doppietto con componenti scalari:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} (\phi^1 + i\phi^2) \\ \frac{1}{\sqrt{2}} (\phi^3 + i\phi^4) \end{pmatrix}. \quad (1.38)$$

La densità di lagrangiana del campo di Higgs è scritta includendo un termine di potenziale $V(\Phi)$ come:

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = (\mathcal{D}_\mu \Phi)^\dagger (\mathcal{D}_\mu \Phi) - V(\Phi) = (\mathcal{D}_\mu \Phi)^\dagger (\mathcal{D}_\mu \Phi) - \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2, \quad (1.39)$$

dove μ^2 e λ sono due parametri reali arbitrari. Richiedendo che $\lambda > 0$ e che $\mu^2 < 0$ si ottiene rispettivamente una densità di lagrangiana limitata inferiormente ed un minimo del potenziale che non è unico, bensì un insieme infinito di punti di minimo dislocati su una circonferenza sul piano complesso, come mostrato in figura 1.1. È sempre possibile scegliere la trasformazione di *gauge* in modo tale che il campo di Higgs diventi

$$\Phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \phi(x) \end{pmatrix} \quad (1.40)$$

con $\phi(x)$ reale.

Si può mostrare che i gradi di libertà nel campo di Higgs rimossi da questa trasformazione sono assorbiti in tre gradi di libertà longitudinali dei nuovi bosoni massivi. C'è quindi un grado di libertà nella scelta del valore di aspettazione del vuoto di Higgs, fissando il quale si ha la cosiddetta “rottura spontanea della simmetria”. La scelta suggerita da Weinberg è:

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (1.41)$$

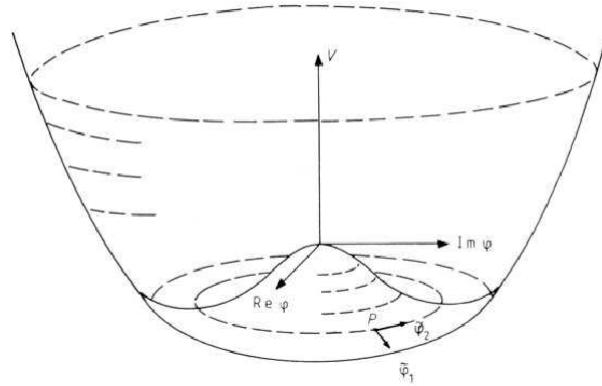


Figura 1.1: Forma del potenziale V in funzione di ϕ sul piano complesso.

con

$$v = \sqrt{-\frac{\mu^2}{\lambda}}. \quad (1.42)$$

Si considera adesso una oscillazione attorno alla (1.41) del tipo:

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix}, \quad (1.43)$$

dove $\frac{v}{\sqrt{2}}$ è il valore di aspettazione nel vuoto e $H(x)$ una fluttuazione attorno al minimo.

Applicando le derivate covarianti a Φ si ottiene:

$$\begin{aligned} (\mathcal{D}_\mu \Phi)^\dagger (\mathcal{D}_\mu \Phi) &= \frac{1}{2} \partial^\mu H \partial_\mu H + \\ &+ \frac{1}{8} (v + H)^2 g^2 (W^{1\mu} + iW^{2\mu})(W_\mu^1 - iW_\mu^2) + \\ &+ \frac{1}{8} (v + H)^2 (g' B^\mu - g W^{3\mu})(g' B_\mu - g W_\mu^3). \end{aligned} \quad (1.44)$$

La densità di lagrangiana del settore comprendente il campo di Higgs e di *gauge* diventa:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{G\Phi} &= \mathcal{L}_{\text{Higgs}} + \mathcal{L}_{\text{gauge}} = \\ &= (\mathcal{D}_\mu \Phi)^\dagger (\mathcal{D}_\mu \Phi) - \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 - \frac{1}{4} B^{\mu\nu} B_{\mu\nu} - \frac{1}{4} W_i^{\mu\nu} W_{\mu\nu}^i. \end{aligned} \quad (1.45)$$

Esprimendo la formula in funzione dei campi Z_μ e A_μ ricavati dalle (1.23) e (1.24) e

tralasciando i termini quadratici, essa può essere riscritta come:

$$\mathcal{L}_{G\Phi} = \frac{1}{2} \partial^\mu H \partial_\mu H - \mu^2 H^2 + \quad (1.46)$$

$$- \frac{1}{4} (\partial_\mu W_{1\nu} - \partial_\nu W_{1\mu}) (\partial_\mu W_1^\nu - \partial_\nu W_1^\mu) + \frac{1}{8} g^2 v^2 W_{1\mu} W_1^\mu + \quad (1.47)$$

$$- \frac{1}{4} (\partial_\mu W_{2\nu} - \partial_\nu W_{2\mu}) (\partial_\mu W_2^\nu - \partial_\nu W_2^\mu) + \frac{1}{8} g^2 v^2 W_{2\mu} W_2^\mu + \quad (1.48)$$

$$- \frac{1}{4} (\partial_\mu Z_\nu - \partial_\nu Z_\mu) (\partial_\mu Z^\nu - \partial_\nu Z^\mu) + \frac{1}{8} (g^2 + g'^2) v^2 Z_\mu Z^\mu + \quad (1.49)$$

$$- \frac{1}{4} (\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu) (\partial_\mu A^\nu - \partial_\nu A^\mu) . \quad (1.50)$$

Dalla relazione (1.46) si ricava la massa del bosone di Higgs, pari a

$$m_H = \sqrt{2}\mu = \sqrt{2\lambda}v . \quad (1.51)$$

Il termine dato dalla somma delle (1.47) e (1.48) ha la forma di un termine di massa riguardante i campi W_1 e W_2 , essendo la massa di W definita come

$$m_W = \frac{1}{2} gv . \quad (1.52)$$

Il termine corrispondente alla (1.49) permette invece di ricavare la massa della Z come

$$m_Z = \frac{1}{2} v \sqrt{g^2 + g'^2} = \frac{m_W}{\cos \theta_W} . \quad (1.53)$$

Dalla (1.50) risulta evidente che il fotone rimane a massa nulla. Le equazioni (1.52) e (1.53) legano le masse bosoniche all'angolo θ_W e al parametro v , che è legato alla costante di Fermi G_F dalla relazione⁸

$$v^2 = \frac{1}{\sqrt{2}G_F} \simeq (246 \text{ GeV})^2 . \quad (1.54)$$

È possibile dare una stima delle masse dei bosoni W e Z in funzione dei tre parametri $\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$, G_F e $\sin^2 \theta_W$, con quest'ultimo misurato con grande precisione tramite il collisionatore elettroni-positroni LEP. Le previsioni teoriche mostrano un ottimo accordo con i valori sperimentali ottenuti dagli esperimenti agli acceleratori SPS e LEP [8, 9, 10] al CERN e dagli esperimenti CDF [11] e DØ [12] al Fermilab di Chicago, confermando la

Tabella 1.2: Valori delle masse sperimentalmente ottenute per i bosoni, e il valore del parametro $\sin^2 \theta_W$ ricavato da esse [13].

Parametro	Valore misurato
m_W	80.425 ± 0.034 GeV
m_Z	91.1875 ± 0.0021 GeV
$\sin^2 \theta_W$	0.2324 ± 0.0012

bontà del modello. La tabella 1.2 riporta i valori attuali misurati per questi parametri. La massa del bosone di Higgs dipende non solo dal parametro v ma anche dalla costante di autoaccoppiamento dei campi λ . Quest'ultima deve essere determinata sperimentalmente e la propria incertezza non permette una predizione precisa della massa del bosone di Higgs.

Per completare la lagrangiana elettromagnetica resta da inserire un termine che tenga conto delle masse fermioniche. È possibile ricavare un termine di massa *gauge*-invariante per i fermioni introducendo un accoppiamento di tipo Yukawa (con costante di accoppiamento g_f) tra i fermioni ed il campo di Higgs:

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = - \sum_f g_f (\bar{\psi}_L^f \Phi \psi_R^f + \bar{\psi}_R^f \Phi^\dagger \psi_L^f). \quad (1.55)$$

Per l'elettrone, ad esempio, l'equazione (1.55) diventa:

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}}^e = -g_e (\bar{L}_e \Phi R_e + \bar{R}_e \Phi^\dagger L_e) \quad (1.56)$$

che può essere divisa in due componenti usando l'equazione (1.41) per il campo di Higgs:

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}}^e = -g_e \frac{v}{\sqrt{2}} (\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L) - g_e \frac{H}{\sqrt{2}} (\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L), \quad (1.57)$$

dove g_e è la costante di accoppiamento di Yukawa. Il termine di massa per l'elettrone è dunque del tipo

$$m_e = g_e \frac{v}{\sqrt{2}}. \quad (1.58)$$

⁸La relazione tra v e G_F si ricava imponendo la coerenza del modello sviluppato da Glashow, Weinberg e Salam con la teoria delle interazioni deboli sviluppata da Fermi.

Un risultato analogo si ottiene per gli altri fermioni.

I limiti attuali sulla massa del bosone di Higgs vengono dalla ricerca effettuata al LEP e al Tevatron e sono $m_H > 114$ GeV (LEP) e $158 < m_H < 175$ GeV (Tevatron) al 95% del livello di confidenza [14]. La produzione del bosone di Higgs a LHC avviene tramite i processi riportati in figura 1.2, di cui il processo di fusione di due gluoni (detto *gluon-gluon fusion*) è il contributo dominante. Le larghezze di decadimento del bosone di Higgs nei vari canali dipendono dal valore della sua massa, come mostrato in figura 1.3.

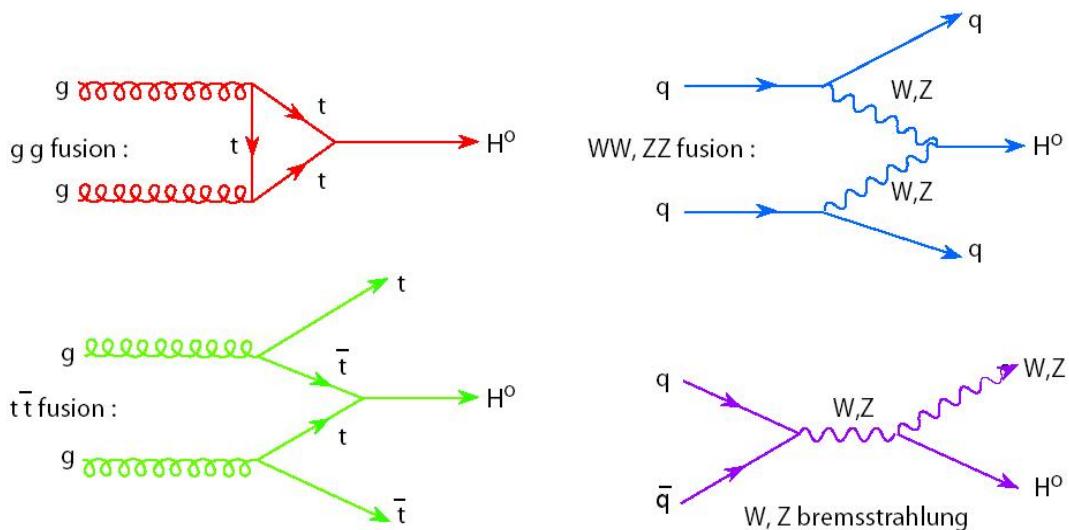


Figura 1.2: Principali meccanismi di produzione del bosone di Higgs.

1.3 Superamento del *Modello Standard*

Numerose predizioni del *Modello Standard* su osservabili sperimentali sono state verificate con un livello di precisione pari al $O(10^{-3})$, fino alla scala di energia dell'ordine delle centinaia di GeV (scala elettrodebole). Il *Modello Standard* però non spiega alcune evidenze cosmologiche: non fornisce candidati per l'interpretazione della Materia Oscura e non ha meccanismi tali da giustificare l'asimmetria tra barioni e antibarioni osservata nell'Universo. Inoltre non prevede che i neutrini abbiano massa non nulla, proprietà di-

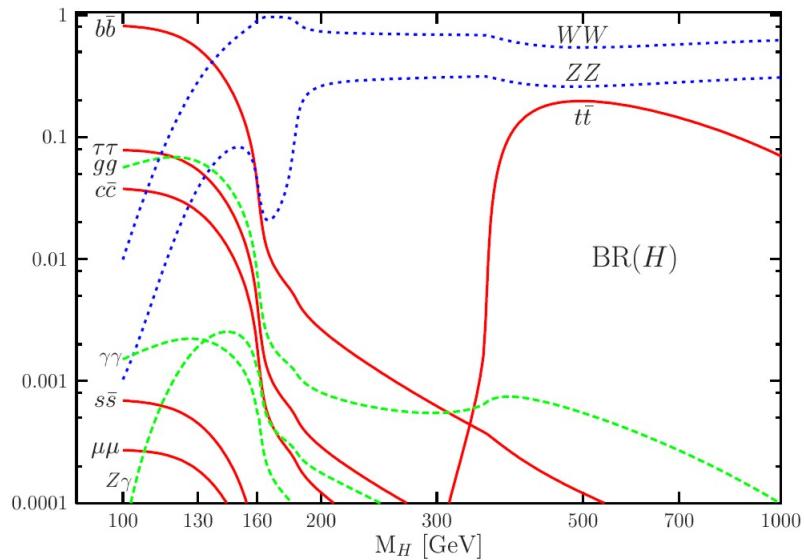


Figura 1.3: Branching Ratio per i decadimenti del bosone di Higgs in funzione della sua massa.

mostrata con le misure sulle oscillazioni dei neutrini. C'è stata quindi la necessità di costruire dei nuovi modelli per dare consistenza teorica a questi fenomeni. Si deve però osservare che, grazie ai test di precisione che sono stati effettuati sul *Modello Standard*, si sono potuti fissare dei limiti ben precisi a questi nuovi modelli.

Ci sono varie teorie che tentano di supplire alle suddette mancanze del *Modello Standard*, di cui la più interessante è la teoria supersimmetrica (SUSY). La teoria supersimmetrica è una teoria di campo che postula l'esistenza di una ulteriore simmetria, oltre a quelle comunemente richieste a una teoria di campo quantistica: la simmetria rispetto a un operatore che trasforma stati fermionici in stati bosonici. In questa maniera ogni particella fermionica ha un suo partner bosonico e viceversa: avremo così per ogni lepton uno *sleptone* (*symmetric lepton*), per ogni *quark* uno *squark* e così via. Esistono diversi modelli di Supersimmetria, tra i quali il più semplice è il cosiddetto MSSM (*Minimal Supersymmetric Standard Model*), che prevede l'esistenza di due doppietti di Higgs. Le teorie supersimmetriche potrebbero spiegare l'esistenza della Materia Oscura: un possibile candidato a costituire questo alone di materia che avvolge le galassie potrebbe essere la *light supersymmetric particle* (LSP), ad esempio il neutralino che è la particella sta-

bile più leggera prevista da alcune teorie supersimmetriche. In realtà non sono mai stati osservati fino ad oggi dei partner supersimmetrici delle particelle ordinarie, con massa uguale a quella delle particelle osservate. Questo ci fa supporre che la Supersimmetria sia in realtà una simmetria “rotta”.

1.4 L’interazione forte

Diversamente dai leptoni, i *quarks* sono sensibili anche alla forza forte. In un primo momento il modello a *quarks* di Gell-Mann [15] ebbe notevoli difficoltà ad affermarsi, innanzitutto per il fatto che non esistevano evidenze sperimentali della loro esistenza come singole particelle. Inoltre, l’esistenza di particelle composte da tre *quarks* dello stesso tipo violerebbe il principio di esclusione di Pauli. Fu così che nel 1964 fu introdotta l’ipotesi che ai *quarks* potesse essere associato un nuovo numero quantico di “colore” con tre valori diversi, indicati per convenzione con i colori *verde*, *blu* e *rosso*. Da un punto di vista teorico questo si traduce nell’estendere l’invarianza di *gauge* della lagrangiana del *Modello Standard* al gruppo di simmetria $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ dove la simmetria $SU(3)_C$ è nota come “simmetria di colore” [16, 17, 18]. In natura, inoltre, esisterebbero soltanto delle loro combinazioni incolori, ovvero le particelle composte da *quarks* appartengono ad uno stato di singoletto di colore, con stati legati consentiti per due (mesoni, $q\bar{q}$) e tre (barioni, qqq) *quarks*. L’aggiunta della simmetria di colore alla teoria porta ad avere dei nuovi bosoni di *gauge* a massa nulla (otto, quanti sono i generatori di $SU(3)$), i *gluoni*, che mediano l’interazione forte. La teoria delle interazioni forti è nota con il nome di *Cromodinamica Quantistica* (QCD). La lagrangiana della QCD è:

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} = \sum_f \left[\bar{q} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) q - g_s (\bar{q} \gamma^\mu T_a q) G_\mu^a \right] - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} \quad (1.59)$$

dove l’indice f corre sui sei campi dei *quarks*, g_s è la costante di accoppiamento forte, T_a ($a = 1, \dots, 8$) sono gli otto generatori del gruppo $SU(3)$ e $G_{\mu\nu}^a$ è un tensore definito da:

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a + g_s f_{abc} A_\mu^b A_\nu^c. \quad (1.60)$$

Gli otto campi G_μ^a di Yang-Mills descrivono i gluoni e f_{abc} sono le “costanti di struttura”⁹ di $SU(3)$. Per quanto riguarda l’ipotesi del *confinamento di colore*, è importante dire che tra la forza forte e quella elettrodebole esiste una profonda differenza. Infatti, è noto che aumentando la distanza tra due cariche elettriche esse interagiscono sempre più debolmente attraverso una forza che diminuisce quadraticamente all’aumentare della distanza. Al contrario, l’interazione forte è un tipo di forza che aumenta all’aumentare della distanza. È questo il motivo per cui non si osservano mai *quarks* singoli, in quanto questi si ricombinano in adroni di colore neutro raggruppati entro stretti coni chiamati *jets*. Questo processo, noto come *adronizzazione*, verrà descritto approfonditamente nel capitolo 3.

1.5 Le interazioni protone-protone

La differenza fondamentale tra le collisioni adroniche e le collisioni leptoniche sta nel fatto che gli adroni non sono particelle elementari come i leptoni ma hanno una struttura interna, secondo il “modello a partoni”. Il protone è costituito da tre *quarks* di valenza (*uud*) immersi in un “mare” di gluoni e di coppie *quark/antiquark* che da essi si generano. Al momento in cui due protoni collidono, l’interazione coinvolge generalmente una coppia di partoni (figura 1.4). Poiché il centro di massa dei due partoni generalmente si muove lungo la direzione dei fasci, è importante descrivere l’evento in termini di parametri invarianti rispetto alle trasformazioni di Lorentz in questa direzione. A questo proposito si introducono le variabili “impulso trasverso” p_T , definito come la proiezione dell’impulso sul piano perpendicolare alla direzione dei fasci, l’angolo azimutale ϕ e la “rapidità”¹⁰ y , definita dalla relazione

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_L}{E - p_L} \right) \quad (1.61)$$

⁹Le costanti di struttura sono definite dalle regole di commutazione tra i generatori: $[T_a, T_b] = if_{abc}T_c$.

¹⁰In realtà la rapidità non è invariante per trasformazioni relativistiche, ma poiché si trasforma secondo la legge $y = y + \beta$ (se β è la velocità relativa tra due sistemi di riferimento) risultano invarianti gli intervalli di rapidità, Δy , a cui generalmente ci si riferisce.

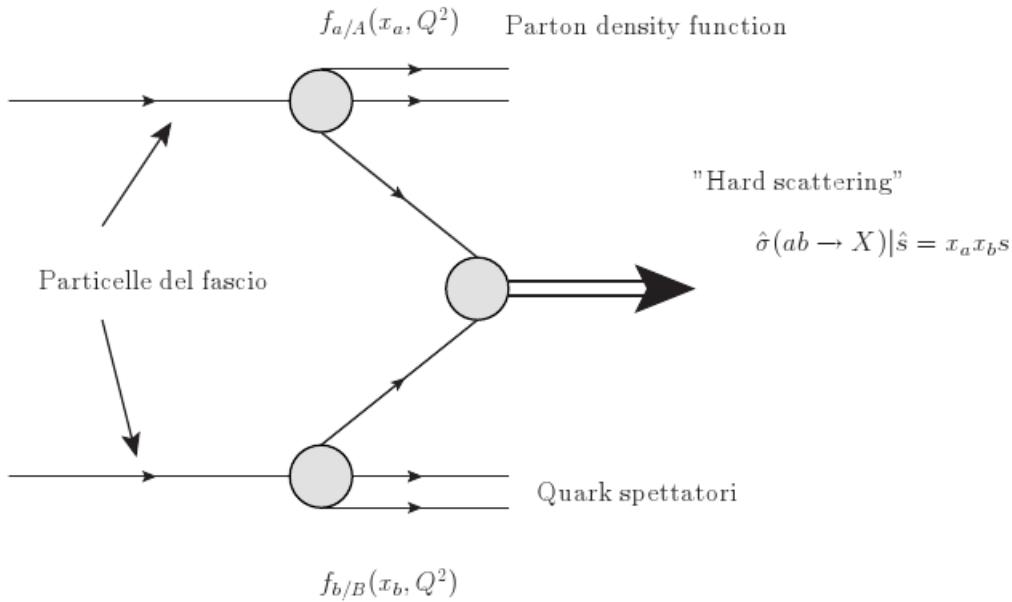


Figura 1.4: Disegno schematico di una collisione protone-protone.

dove p_L è l'impulso longitudinale della particella, cioè in direzione dei fasci, ed E l'energia. Nell'approssimazione di particelle ultrarelativistiche¹¹ per cui $E \simeq |\vec{p}|$, si può approssimare la rapidità con la pseudorapidità η definita come:

$$\eta = -\ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right) \simeq y \quad (1.62)$$

dove θ è l'angolo che la particella prodotta forma con il fascio, ovvero $\cos \theta = \frac{p_L}{|\vec{p}|}$ ed è quindi direttamente misurabile nel rivelatore.

Le interazioni anelastiche che si possono verificare nelle collisioni tra due partoni sono di due tipi:

- Eventi di *Minimum Bias*: sono interazioni con basso impulso trasverso trasferito, attorno ai 500 MeV, e piccolo angolo di *scattering* rispetto alla direzione dei fasci. Questi eventi rappresentano la maggior parte delle interazioni osservabili.
- Collisioni *head on* tra partoni: trattasi di interazioni caratterizzate da un alto impulso trasverso trasferito e dalla possibilità di produrre particelle pesanti. Questi eventi

¹¹Sono ultrarelativistiche le particelle con impulso p molto maggiore della propria massa m , $p \gg m$.

sono rari rispetto a quelli di *Minimum Bias*; ad esempio, la produzione del W^\pm in un urto tra due protoni con energia del centro di massa di 14 TeV ha sezione d’urto pari a 140 nb, contro i 55 mb totali per interazione anelastica protone-protone.

Nelle interazioni protone-protone, inoltre, non è possibile conoscere evento per evento l’energia nel centro di massa dell’interazione stessa. Questo perché solo una frazione $0 < x_{a,b} < 1$ (dove x è la variabile di Bjorken) dell’energia delle particelle incidenti A, B è sfruttata nelle interazioni fra i partoni. Dato che x_a e x_b sono in generale diverse l’una dall’altra, allora l’effettivo centro di massa dei due partoni si muove lungo la direzione dei fasci. Indicando con \sqrt{s} l’energia nel centro di massa delle particelle incidenti, l’energia dell’interazione partonica è data da $\sqrt{s'} = \sqrt{x_a x_b s}$ e varia da evento ad evento. Se da un lato questa rappresenta una difficoltà sperimentale, dall’altro permette di esplorare un intervallo più ampio di energie (a livello di interazione partonica) rispetto ad un acceleratore elettrone-positrone. La sezione d’urto totale per una generica interazione adronica può essere ricavata come

$$\sigma = \sum_{a,b} \int_0^1 \int_0^1 f_a(x_a, Q^2) f_b(x_b, Q^2) \hat{\sigma}(x_a, x_b) dx_a dx_b \quad (1.63)$$

dove la somma è estesa a tutti i partoni a e b dei due protoni e $f_a(x_a, Q^2)$ e $f_b(x_b, Q^2)$ sono le funzioni di distribuzione dei partoni (PDF, mostrate per due valori diversi di Q^2 in figura 1.5). La funzione di distribuzione dei partoni $f_a(x_a, Q^2)$ rappresenta la probabilità di trovare il partone a che trasporta la frazione x_a dell’impulso del protone con quadrimomento scambiato durante l’interazione pari a Q^2 . La sezione d’urto $\hat{\sigma}(x_a, x_b)$ rappresenta la sezione d’urto dell’interazione elementare fra i partoni a e b . In figura 1.6 sono riportate le sezioni d’urto dei processi di interesse in funzione dell’energia nel centro di massa (\sqrt{s}).

1.6 Il processo $pp \rightarrow Z + jets$

Il processo di produzione di Z a LHC è mostrato in figura 1.7, dove i simboli q e \bar{q} indicano le coppie $u \bar{u}$ o $d \bar{d}$ provenienti dai due protoni incidenti. La Z si manifesta

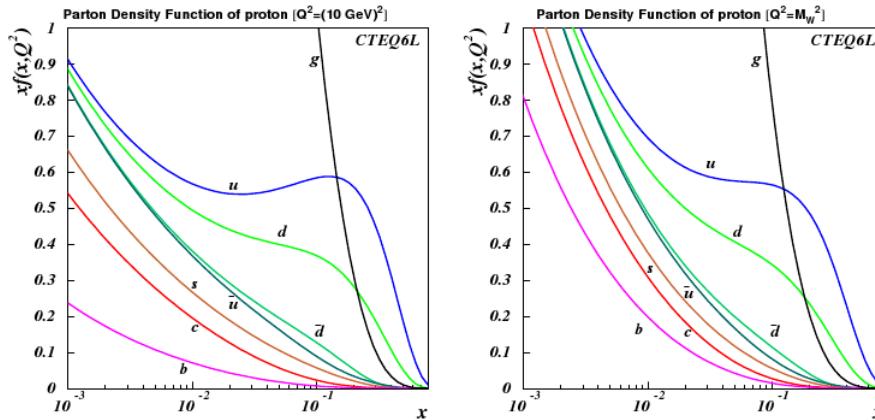


Figura 1.5: Funzioni di distribuzione dell'impulso dei partoni di un protone a $Q^2 = (10 \text{ GeV})^2$ e $Q^2 = M_W^2$.

come una risonanza di larghezza $\Gamma_Z \simeq 2.50 \text{ GeV}$ e una volta formata può decadere in coppie fermione/antifermione. In particolare il *Branching ratio* in coppie e^+ / e^- è pari a 0.03363 ± 0.00004 [19].

Uno dei processi più importanti studiati a LHC sarà la produzione di Z associata a *jets*: questo processo, oltre a testare la correttezza della QCD, è anche un fondo per la potenziale rivelazione del bosone di Higgs, per esempio nel caso di decadimento in una coppia $ZZ^{(*)}$. È anche un possibile fondo per processi di nuova fisica come nel caso della teoria supersimmetrica. La descrizione approfondita di questo processo, argomento di questa tesi, è ampiamente sviluppato nei capitoli successivi.

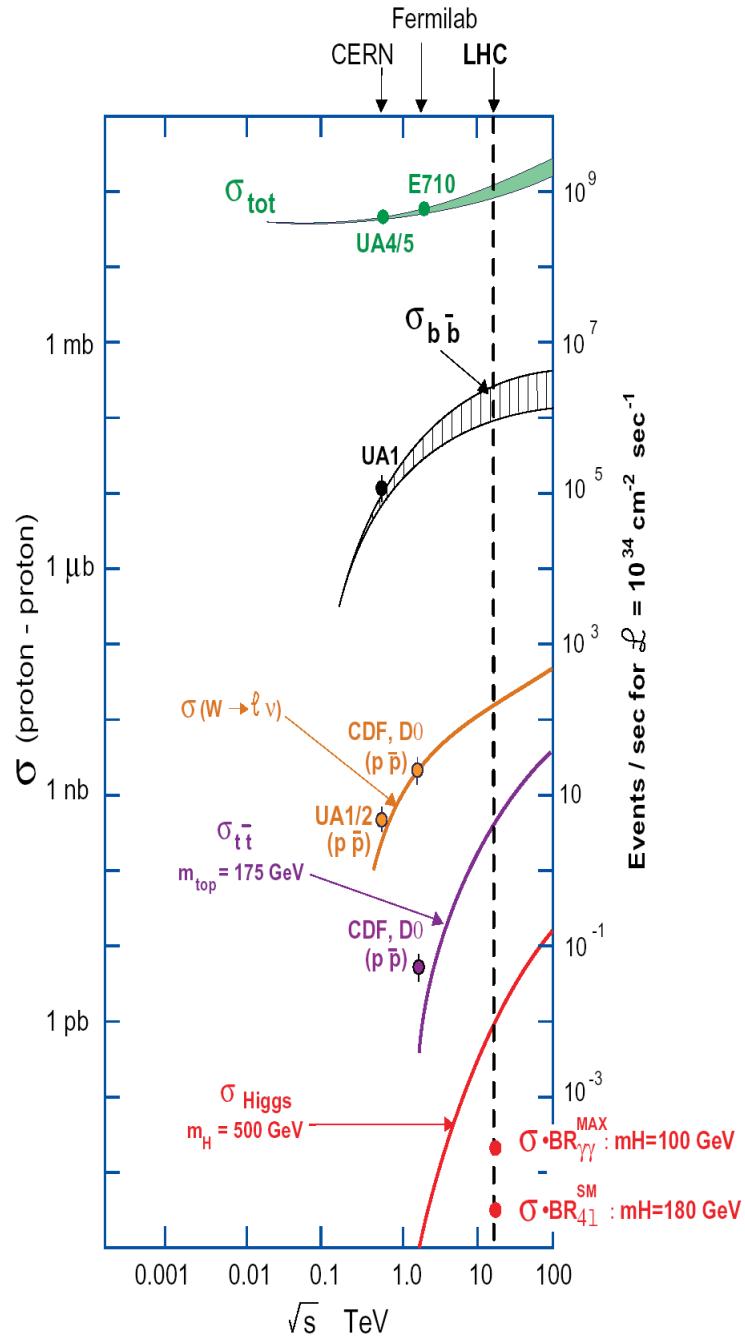


Figura 1.6: Sezioni d'urto per interazioni protone-protone in funzione dell'energia nel riferimento del centro di massa. La sezione d'urto per la produzione della Z è circa 1/10 di quella relativa alla produzione del bosone W a LHC.

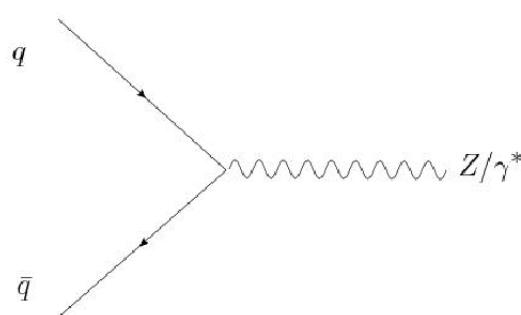


Figura 1.7: Diagramma di Feynman per la produzione di Z al primo ordine di perturbazione.

Capitolo 2

LHC e l'esperimento CMS

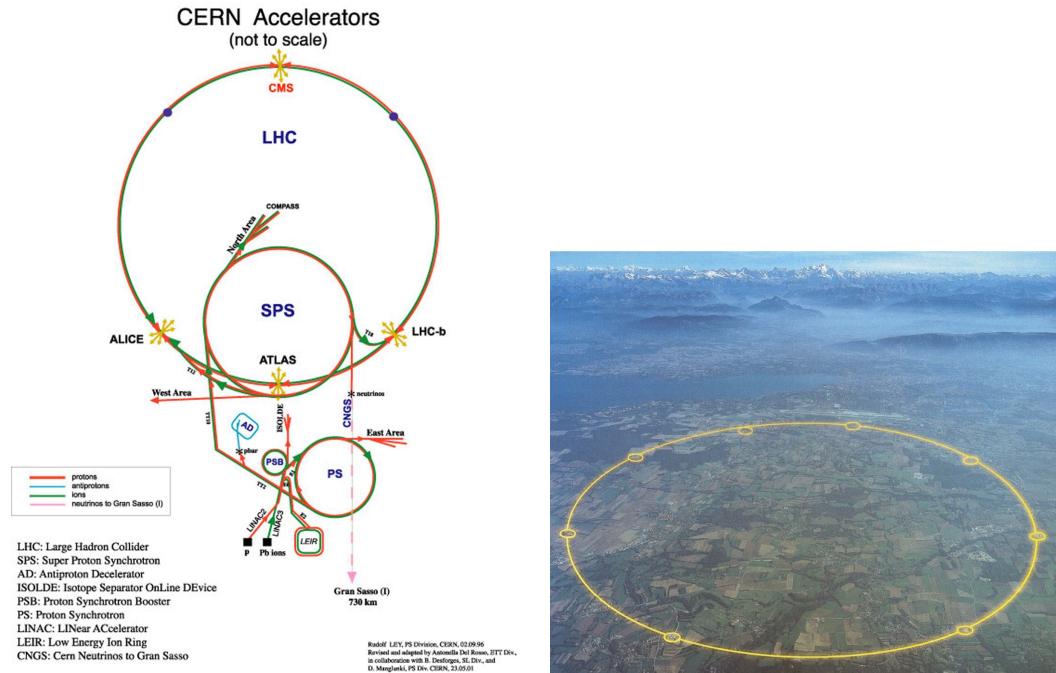
2.1 Il *Large Hadron Collider* (LHC)

Il *Large Hadron Collider* (LHC) [20, 21, 22, 23] del CERN, inaugurato ufficialmente il 21 ottobre 2008, è il collisionatore adronico più grande e potente finora realizzato ed è stato progettato per raccogliere dati per i prossimi due decenni. Installato nel *tunnel* sotterraneo che ha ospitato l'acceleratore leptonico *Large Electron Positron Collider* (LEP) [8, 9, 10] in funzione fino al 2 novembre 2000, l'acceleratore LHC ha la forma di una circonferenza di lunghezza pari a circa 27 km e si sviluppa ad una profondità variabile compresa tra i 50 m ed i 175 m a cavallo del confine franco-svizzero nei pressi della città di Ginevra. Esso è progettato per far collidere fra loro due fasci di protoni da 7 TeV, risultando in un'energia del centro di massa pari a 14 TeV oppure due fasci di ioni pesanti, in particolare nuclei di Piombo ad un'energia pari a 2.76 TeV/nucleone nel centro di massa.

Il passaggio da un collisionatore leptonico ad un collisionatore adronico ha comportato i seguenti vantaggi: innanzitutto è stato possibile costruire una macchina che, a parità di dimensioni (e quindi alloggiata nella stessa *tunnel* di LEP riducendo sensibilmente i costi ed i tempi di costruzione), raggiungesse una energia superiore nel centro di massa. Questo è dovuto alla minore energia persa per radiazione di sincrotoni delle particelle

accelerate, proporzionale alla quarta potenza del rapporto E/m tra energia e massa delle stesse. Passando dagli elettroni e positroni accelerati da LEP ai protoni accelerati da LHC la perdita energetica per radiazione di sincrotoni a parità di energia E è ridotta di un fattore 10^{12} . In secondo luogo, la struttura composita dei protoni rispetto a quella elementare degli elettroni permette a LHC di avere accesso simultaneamente ad uno spettro energetico più ampio nonostante sia presente un maggior numero di eventi considerato come fondo. Questa caratteristica è particolarmente importante per una macchina dedicata alla scoperta di “nuova” fisica. Le caratteristiche tecniche di questa macchina le permetteranno di raggiungere valori di energia nel centro di massa pari a circa 70 volte il valore raggiunto da LEP e di circa 7 volte quello stabilito da Tevatron [24], l’acceleratore protone-antiprotono installato al Fermilab di Chicago (USA) che fino al 30 novembre 2009, data in cui è stato superato proprio da LHC, deteneva il primato di collisionatore a maggiore energia nel centro di massa (1.96 TeV). In figura 2.1 è mostrata una descrizione schematica del complesso di acceleratori installati al CERN ed una vista panoramica dell’area occupata dall’anello di LHC. Il meccanismo di accelerazione che porta i protoni alle energie di collisione è separato in stadi a cui concorrono vari acceleratori che in passato hanno fatto parte di diversi progetti di ricerca del CERN. In particolare, ogni sincrotoni che in passato rappresentava lo stadio di accelerazione finale per l’esperimento per cui era stato costruito adesso viene utilizzato come iniettore per il successivo sincrotoni fino all’anello finale di LHC.

La sorgente di protoni è un *Duoplasmatron*: i protoni vengono ottenuti rimuovendo elettroni da una sorgente di gas idrogeno e successivamente inviati al LINAC2 [23], un acceleratore lineare lungo 36 m che, alternando quadrupoli a radiofrequenza a quadrupoli focalizzanti, genera un fascio della durata di 30 μ s ad una energia ed intensità pari rispettivamente a 50 MeV e 180 mA. Il fascio viene successivamente inviato al *Proton Synchrotron Booster* (PSB) [23], il primo acceleratore circolare della serie, costituito da quattro anelli sovrapposti di circonferenza pari a 157 m, in cui l’energia dei protoni viene innalzata al valore di 1.4 GeV. Successivamente i protoni vengono iniettati nel *Proton Synchrotron* (PS) [23], un sincrotoni ad anello singolo lungo quattro volte PSB (628 m)



(a) Schema del complesso di acceleratori installati al CERN. **(b)** Vista panoramica dell'area occupata dall'anello di LHC.

Figura 2.1: Il Large Hadron Collider.

dove l'energia viene innalzata al valore di 25 GeV. La combinazione di questi due sincrotoni permette inoltre di creare pacchetti di protoni intervallati di 25 ns (ovvero alla frequenza di 40 MHz) come richiesto per il corretto funzionamento finale di LHC. Lo stadio finale di iniezione di protoni a LHC è rappresentato dal *Super Proton Synchrotron* (SPS) [23], un sincroton di circonferenza pari a circa 7 km in cui l'energia dei protoni viene portata al valore di 450 GeV. Successivamente i protoni vengono estratti ed iniettati nell'anello di LHC tramite due linee di trasporto, in modo tale da formare due fasci che scorrono in senso opposto in due cavità parallele e vengono accelerati fino a raggiungere l'energia di interesse. I fasci vengono fatti scontrare in quattro punti di interazione in cui sono collocati i quattro esperimenti principali mostrati in figura 2.2: ALICE, ATLAS, CMS e LHCb.

CMS (*Compact Muon Solenoid*) [25] ed ATLAS (*A Toroidal LHC Apparatus*) [26] sono due rivelatori costruiti per investigare il più ampio spettro di fisica possibile. In

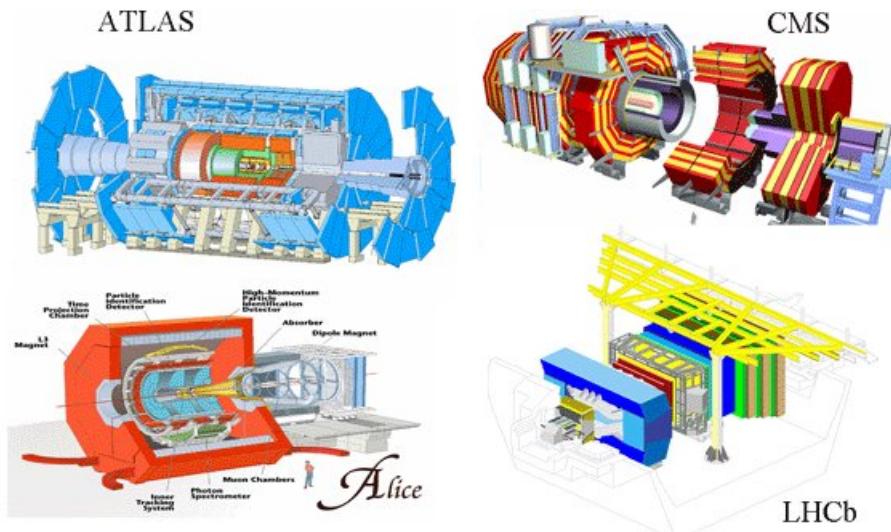


Figura 2.2: Visione in prospettiva dei quattro esperimenti installati a LHC. Dall'alto a sinistra, in senso orario: ATLAS, CMS, LHCb e ALICE.

particolare, in fase di progettazione sono stati finalizzati alla rivelazione delle particelle prodotte dall'eventuale decadimento del bosone di Higgs e alla ricerca di eventuali segnali di nuova fisica. L'utilizzo di due rivelatori perseguiti gli stessi scopi ma progettati in maniera autonoma è cruciale per conferme incrociate di ogni nuova eventuale scoperta.

LHCb (*LHC beauty*) [27] è stato progettato principalmente per studiare la violazione di CP (coniugazione di Carica e Parità) nelle interazioni elettrodeboli e l'asimmetria tra materia ed antimateria mediante l'analisi di decadimenti rari di adroni contenenti *quarks* di tipo *b*.

ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*) [28] è invece dedicato allo studio delle collisioni tra ioni di Piombo, laddove si pensa si ricreino condizioni simili a quelle che, secondo la teoria del Big-Bang, esistevano nei primi stadi di formazione dell'Universo tramite la formazione di un nuovo stato di aggregazione della materia chiamato “plasma *quark-gluone*”.

A questi quattro esperimenti ne sono stati aggiunti due di dimensioni ridotte: TOTEM e LHCf.

TOTEM (*TOtal Elastic and diffractive cross section Measurement*), installato nei

pressi di CMS, ha come fine la misura delle dimensioni del protone rivelando particelle emesse a piccolo angolo rispetto alla direzione dei fasci (particelle “in avanti”). Questo esperimento permette inoltre di misurare accuratamente la luminosità di LHC.

LHCf (*LHC forward*), installato nei pressi di ATLAS, utilizza le particelle “in avanti” come sorgente per simulare in laboratorio il comportamento dei raggi cosmici altamente energetici (tra i 10^{17} TeV ed i 10^{20} TeV) provenienti dallo spazio.

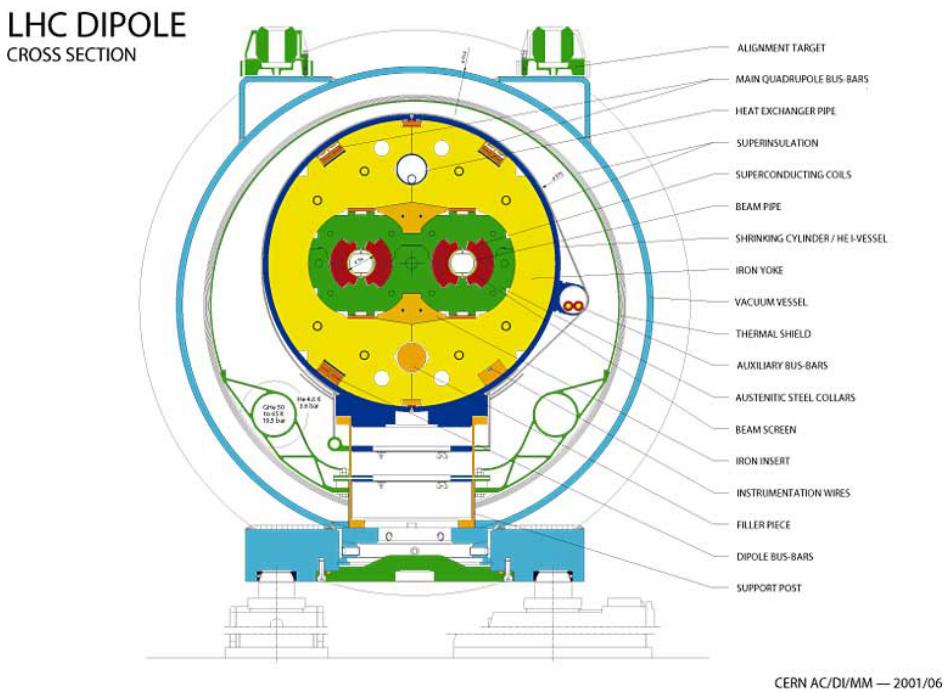
La macchina LHC è stata quindi costruita con lo scopo di esplorare la più vasta regione di massa possibile, dai GeV/c^2 per lo studio dei mesoni B ai TeV/c^2 per lo studio di nuova fisica. Si è cercato così di aumentare fino ai limiti consentiti dall’odierna tecnologia il valore dell’impulso dei protoni lungo l’anello. Per far questo è necessario avere un campo magnetico ortogonale all’anello dal cui modulo dipende il valore dell’impulso dei protoni accelerati secondo la formula

$$p[\text{GeV}/c] = 0.3 \cdot B[\text{T}] \cdot r[\text{m}] \quad (2.1)$$

dove p , B e r rappresentano rispettivamente l’impulso del protone, il modulo del campo magnetico ed il raggio dell’orbita. Avendo fissato la lunghezza della circonferenza ad un valore di circa 27 km, risulta che il campo magnetico necessario per deflettere protoni di impulso pari a 7 TeV è in media 5.4 T.

All’interno del *tunnel* di LHC circolano due fasci di protoni in senso opposto: trattandosi di particelle identiche e quindi con la stessa carica elettrica è necessario far scorrere i due fasci in due tubi separati e sottoporli a due campi magnetici rivolti in direzione opposta. I tubi, in cui è mantenuta una condizione di vuoto molto spinto (tra 10^{-9} e 10^{-10} torr, per evitare collisioni spurie di protoni con l’atmosfera residua), si incrociano in prossimità delle regioni di interazione per una lunghezza di circa 130 m. L’acceleratore usa coppie di magneti montati intorno ai tubi di fascio all’interno dello stesso contenitore in modo tale da sfruttarne la stessa struttura portante e lo stesso sistema criogenico. Una sezione di uno dei magneti dipolari è mostrata in figura 2.3.

L’anello di LHC è composto di otto strutture (ottanti) di raggio pari a 2.84 km separati da una struttura chiamata “arco” contenente una serie di dipoli magnetici per un totale di



CERN AC/DI/MM — 2001/06

Figura 2.3: Sezione trasversale di un magnete dipolare di LHC.

1232 lungo tutta la macchina. Al centro degli ottanti sono poste delle strutture rettilinee lunghe circa 528 m (*Long Straight Section*). In esse i fasci vengono iniettati, accelerati, collimati, incrociati ed estratti al termine di ogni *fill*¹ (*Beam Dumping*) o in caso di malfunzionamento. Lo scopo dei magneti dipolari, ciascuno lungo 14.3 m, è quello di curvare il fascio lungo la circonferenza dell'acceleratore. Le sezioni rettilinee contengono 386 quadrupoli focalizzanti e defocalizzanti, che mantengono il fascio stabile lungo l'orbita e alcuni altri piccoli magneti multipolari (360 sestupoli e 336 ottupoli) utilizzati per effettuare ulteriori lievi correzioni alla direzione del fascio. I magneti in questione sono tutti superconduttori operanti alla temperatura di 1.9 K grazie ad un sistema di raffreddamento ad elio liquido. Questo permette loro di generare alti valori di campo magnetico (nel caso dei dipoli, si arriva al valore di 8.33 T). Il sistema di accelerazione a radiofrequenze (RF) di LHC è ospitato nella caverna precedentemente utilizzata per l'esperimento ALEPH

¹Per *fill* si intende la fase di operatività della macchina che inizia con il raggiungimento della massima energia dei fasci e termina con l'estrazione degli stessi. In condizioni ordinarie, la durata di un *fill* è stimata intorno alle 15 ore.

del LEP. Esso è costituito da 16 cavità risonanti superconduttrive a radiofrequenza, 8 per ogni fascio, con frequenza dell'onda portante pari a 400 MHz. All'interno di ogni cavità un sistema di accelerazione a radiofrequenza specifico stabilisce il valore del potenziale (2 MV) e del campo elettrico corrispondente (5.5 MV/m). A ogni rivoluzione del fascio il sistema aumenta l'energia dei protoni di 0.5 MeV. L'energia nominale di 7 TeV per fascio viene raggiunta in un intervallo temporale di circa 20 minuti: da questo momento in poi le cavità a radiofrequenza servono solamente a rifornire i fasci dell'energia persa durante la rivoluzione per radiazione di sincrotrone, pari a circa 7 KeV/giro. Il limite energetico di 7 TeV sui fasci di LHC non è determinato dal campo elettrico generato dalle cavità a radiofrequenza ma dal campo magnetico necessario a mantenere i protoni in orbita, poiché il valore massimo ottenibile con l'odierna tecnologia per i magneti superconduttori è pari a 8.33 T. In figura 2.4 è riportata una visione schematica dell'architettura dell'anello di LHC.

Essendo l'energia del fascio vincolata dai limiti tecnologici dei magneti superconduttori e dalle dimensioni fissate dell'anello, un metodo per aumentare il numero di eventi rari e a bassa sezione d'urto è quello di costruire un acceleratore ad alta *luminosità* \mathcal{L} . Per un processo avente sezione d'urto σ e con N particelle prodotte per unità di tempo, la luminosità \mathcal{L} è definita dalla relazione

$$N = \sigma \mathcal{L} . \quad (2.2)$$

La luminosità può essere espressa, in funzione delle grandezze caratteristiche del fascio, tramite la seguente formula approssimata:

$$\mathcal{L} = f \frac{n_1 n_2}{4\pi \sigma_x \sigma_y} \quad (2.3)$$

dove n_1 e n_2 rappresentano il numero di particelle contenute nei due pacchetti che collisionano alla frequenza f mentre σ_x e σ_y rappresentano le dimensioni trasverse dei fasci. I pacchetti di protoni viaggiano nella macchina separati di circa 7.5 m, il che assicura una frequenza di collisione pari a circa 40 MHz. Le dimensioni trasverse dei fasci possono

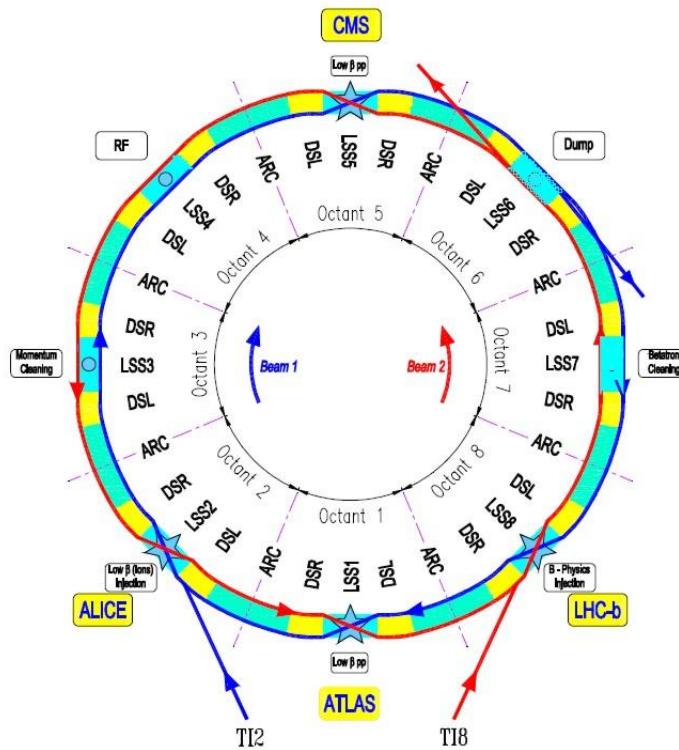


Figura 2.4: Struttura a ottanti di LHC. Si riconoscono gli archi (arc) e le strutture rettilinee (LSS) separati da soppressori di dispersione (DSL e DSR). Sono evidenziate le posizioni degli esperimenti.

essere ridotte a 15 μm . Un'altra grandezza utile da definire è la *luminosità integrata*² L , definita come l'integrale temporale della luminosità

$$L = \int \mathcal{L} dt . \quad (2.4)$$

La necessità di avere una macchina ad alta luminosità ha favorito la scelta, in fase di progettazione, di un collisionatore protone-protone piuttosto che protone-antiproton come Tevatron: quest'ultima scelta sarebbe stata vantaggiosa da un punto di vista costruttivo, perché i due fasci di particelle di carica opposta avrebbero potuto circolare in senso inverso all'interno dello stesso tubo sfruttando un unico campo magnetico ortogonale al

²La *luminosità integrata* viene solitamente misurata in cm^{-2} o in *barn inversi* (b^{-1}) e sottomultipli per collegare direttamente ad essa il valore alla sezione d'urto del processo misurata in *barn* ($1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2$).

piano, ma sarebbe stato complesso produrre un numero di antiprotoni tale da garantire le alte luminosità richieste.

2.1.1 Il programma di LHC

Il 10 settembre 2008 l'anello di LHC è stato per la prima volta percorso da un singolo fascio composto da un singolo pacchetto di protoni. Durante un test eseguito il 19 settembre 2008, una connessione elettrica difettosa tra un dipolo ed un quadrupolo ha provocato un guasto meccanico ed una conseguente fuga di elio dalla massa fredda del magnete verso il *tunnel*. Di conseguenza, si è dovuto provvedere alla riparazione del settore danneggiato ed alla successiva revisione delle connessioni analoghe per prevenire ulteriori guasti. Questo ha portato ad un temporaneo arresto del funzionamento dell'acceleratore e ad una riformulazione del piano di ricerca della macchina alla luce delle conoscenze risultate durante i primi test. In particolare, è stata abbassata l'energia prevista per i fasci e la luminosità per il primo anno di funzionamento. Il 23 novembre 2009 sono stati fatti circolare per la prima volta simultaneamente due fasci composti ognuno di un pacchetto di protoni con energia pari a 450 GeV e sono state osservate le prime collisioni a 900 GeV nel centro di massa in tutti gli esperimenti. Il 30 novembre 2009, facendo circolare fasci di protoni a 1.18 TeV, LHC è diventato l'acceleratore di particelle più potente mai costruito (il precedente valore massimo era stato raggiunto da Tevatron con 0.98 TeV per fascio) e il 16 dicembre 2009 si sono osservate, con queste energie, le prime collisioni a 2.36 TeV nel centro di massa. Durante un arresto di qualche mese necessario per effettuare una messa a punto tecnica per permettere all'acceleratore di raggiungere energie superiori, è stato stilato un nuovo programma per il funzionamento a breve termine di LHC, ufficialmente approvato alla conferenza di Chamonix che ha avuto luogo nel mese di febbraio 2010. La decisione più importante è stata quella di far funzionare LHC per un periodo di tempo pari a 18-24 mesi con collisioni protone-protone a 7 TeV nel centro di massa (3.5 TeV per fascio), dopodiché un lungo arresto permetterà ai tecnici la messa a punto della macchina per avvicinarsi ai valori di energia di 7 TeV

per fascio previsti in fase di progettazione. Sono previsti anche dei periodi di presa dati con fasci di ioni di Piombo ad un'energia pari a 2.76 TeV/nucleone nel centro di massa, il primo dei quali sarà effettuato nel mese di novembre 2010. Il 19 marzo 2010 sono stati fatti circolare con successo due fasci di protoni a 3.5 TeV e il 30 marzo 2010 sono state effettuate le prime collisioni con un pacchetto di protoni per fascio con energia nel centro di massa pari a 7 TeV. Da allora l'acceleratore ha continuato a funzionare con fasci di protoni a questa energia aumentando la luminosità dell'esperimento. Il valore di partenza raggiunto il 30 marzo 2010 per l'esperimento CMS è stato di circa $5 \cdot 10^{27} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. L'obiettivo è di aumentare gradualmente la luminosità fino ad arrivare a fine anno ai valori di $1 - 2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e di acquisire dati a questa luminosità per circa 10 mesi fino a registrare una luminosità integrata totale pari a 0.5 fb^{-1} a fine 2011. Il valore aggiornato al 16 luglio 2010, data in cui si sono raccolti i dati analizzati in questo lavoro di tesi, è pari a 193 nb^{-1} .

In figura 2.5 è riportato un grafico di luminosità integrata raccolta da CMS in funzione dei giorni di funzionamento della macchina.

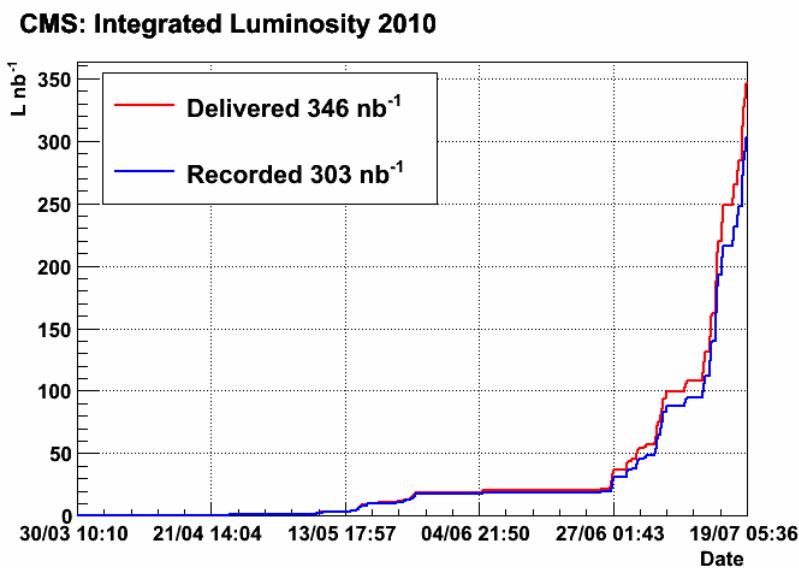


Figura 2.5: Luminosità integrata riferita all'esperimento CMS nel periodo 30 marzo-19 luglio 2010. È riportato sia il valore della luminosità integrata giunta a CMS che il valore di quella effettivamente registrata nell'acquisizione dati.

In tabella 2.1 sono riportati i valori nominali di funzionamento della macchina e alcuni valori durante il primo periodo di presa dati.

Tabella 2.1: *Parametri tecnici di LHC per collisioni protone-protone.*

Parametro	Misura
Circonferenza	26.659 km
Massimo campo di dipolo	8.33 T
Temperatura dei magneti	1.9 K
Energia di iniezione dei fasci	450 GeV
Energia di collisione dei fasci massima	7 TeV
Energia di collisione dei fasci al 16 luglio 2010	3.5 TeV
Luminosità massima	$10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Luminosità al 16 luglio 2010	$1.5 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Numero di pacchetti di protoni massimo	2808
Numero di protoni per pacchetto	10^{11}
Numero di pacchetti di protoni al 16 luglio 2010	13
Separazione temporale dei pacchetti	24.95 ns
Frequenza di collisione	40.08 MHz
Angolo di incrocio	300 μrad
Lunghezza del singolo pacchetto protonico (<i>r.m.s.</i>)	7.5 cm
Dimensione trasversa del fascio nel punto di impatto	15 μm
Energia persa per ogni giro (a 14 TeV)	7 keV
Potenza totale irradiata per fascio (a 14 TeV)	3.8 kW
Energia immagazzinata per fascio (a 14 TeV)	350 MJ

2.2 Il rivelatore CMS

Il *Compact Muon Solenoid* (CMS) è un rivelatore ottimizzato per l’analisi delle interazioni protone-protone previste all’energia e alla luminosità di funzionamento di LHC e permette di identificare con precisione muoni, elettroni e fotoni. Circa 3600 persone provenienti da 183 istituti scientifici di 38 stati formano la collaborazione CMS che ha

costruito il rivelatore. L'esperimento è collocato in una caverna scavata alla profondità di 100 m nella zona denominata IP5, in cui è previsto che i fasci collidano alla massima luminosità di progetto ($10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$), in modo tale da raccogliere una quantità di dati statisticamente significativa anche per eventi estremamente rari.

Il sistema di coordinate comunemente usato in CMS è una terna cartesiana destrorsa avente l'origine nel punto nominale di collisione dei fasci all'interno del rivelatore. L'asse x punta radialmente verso il centro dell'anello di LHC, l'asse y è diretto verso l'alto³ e l'asse z è orientato lungo la direzione dei fasci in maniera tale da completare la terna destrorsa (in particolare, lungo la direzione di scorrimento del fascio 2 in figura 2.4). La simmetria cilindrica dell'apparato permette tuttavia di definire un nuovo sistema di coordinate basato su coordinate pseudoangolari che assicurano una descrizione invariante per le interazioni protone-protone dato dalla terna (r, ϕ, η) , dove r è la distanza dall'asse z , ϕ è l'angolo azimutale misurato sul piano x - y a partire dall'asse x e η è la pseudorapidità.

2.2.1 Struttura generale di CMS

Nel complesso, il rivelatore CMS [25] (schematizzato in figura 2.6) è lungo 21.6 m, ha un diametro di 15 m e pesa circa 12500 tonnellate. L'elemento costruttivo che caratterizza l'esperimento è un magnete superconduttore solenoidale che produce al proprio interno un campo magnetico costante di 3.8 T lungo la direzione dei fasci. Il rivelatore CMS ha la forma di un prisma a base dodecagonale. La parte centrale del prisma, denominata *barrel*, contiene vari strati di rivelatori a simmetria cilindrica coassiali rispetto alla direzione dei fasci. A chiudere il rivelatore alle sue estremità, per garantire l'ermeticità dello stesso, sono posti dei dischi di rivelatori chiamati *endcaps*. Dalla regione più interna a quella più esterna, i vari componenti di CMS sono:

- **Tracciatore al silicio:** posto nella regione $r < 1.2 \text{ m}$ e $|\eta| < 2.5$. È costituito da un

³In realtà la direzione dei fasci è inclinata dell'1.20% rispetto al piano ortogonale alla direzione su cui agisce la forza di gravità, per cui non è esattamente vero che l'asse y è parallelo alla verticale.

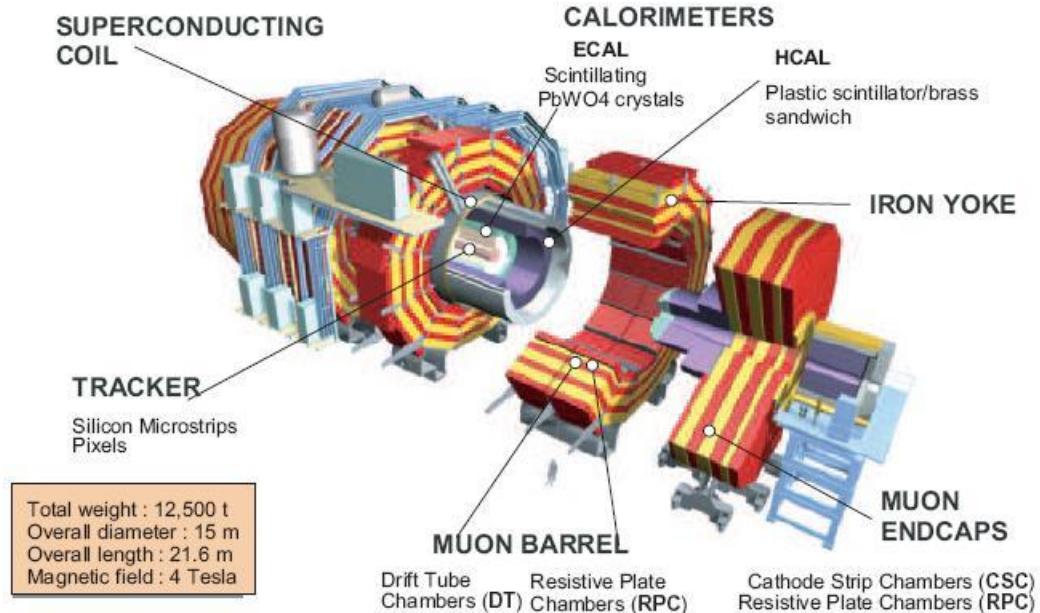


Figura 2.6: Schematizzazione del rivelatore CMS.

rivelatore a *pixels* e da uno a microstrisce di silicio. È utilizzato per ricostruire le tracce e i vertici di interazione delle particelle cariche.

- **Calorimetro elettromagnetico (ECAL):** posto nella regione $1.2 \text{ m} < r < 1.8 \text{ m}$ e $|\eta| < 3$. Composto di cristalli scintillanti di Tungstato di Piombo (PbWO_4), è utilizzato per misurare la traiettoria e l'energia rilasciata da fotoni ed elettroni.
- **Calorimetro adronico (HCAL):** posto nella regione $1.8 \text{ m} < r < 2.9 \text{ m}$ e $|\eta| < 5$. Composto di lastre di ottone alternate a scintillatori plasticci, è utilizzato per misurare la direzione e l'energia rilasciata dagli adroni prodotti nelle interazioni.
- **Magnete superconduttore solenoidale:** posto nella regione $2.9 \text{ m} < r < 3.8 \text{ m}$ e $|\eta| < 1.5$, genera al proprio interno un campo magnetico uniforme di 3.8 T lungo la direzione dei fasci necessario per deflettere le particelle cariche così da poterne misurare l'impulso tramite la curvatura osservata nel sistema tracciante [29]. Il flusso del campo magnetico viene chiuso con un giogo di ferro di circa 14 m di

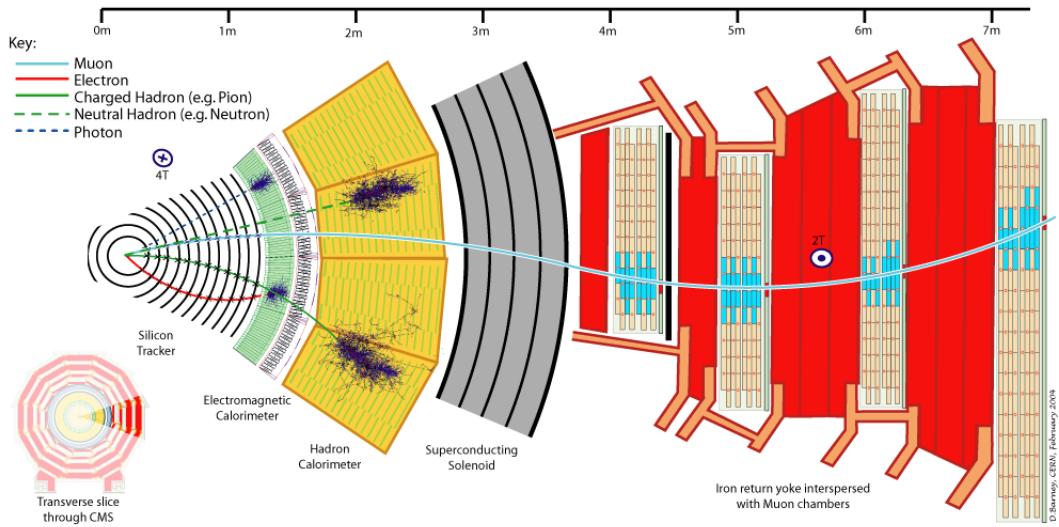


Figura 2.7: Comportamento dei rivelatori di CMS al passaggio di diverse particelle.

diametro e 21.6 m di lunghezza in cui è presente un campo magnetico residuo di 1.8 T.

- **Camere a muoni:** poste nella regione $4 \text{ m} < r < 7.4 \text{ m}$ e $|\eta| < 2.4$ [30]. Composte da tre distinti tipi di rivelatori (camere a deriva, poste nel *barrel*, camere a strisce catodiche, poste negli *endcaps* e camere a piastra resistiva poste in entrambi), sono utilizzate per ricostruire le tracce rilasciate dai muoni che le attraversano. Le camere sono alloggiate all'interno del ferro (ad alta permeabilità magnetica) del giogo di ritorno del flusso del campo magnetico.

In figura 2.7 è mostrato come i vari rivelatori di CMS concorrono al riconoscimento delle particelle che li attraversano. Gli oggetti in analisi in questo lavoro di tesi sono gli elettroni ed i *jets* adronici. Le componenti principali che concorrono al loro riconoscimento in CMS sono il tracciatore, il calorimetro elettromagnetico e il calorimetro adronico. Nel resto del capitolo viene presentata una loro descrizione dettagliata.

2.2.2 Il tracciatore al silicio

Il tracciatore al silicio [31,32] è il rivelatore più vicino al punto di collisione dei fasci. Il suo compito è quello di ricostruire con la risoluzione maggiore possibile la traiettoria delle particelle cariche prossime alla zona di interazione e di individuare con precisione la posizione dei vertici secondari in eventi contenenti particelle a breve vita media (in particolare adroni contenenti il *quark b* che decadono dopo poche centinaia di μm dal punto di formazione). Per la luminosità massima di funzionamento, $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, sono attesi 17 eventi di *minimum bias* per collisione che si sovrappongono a quelli di interesse e portano a circa 1000 tracce cariche; tutto questo ogni 25 ns. Per risolvere efficientemente questo numero elevato di tracce è necessario soddisfare due richieste: bassa occupazione del rivelatore e ridondanza di punti misurati per traccia. La bassa occupazione è ottenuta ricorrendo ad un rivelatore ad alta *granularità*⁴. La ridondanza di punti misurati (*hits*) per traccia è necessaria per ridurre l'ambiguità nell'assegnare le *hits* alla traccia stessa. In fase di progettazione e di costruzione del tracciatore si è però dovuto limitare la quantità di materiale per non compromettere le misure stesse: una quantità eccessiva, infatti, deteriorerebbe la precisione delle misure sia del tracciatore stesso, a causa dei fenomeni di *scattering* multiplo, che del calorimetro elettromagnetico immediatamente adiacente a causa dell'elevata probabilità di creazione di coppie elettroni-positroni a partire dai fotoni che lo attraversano. Per cui, gli strati attivi di rivelazione devono essere limitati per numero e spessore. Il tracciatore è suddiviso in due sottorivelatori: un rivelatore di vertice a *pixels* di silicio ed un rivelatore a microstrisce di silicio. Il tracciatore ha una forma cilindrica, è lungo 6 m ed ha un diametro esterno di 2.6 m. È composto da un *barrel* centrale e da due *endcaps* finali in modo tale da avere la massima ermeticità. La struttura è ottimizzata per avere in media 12-14 *hits* per traccia, in modo tale da avere sia una elevata efficienza di ricostruzione che una bassa frequenza di false tracce.

⁴Per *granularità* di un rivelatore si intende l'intervallo angolare che i singoli elementi che lo compongono riescono a risolvere ed è data dal prodotto $\Delta\eta \times \Delta\phi$.

Rivelatore a *pixels* di silicio

Il rivelatore di vertice, mostrato in figura 2.8, è usato principalmente in CMS come punto di partenza per la ricostruzione delle tracce ed è fondamentale per la ricostruzione del vertice primario e di eventuali vertici secondari.

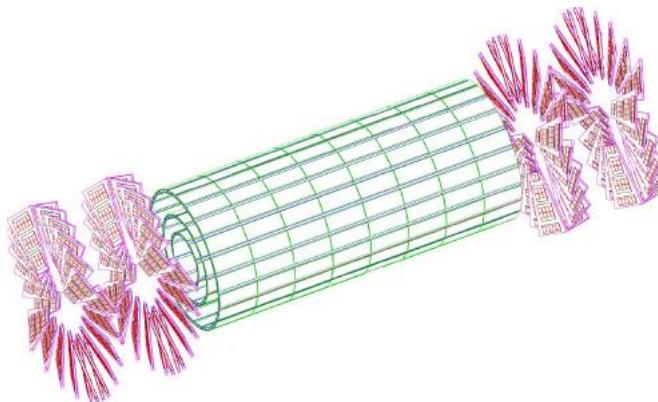


Figura 2.8: Rappresentazione schematica del rivelatore a pixels di silicio.

Il rivelatore a *pixels* è posto nella regione più prossima al punto di collisione, dove il flusso di particelle è massimo. Esso copre la regione $|\eta| < 2.5$ ed è costruito da una parte centrale (*barrel*) e da una parte in avanti (*endcap*). La parte centrale è composta da tre settori cilindrici concentrici lunghi 53 cm, posizionati a una distanza media r dal centro di 4.4 cm, 7.3 cm e 10.2 cm. Ogni semicilindro è composto da *ladders* ed *half ladders* che servono come struttura di supporto e di raffreddamento per i moduli di *pixels*, con ogni *ladder* contenente 8 moduli. In totale, il *barrel* è formato da 768 moduli. Ogni *endcap* è composto da due dischi posti a una distanza di 34.5 cm e 46.5 cm dal punto nominale di impatto dei fasci. Essi coprono un raggio r compreso tra 6 cm e 15 cm in modo tale che ogni traccia compresa nell'accettanza del rivelatore attraversi almeno due strati. Ogni disco è diviso in 24 spicchi, su ognuno dei quali sono montati 7 moduli di diversa dimensione, per un totale di 672 moduli su tutti gli *endcaps*.

Ogni modulo è composto da più unità contenenti un sensore segmentato di Silicio spesso 250 μm altamente integrato. Per ottimizzare la ricostruzione dei vertici e dei parametri delle tracce in prossimità del vertice si usano *pixels* rettangolari di dimensioni

pari a $150 \times 100 \mu\text{m}^2$, con il lato di $100 \mu\text{m}$ orientato secondo la direzione $r\phi$ nella regione del *barrel* e lungo z negli *endcaps*. La risoluzione nella ricostruzione delle *hits* è di $10 \div 15 \mu\text{m}$ nel *barrel* e di circa $15 \mu\text{m}$ negli *endcaps*.

Rivelatore a microstrisce di silicio

Nella regione di rivelatore distante oltre 20 cm dal fascio, il flusso di particelle è abbastanza contenuto da permettere l'utilizzo di rivelatori a microstrisce di silicio. Nel complesso il rivelatore è costituito da 15400 unità dette “moduli”, formate da uno o due sensori incollati su di un supporto in fibra di carbonio insieme all'elettronica di lettura. Il secondo rivelatore è incollato al primo in modo da avere strisce tra loro inclinate di 100 mrad. Questa combinazione “stereo”, benché di risoluzione inferiore, risulta preferibile rispetto ad una segmentazione a *pixels* perché ha un numero inferiore di canali di lettura. Le ambiguità dovute al riconoscimento delle *hits* vengono risolte in fase di ricostruzione dell'intera traccia. Il tracciatore a microstrisce di silicio è lungo 5.4 m e si estende fino ad una distanza di 1.1 m dall'asse dei fasci. Esso è formato da un *barrel* e due *endcaps* e, come mostrato in figura 2.9, è diviso in quattro parti distinte. I rivelatori che compongono il *barrel* sono:

- TIB (*Tracker Inner Barrel*): composto da 4 strati cilindrici di rivelatori, copre la regione fino a $|z| < 65 \text{ cm}$. I rivelatori in questa regione hanno uno spessore di $300 \mu\text{m}$ e un *passo*⁵ tra le strisce, lunghe 117 mm, che varia da 80 a $120 \mu\text{m}$. I primi due strati contengono moduli “stereo”. Gli altri moduli hanno le strisce orientate lungo la direzione z . La misura del punto di passaggio della particella è quindi più precisa nelle coordinate $r\phi$ (risoluzione spaziale variabile tra i 23 ed i $34 \mu\text{m}$) piuttosto che nella coordinata z (risoluzione spaziale di $230 \mu\text{m}$).
- TOB (*Tracker Outer Barrel*): è formato da 6 strati di rivelatori posti nella regione $55 < r < 110 \text{ cm}$. Sui due strati più interni sono montati moduli a doppia faccia.

⁵Per *passo* si intende la distanza tra due strisce consecutive.

Visto che la densità di particelle in questa regione sarà più bassa, il passo tra le strisce è maggiore rispetto ai moduli del TIB (da 120 μm a 180 μm) e le strisce hanno una maggiore lunghezza (190 mm). La risoluzione spaziale varia tra i 35 μm ed i 52 μm nelle coordinate $r\phi$ ed i 530 μm nella coordinata z .

I rivelatori che compongono gli *endcaps* sono:

- TID (*Tracker Inner Disks*): è composto da 6 dischi (3 per lato), posti ortogonalmente nella regione compresa tra TIB e TOB. I moduli del TID sono posti ad anello, con le strisce in direzione radiale, posizionati alternativamente sulla parte interna e su quella esterna del disco. I due anelli più interni del TID sono equipaggiati con moduli “stereo”. Lo spessore del silicio è pari a 300 μm .
- TEC (*Tracker EndCap*): ognuno di questi rivelatori comprende 18 dischi (9 per lato) che si estendono nella regione $120 \text{ cm} < |z| < 280 \text{ cm}$. Ognuno di essi è diviso in 8 spicchi in ciascuno dei quali i moduli sono montati a forma di anello per un numero variabile tra 4 e 7, a seconda della posizione lungo z . Anche in questo caso i moduli sono montati alternativamente sulla parte interna e su quella esterna del disco, con le strisce dirette radialmente. Sui due anelli più interni e sul quinto sono installati moduli “stereo” per misurare la coordinata z . Lo spessore dei sensori è di 300 μm per i tre anelli più interni e di 500 μm per gli altri.

Di fondamentale importanza per la corretta presa dati è il controllo che i moduli del tracciatore siano correttamente allineati. Possibili cause di disallineamento, oltre all'accuratezza in fase di montaggio, sono le deformazioni dovute al raffreddamento dei moduli e all'azione del potente campo magnetico. In fase di assemblaggio, si è cercato di affinare l'allineamento con un margine compreso tra gli 80 μm ed i 150 μm . Il p_T delle tracce viene ricostruito con una risoluzione dell'1% a 100 GeV.

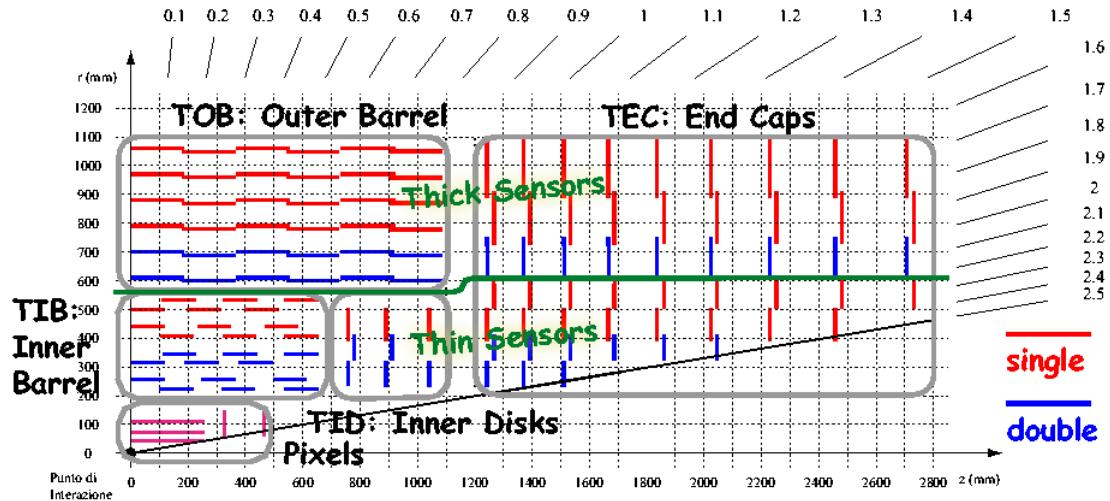


Figura 2.9: Rappresentazione schematica di un settore del rivelatore a microstrisce di silicio proiettata sul piano r - z . È evidenziata la posizione dei rivelatori a singolo e doppio strato.

2.2.3 Il calorimetro elettromagnetico (ECAL)

La funzione principale di un calorimetro elettromagnetico è quella di identificare elettroni e fotoni e di misurarne con precisione l'energia. Il calorimetro elettromagnetico (figura 2.10) di CMS (ECAL, *Electromagnetic CALorimeter*) [33, 34], è un calorimetro omogeneo a geometria cilindrica, con un *Ecal Barrel* (EB) costituito da 61200 cristalli scintillanti di Tungstato di Piombo (PbWO_4) e da due *Ecal Endcaps* (EE) contenenti 7324 cristalli ciascuno.

Il *barrel* ha un raggio interno di 129 cm, una lunghezza di 630 cm e si estende nella regione $|\eta| < 1.479$. È diviso in 36 “supermoduli” di lunghezza corrispondente alla metà del *barrel*. Ogni “supermodulo” contiene una matrice di cristalli 20×85 sul piano (ϕ, η) . I supermoduli sono a loro volta divisi in 4 moduli lungo la direzione η i quali sono a loro volta divisi in sottomoduli formati da matrici di cristalli 5×2 , montati su una struttura di fibra di vetro, che formano l'unità fondamentale di EB. I cristalli hanno la forma di un tronco di piramide di lunghezza pari a 23 cm (circa $24.7 X_0^6$), un'area frontale pari

⁶La lunghezza di radiazione X_0 è definita come il percorso che un elettrone altamente energetico deve compiere in un materiale per ridurre la propria energia ad una frazione pari ad $1/e$ del valore iniziale.

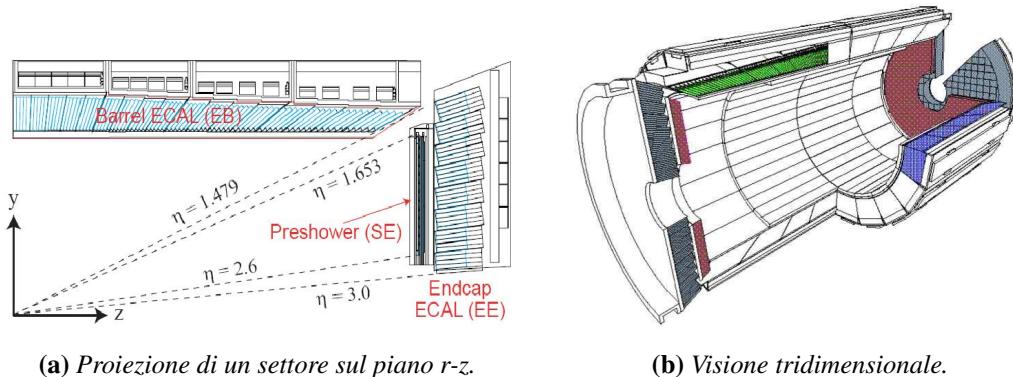


Figura 2.10: Rappresentazione schematica del calorimetro elettromagnetico ECAL.

a $22 \times 22 \text{ mm}^2$ e un'area posteriore pari a $26 \times 26 \text{ mm}^2$. La granularità del singolo cristallo è pari a $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.0175 \times 0.0175$ (cioè circa 1°). I cristalli sono raggruppati in matrici 5×5 chiamate *trigger towers* che forniscono informazioni utili per il *trigger*. Gli assi dei cristalli nel calorimetro sono inclinati di 3° in entrambe le direzioni η e ϕ rispetto al punto nominale di interazione per minimizzare spaziature ed effetti di rottura dei cristalli.

Ogni *endcap* copre la regione $1.479 < |\eta| < 3$ ed è formato da due piatti di alluminio semicircolari chiamati *Dees* su ognuno dei quali sono posti 3662 cristalli anch'essi aventi la forma di un tronco di piramide di lunghezza pari a 22 cm, un'area frontale pari a $28.6 \times 28.6 \text{ mm}^2$ e un'area posteriore pari a $30 \times 30 \text{ mm}^2$. I cristalli sono organizzati in 18 "supercristalli" con unità 5×5 . A differenza dei cristalli del *barrel*, quelli dell'*endcap* sono arrangiati secondo una simmetria $x - y$ piuttosto che $\eta - \phi$. L'asse dei cristalli è orientato in maniera tale da incrociare l'asse dei fasci ad una distanza di 130 cm oltre il punto di interazione nominale in modo tale da avere una sovrapposizione delle zone coperte da *endcap* e *barrel* ed avere quindi una maggiore ermeticità. Sul lato interno degli *endcaps* sono posizionati due rivelatori di *preshower* il cui scopo è quello di facilitare la separazione delle cascate prodotte da un γ primario da quelle composte da un π^0 primario. Questo rivelatore, che copre la regione $1.653 < |\eta| < 2.6$, è un calorimetro a campionamento ed è formato da due dischi di piombo (spessi rispettivamente $2 X_0$ ed $1 X_0$) che iniziano la

cascata elettromagnetica a partire dal fotone/elettrone incidente, alternati a due piani di rivelatori a microstrisce di silicio in cui avviene, oltre alla misura dell'energia rilasciata, l'individuazione del profilo dello sciame. Il rivelatore di silicio è spesso 320 μm , misura $63 \times 63 \text{ mm}^2$ ed è diviso in 32 strisce con passo di 1.9 mm. Le strisce nei due piani sono disposte in posizione ortogonale in configurazione $x - y$.

La scelta dei cristalli di PbWO_4 come materiale scintillante per ECAL è dovuta a diverse ragioni. Innanzitutto l'alta densità ($\rho = 8.3 \text{ g/cm}^3$), la breve lunghezza di radiazione ($X_0 = 0.89 \text{ cm}$) e il ridotto *raggio di Molière*⁷ ($R_M = 2.2 \text{ cm}$) permettono l'assemblaggio di un calorimetro compatto e a bassa granularità. Inoltre, il tempo di decadimento di scintillazione dell'ordine dei 15 ns, permette di raccogliere circa l'80% della luce emessa nei 25 ns che a LHC intercorrono tra un'interazione dei fasci e la successiva. Infine, i cristalli di Tungstato di Piombo sono caratterizzati da un'elevata resistenza alle radiazioni e per questo possono funzionare per anni nelle difficili condizioni ambientali imposte dal funzionamento di LHC, subendo modesti peggioramenti nelle prestazioni. Il principale svantaggio di questi cristalli è la scarsa raccolta di luce (~ 10 fotoelettroni/MeV) che rende necessario l'utilizzo di un sistema di amplificazione del segnale luminoso. Questo è ottenuto tramite l'utilizzo di fotodiodi al silicio a valanga (*Avalanche PhotoDiodes*, APD) nel *barrel* e di fotomoltiplicatori a singolo stadio (*Vacuum Photo Triode*, VPT) negli *endcaps*, entrambi resistenti alle radiazioni e al forte campo magnetico di CMS. La risoluzione energetica di un calorimetro omogeneo può essere espressa dalla somma in quadratura di tre termini secondo la formula

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c . \quad (2.5)$$

In questa formula il *termine stocastico* a comprende il contributo delle fluttuazioni statistiche nel numero di fotoelettroni prodotti e raccolti ed è il termine dominante a basse energie. Le fluttuazioni sono poissoniane ed il termine tiene conto dell'emissione di luce

⁷Il *raggio di Molière* R_M è una misura della dimensione trasversale dello sciame elettromagnetico in un calorimetro: in media il 90% dell'energia rilasciata dallo sciame elettromagnetico è contenuta in un cilindro di raggio R_M .

Tabella 2.2: Valori numerici per i termini a, b e c.

Contributo	<i>barrel</i> ($\eta = 0$)	<i>endcap</i> ($\eta = 2$)
Termine stocastico (a)	$2.7\%/\sqrt{E}$	$5.7\%/\sqrt{E}$
Termine di rumore (b)	$(L \sim 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1})$	155 MeV
	$(L \geq 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1})$	210 MeV
Termine costante (c)	0.55%	0.55%

da parte del cristallo, dell'efficienza nella raccolta di luce e dell'*efficienza quantica*⁸ del fotorivelatore.

Il *termine di rumore b* include il contributo del rumore elettronico, sia del fotorivelatore che degli amplificatori e del *pile up*⁹ degli eventi. Il contributo varia a seconda della luminosità di funzionamento di LHC.

Il termine costante *c*, dominante ad alte energie, tiene conto di vari contributi: la stabilità delle condizioni operative (in particolare temperatura e voltaggi), la presenza di materiale inerte prima del cristallo e la parziale perdita di parte dello sciamo, la raccolta di luce non uniforme lungo il cristallo, errori di intercalibrazione e danneggiamenti da radiazioni.

I valori di *a*, *b* e *c*, ottenuti da misure di test per valori di energia espressi in GeV, sono riportati per *barrel* ed *endcaps* in tabella 2.2.

2.2.4 Il calorimetro adronico (HCAL)

Il calorimetro adronico HCAL (*Hadronic CALorimeter*) [35], insieme al calorimetro elettromagnetico ECAL, forma un sistema calorimetrico completo per la misura dell'energia e della direzione dei *jets* adronici prodotti. Inoltre, se questo strumento è ermetico, è possibile misurare le caratteristiche di particelle non interagenti quali neutrini misuran-

⁸Per *efficienza quantica* di un fotorivelatore si intende il rapporto fra il numero di coppie elettrone-lacuna raccolte ed il numero di fotoni incidenti sullo stesso.

⁹Per *pile up* si intende la sovrapposizione di eventi separati, spazialmente o temporalmente, in una singola cella del rivelatore che quindi non è in grado di risolvere la molteplicità

do l'energia mancante depositata sul piano trasverso E_T^{miss} . Il calorimetro adronico di CMS è un calorimetro ermetico a campionamento che copre tutta la regione con $|\eta| < 5$. Esso, come mostrato in figura 2.11, è suddiviso in quattro sottorivelatori: HB (*Barrel Hadronic Calorimeter*), situato nella regione del *barrel* all'interno del magnete; HE (*Endcap Hadronic Calorimeter*), situato nella regione degli *endcaps*, anch'esso all'interno del magnete; HO (*Outer Hadronic Calorimeter*, altrimenti detto *Tail-Catcher*), posto lungo la parete interna del giogo di ritorno del campo magnetico, appena all'esterno del magnete; HF (*Forward Hadronic Calorimeter*), posto nella regione frontale, al di fuori degli *endcaps*.

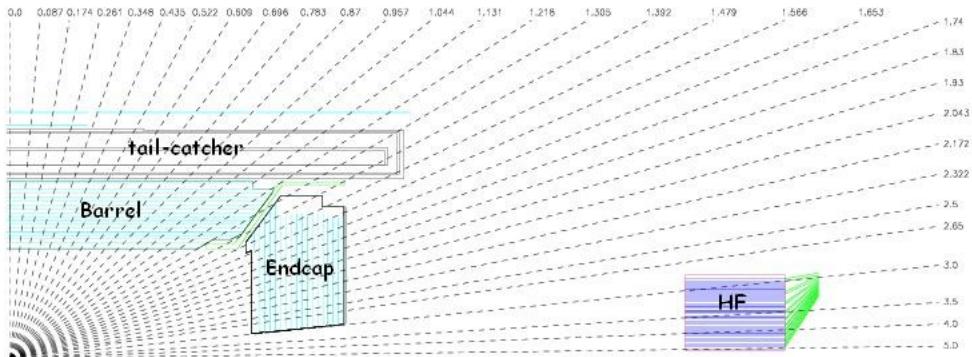


Figura 2.11: Rappresentazione schematica di un settore del calorimetro adronico HCAL proiettata sul piano r-z.

Il progetto di HCAL prevede il massimo contenimento delle particelle coinvolte nell'interazione per avere una misura accurata dell'energia mancante, specialmente sul piano trasverso: è stata dunque massimizzata la quantità di materiale all'interno del solenoide, limitando la quantità di materiale attivo. Il materiale assorbitore è stato scelto in base alle caratteristiche del magnete di CMS: essendo HCAL in gran parte situato all'interno del solenoide, è richiesto l'uso di materiale non magnetico come l'ottone. HE ed HB sono costruiti con lastre di assorbitore intervallate da lastre di materiali scintillante in cui sono immerse fibre ottiche fluorescenti (*wavelength shifters*, WLS), alle quali sono incollate fibre ottiche trasparenti che trasportano la luce fino ai fotorivelatori HPD (*Hybrid PhotoDiodes*). I rivelatori componenti HCAL sono qui descritti:

- **HB:** è lungo 9 m e si estende nella regione di raggio $178 \text{ cm} < r < 288 \text{ cm}$ e pseudorapidità $|\eta| < 1.4$ circondando ECAL. Esso è composto da due cilindri contenenti 18 sezioni ognuna delle quali copre un angolo $\Delta\phi = 20^\circ$. Ogni semicilindro è diviso lungo η in 16 settori e il rivelatore contiene un totale di 2304 “torri calorimetriche” con granularità $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.087 \times 0.087$. Ogni torre è composta da 15 lastre di ottone disposte parallelamente ai fasci dello spessore di 50 mm e da 2 in acciaio inossidabile agli estremi per garantire la solidità della struttura. Alternate ad esse sono poste 17 lastre di scintillatori plastici spesse 3.7 mm, eccetto quella più interna che è spessa 9 mm. Le fibre ottiche relative ad una torre vengono tutte inviate allo stesso fotorivelatore che provvede all'integrazione del segnale.
- **HE:** si estende nella regione di pseudorapidità $1.3 < |\eta| < 3.0$, sovrapponendo parzialmente la propria copertura a quella di HB. La regione di interfaccia tra i due rivelatori, vuota, è utilizzata per far passare cavi e fibre ottiche e, per non perdere informazioni calorimetriche, non punta verso il centro di interazione. La geometria di HE ricalca quella di HB essendo anch'esso diviso in 18 settori ognuno dei quali copre un angolo $\Delta\phi = 20^\circ$. Ogni *endcap* è suddiviso radialmente in 14 anelli ognuno dei quali è suddiviso in 72 sezioni, ciascuna delle quali copre un angolo di 5° in ϕ . Per le 8 sezioni più interne la segmentazione in ϕ è di 10° , per permettere alle fibre WLS una torsione che non le danneggi. La segmentazione in η varia dal valore 0.87 delle torri con η più basso al valore 0.35 per le torri più vicine al fascio, con η più alto. Le torri calorimetriche, per un totale di 2304, sono composte da 19 strati di scintillatori plastici spessi 3.7 mm alternati a strati di ottone assorbitore spessi 78 mm.
- **HO:** per migliorare ulteriormente la misura dell'energia delle cascate adroniche di più alta energia che riescono a superare la zona di HB (le cui dimensioni sono limitate da quelle del solenoide) la sezione del *barrel* di HCAL è complementata dal rivelatore HO, disposto all'esterno del solenoide lungo la parete interna del gioco di ritorno del flusso magnetico. Il rivelatore HO è quindi montato sulle 5

ruote che compongono il giogo ed è diviso in 12 settori ciascuno dei quali lungo 2.5 m in direzione z copre un angolo di 30° in ϕ . Esso è costituito da vari strati di scintillatori plastici, che incrementano lo spessore effettivo del calorimetro a più di 10 *lunghezze di interazione*¹⁰ λ_0 riducendo le code nella risoluzione energetica: due strati sulla ruota centrale, separati da uno strato di assorbitore in ferro spesso 18 cm, posti a distanza radiale di 3.850 m e 4.097 m ed uno sulle quattro periferiche posti a distanza radiale di 4.097 m. Gli scintillatori hanno uno spessore di 10 mm ed hanno una granularità $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.087 \times 0.087$ analoga a quelli di HB in modo che ci sia una corrispondenza 1-1 tra una torre calorimetrica di HB e un segmento di HO. La luce proveniente dagli scintillatori è collezionata tramite delle fibre WLS e trasportata ai fotorivelatori situati sulla parete del giogo di ritorno.

- **HF:** per garantire la copertura del sistema fino ad $|\eta| = 5$, è stato installato il rivelatore HF esternamente ad HE ad una distanza di 11.2 m dal punto nominale di collisione dei fasci. L'utilizzo di questo calorimetro ottimizza l'identificazione di processi che producono *jets* in avanti, in particolar modo processi che riguardano l'eventuale produzione del bosone di Higgs e di particelle SUSY. Le due unità cilindriche di HF sono lunghe 1.65 m ed hanno un raggio attivo di 1.4 m. HF è un calorimetro a campionamento con fibre di quarzo ricoperte di plastica inserite in materiale assorbitore in ferro. La scelta di questi materiali è indotta dalla dose di radiazioni che nell'area frontale è molto più elevata e non permette l'uso di scintillatori. Ogni unità è composta da 18 sezioni, ciascuna delle quali copre un angolo di 20° in ϕ contente ciascuna 24 torri calorimetriche in cui si alternano fibre lunghe 1.65 m a fibre lunghe 1.43 m. Le fibre di quarzo emettono luce Čerenkov al passaggio di particelle cariche e questa luce viene rilevata da fotomoltiplicatori radioresistenti. Ci sono 13 torri in η con segmentazione variabile da 0.1 a 0.3 a seconda della distanza dal fascio mentre la copertura in ϕ varia tra 10° e 20° . Com-

¹⁰La *lunghezza di interazione* λ_0 è definita come il libero cammino medio per interazione nucleare di unadrone in un dato materiale.

plessivamente l'apparato è composto da 900 torri, campionate tramite 1800 canali elettronici.

Le risoluzioni nelle varie regioni geometriche del calorimetro adronico possono essere parametrizzate secondo le seguenti espressioni contenenti un contributo stocastico ed uno costante:

$$\text{barrel} : \frac{\sigma_E}{E} = \frac{65\%}{\sqrt{E}} \oplus 5\% \quad (2.6)$$

$$\text{endcap} : \frac{\sigma_E}{E} = \frac{83\%}{\sqrt{E}} \oplus 5\% \quad (2.7)$$

$$\text{forward} : \frac{\sigma_E}{E} = \frac{100\%}{\sqrt{E}} \oplus 5\% \quad (2.8)$$

dove l'energia è espressa in GeV.

2.3 Il *trigger*

Alla luminosità massima di progetto di LHC di $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ le collisioni protone-protone avverranno con una frequenza di 40 MHz, troppo alta per poter ricostruire tutti gli eventi ed immagazzinare i dati così ottenuti. In particolare, l'archiviazione è limitata dallo spazio necessario ad immagazzinare i dati. Ogni evento acquisito dal rivelatore CMS contiene alcuni Megabyte di dati e il volume totale di dati prodotto dal rivelatore è dell'ordine dei 100 TB/s. La massima frequenza alla quale è possibile salvare gli eventi per una successiva analisi è circa 150 Hz. Per questo è stato sviluppato un efficiente sistema di *trigger*, il cui scopo è quello di selezionare gli eventi interessanti in base al loro contenuto fisico così che la loro frequenza non superi i limiti imposti dal sistema di memorizzazione. Il sistema di *trigger* di CMS è organizzato in due livelli: *Level 1 Trigger* (L1) e *High Level Trigger* (HLT).

Il *trigger* L1 [36] è progettato per effettuare una prima selezione in base ai soli segnali provenienti dai calorimetri e dalle camere a muoni, escludendo i dati provenienti dal tracciatore che richiedono troppo tempo per essere analizzati. In base alla risposta di questa analisi preliminare si decide se tenere o scartare l'evento, riducendo la frequenza dei dati

da analizzare da 40 MHz a 100 kHz che è la massima frequenza sostenibile dal *trigger* HLT per LHC funzionante alla massima luminosità (nel primo periodo di funzionamento, il valore di frequenza richiesto è di 30 kHz). Nel livello L1 i due sistemi di *trigger* (calorimetro e camera per muoni) lavorano in parallelo analizzando i dati localmente a livello di singolo rivelatore. Le informazioni dei calorimetri sono date dalle cosiddette “torri calorimetriche”, ovvero dai *clusters*¹¹ ricostruiti utilizzando un proprio sistema di *trigger*. Le informazioni così ottenute vengono combinate insieme sia per ECAL che per HCAL in modo da ricostruire *jets*, elettroni e fotoni e vengono temporaneamente immagazzinate nel *Global Calorimeter Trigger* (GCT). In modo analogo le camere per i muoni immagazzinano informazioni sulle tracce dei muoni nel *Global Muon Trigger* (GMT). Questo, inoltre, elimina anche tutte le ambiguità nella ricostruzione e le false tracce sfruttando una mappatura delle regioni inattive dei calorimetri (in cui non c’è stato il passaggio di particelle) data dal GCT. Le informazioni provenienti da GCT e GMT vengono a loro volta combinate insieme per dare una prima stima dell’energia trasversa mancante ed indicano su quali regioni del rivelatore CMS si deve focalizzare il livello HLT. I tempi di elaborazione e reiezione del livello L1 sono di 1 μ s senza considerare i ritardi dovuti ai tempi di propagazione dei vari segnali, ben al disopra dei 25 ns che intercorrono tra due collisioni dei fasci protone-protone. I segnali provenienti dagli altri rivelatori vengono memorizzati in una coda (*pipeline*) nell’attesa che le informazioni provenienti dai calorimetri siano processate (per un tempo massimo di 3.2 μ s, corrispondente a 128 collisioni).

Il *trigger* HLT [37] ha lo scopo di ridurre la frequenza dei dati che soddisfano i criteri di *trigger* L1 alla frequenza di immagazzinamento di ~ 100 eventi/s. Si tratta di un sistema *software* basato su una batteria di calcolatori commerciali (*farm*¹²) che effettua la prima ricostruzione degli eventi rilevati. In questa fase vengono utilizzate le informazioni

¹¹Per *cluster* si intende l’insieme di cristalli adiacenti nel calorimetro in cui è stata rilasciata più o meno energia da parte delle particelle.

¹²Per *farm* si intende un gruppo di calcolatori connessi in rete, in modo tale che possano scambiarsi informazioni per una efficiente e veloce elaborazione dei dati.

provenienti anche dal tracciatore. Il sistema può essere facilmente aggiornato aggiungendo nuovi processori o sostituendo quelli presenti con processori più veloci man mano che l'industria li rende disponibili. Inoltre, dal momento che l'implementazione del *trigger* è di tipo *software*, è possibile modificarla nel tempo senza effettuare interventi *hardware*.

2.4 Il *software* di ricostruzione e di simulazione degli eventi: CMSSW

Il *software* di simulazione e ricostruzione degli eventi, CMSSW [38], è scritto in linguaggio C++ [39] seguendo la logica della programmazione a oggetti ed è configurato tramite *files* scritti in linguaggio Python [40] all'interno dei quali vengono specificate le azioni da eseguire durante l'analisi, la ricostruzione o la simulazione di un evento. Alla base del CMS *Event Data Model* (EDM) c'è il concetto di evento (*Event*). L'oggetto *Event* è una classe C++ contenente tutte le informazioni riguardanti un evento fisico, sia a livello di dati grezzi che di quantità ricostruite. Gli algoritmi di ricostruzione possono accedere alle informazioni contenute nell'evento ed aggiungervi le proprie informazioni. Tutti gli oggetti necessari alla simulazione e ricostruzione degli eventi sono scritti nel formato EDM: ci sono le simulazioni Monte Carlo, i dati grezzi letti dai singoli rivelatori e gli oggetti ricostruiti necessari per la successiva analisi. CMSSW è strutturato secondo un'architettura modulare: esiste un solo eseguibile, `cmsRun`, che si occupa di gestire le operazioni di vari moduli, dove per modulo si intende una parte del codice che raggruppa un insieme definito di operazioni da eseguire su ciascun evento. La catena di ricostruzione viene definita dall'utente attraverso un file di configurazione scritto in linguaggio Python che seleziona quali dati prendere in ingresso (generalmente un file di tipo ROOT [41]), quali moduli eseguire e il valore dei parametri di impostazione sugli stessi (*Module*), l'ordine esatto di esecuzione dei moduli su ciascun evento (*Path*) e quali *files* di *output* devono essere infine prodotti (generalmente un altro file di tipo ROOT). Lo stesso eseguibile e la stessa procedura sono utilizzati sia per i dati fisici che per i dati Monte

Carlo rendendo il processo consistente. Quando un modulo ha terminato di processare i dati, il suo *output* viene trascritto nell'*Event* che viene in seguito passato al modulo successivo, in modo tale che al termine dell'esecuzione siano contenuti nell'*Event* sia i dati di partenza che quelli processati.

Capitolo 3

Produzione associata di Z e $jets$ adronici

3.1 Il processo $pp \rightarrow Z + n jets$

La produzione associata di $jets$ adronici con bosoni Z è un processo studiato fin dalla prima fase di raccolta dati a LHC a causa della sezione d’urto relativamente alta e della facile riconoscibilità del processo stesso. In particolare, il canale di decadimento del bosone Z in leptoni l^+ e l^- è particolarmente importante per via delle seguenti ragioni:

- Il comportamento di questo canale di decadimento è ben noto, essendo stato studiato in maniera approfondita in precedenti progetti di ricerca ad acceleratori. Il suo studio permette un controllo della validità del *Modello Standard* alla scala energetica del TeV: può rivelarsi quindi un interessante banco di prova per rivelare fenomeni correlati a nuova fisica a queste energie. Fino ad ora, misure di questo tipo sono state effettuate al collisionatore Tevatron del Fermilab ad una energia del centro di massa pari a 1.96 TeV, quindi circa 10 volte inferiore all’energia massima ottenibile a LHC. Già nei primi mesi di utilizzo dell’acceleratore, con una energia del centro di massa pari a 7 TeV, si può disporre di dati confrontabili con quelli messi a disposizione dalle collaborazioni CDF e DØ al Tevatron.
- Alcuni modelli che si prefiggono di superare il *Modello Standard* come i modelli ispirati alle teorie di unificazione (GUTs), le teorie di rottura dinamica della

simmetria e le teorie dette di *little Higgs*, prevedono l'esistenza di bosoni neutri pesanti (Z') o risonanze alla scala energetica del TeV. L'eventuale scoperta di tali particelle può essere stabilita attraverso la rivelazione di eventi con due leptoni nello stato finale con un picco di massa invariante in corrispondenza della massa della risonanza.

- L'alta sezione d'urto di decadimento del bosone di Higgs, qualora permesso dalla propria massa, nella coppia $ZZ^{(*)}$. Il canale di decadimento $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow l^-l^+l^-l^+$ risulta essere il miglior canale per l'osservazione del bosone di Higgs.
- La produzione della Z permette una misura precisa della luminosità dell'esperimento fin dall'accensione dell'apparato.
- Questo processo permette di calibrare il calorimetro elettromagnetico, di allineare il sistema di rivelazione dei muoni e il tracciatore e di affinare gli algoritmi di ricostruzione delle tracce, in quanto la propria segnatura è molto chiara.
- Lo studio di questi processi migliorerà la conoscenza sulle funzioni di distribuzione partonica (PDF) nei protoni incidenti, permettendo quindi di affinare i processi di simulazione Monte Carlo.

In questo lavoro di tesi si è affrontato lo studio del canale di decadimento $Z \rightarrow e^+e^-$ associato alla produzione di $jets$ adronici. In figura 3.1 sono riportati alcuni diagrammi di Feynman che descrivono la produzione di bosoni Z associata a $jets$ adronici a LHC. Per poter studiare gli effetti di accettanza del rivelatore e poter interpretare criticamente i dati raccolti, è necessario ricorrere a simulazioni Monte Carlo. Nella sezione seguente verrà brevemente esposto il funzionamento dei generatori di eventi per la simulazione delle collisioni adroniche. In particolare, verranno descritti i generatori usati per la simulazione del segnale e dei fondi concorrenti al processo in analisi. Infine, verranno descritte le caratteristiche dei campioni utilizzati ed il metodo alla base della simulazione dell'interazione delle particelle col rivelatore.

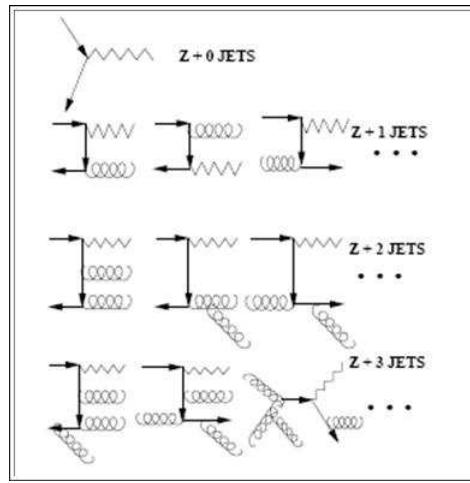


Figura 3.1: Diagrammi di Feynman per la produzione di $Z + n$ jets. Le frecce indicano i quarks, le linee spezzate il bosone Z , le linee curve i gluoni.

3.2 Generatori Monte Carlo

La generazione di eventi è un processo basato su algoritmi numerici di tipo Monte Carlo. La struttura complessa degli eventi prodotti negli esperimenti di alta energia richiede l'utilizzo di programmi detti “generatori” i quali suddividono l'approccio alla realizzazione di eventi realistici in sezioni indipendenti, ciascuna trattabile con metodologie analitiche o numeriche. La simulazione di collisioni adroniche può essere descritta in diversi passi. Una rappresentazione schematica dei differenti passaggi implementati in un generatore di eventi è mostrata in figura 3.2.

- Il primo passo è il calcolo degli elementi della matrice di *scattering* per il processo selezionato considerando i partoni (*quarks* o *gluoni*) che vi partecipano come particelle libere. Dati due protoni collineari incidenti con impulso fissato, vengono scelti due partoni (uno per ogni protone) che partecipano al cosiddetto *hard scattering*. I partoni ed i leptoni nello stato finale sono prodotti in accordo coi valori delle sezioni d’urto differenziali calcolate. Eventuali risonanze prodotte a livello di *hard scattering* vengono fatte decadere. Nel caso specifico di produzione di Z , due coppie di partoni u/\bar{u} oppure d/\bar{d} formano una Z che decade poi in una coppia di

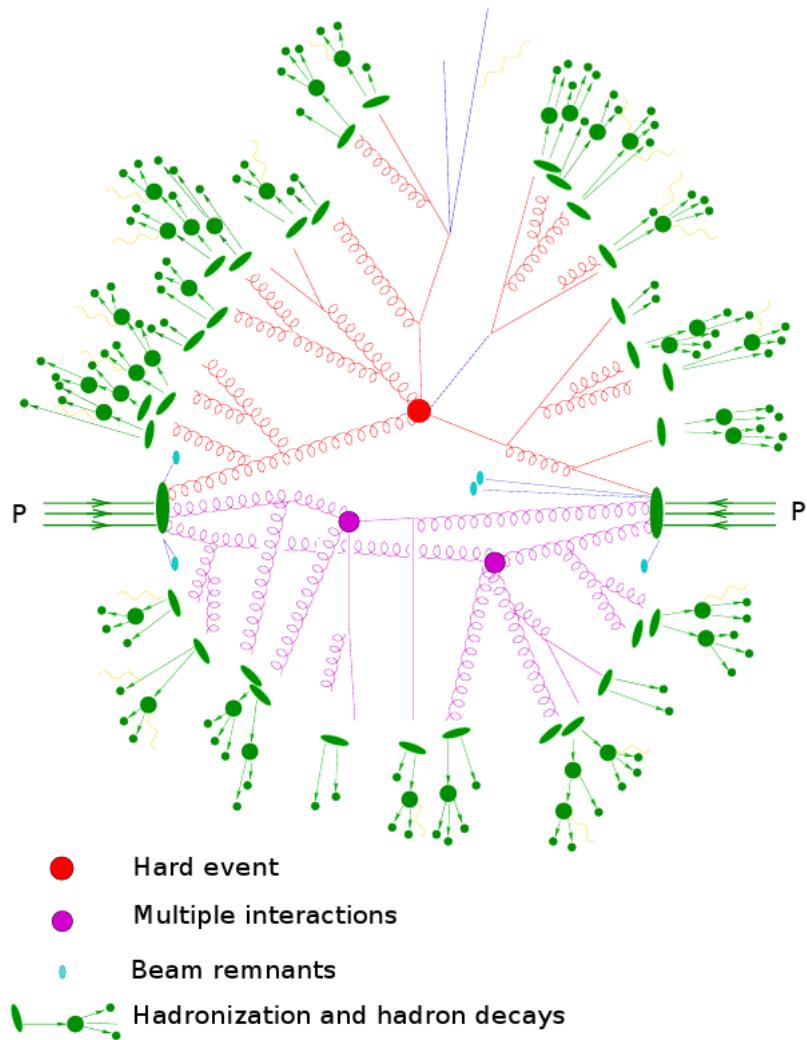


Figura 3.2: Rappresentazione schematica di un evento per un generatore tipico. I partoni appartenenti ai due adroni interagenti sono sottoposti a hard scattering e ad interazioni multiple a basso impulso trasferito. I quarks ed i gluoni sono coinvolti nel processo di adronizzazione creando adroni che successivamente decadono.

leptoni o *quarks* con probabilità calcolate nel modello EW.

Se si considerano i due *quarks* incidenti collineari, la Z prodotta dovrà necessariamente avere impulso trasverso nullo. In realtà, si osserva sperimentalmente che l'impulso trasverso delle Z prodotte in tali tipi di interazione segue una distribuzione con valor medio diverso da zero. Alla base di tale fenomeno c'è il fatto che i partoni interni ai protoni continuamente emettono e riassorbono *quarks* e gluoni. Qualora nel momento dello *hard scattering* alcuni gluoni non siano stati riassorbiti, la Z risultante avrà necessariamente impulso trasverso diverso da zero per la conservazione del quadrimpulso. Questo effetto, noto come “radiazione di stato iniziale” (ISR, *Initial State Radiation*) deve essere simulato dal generatore di eventi. In analogia con la radiazione di stato iniziale, esiste anche una “radiazione di stato finale” (FSR, *Final State Radiation*) in cui i partoni nello stato finale emettono e riassorbono *quarks* e gluoni.

- Oltre ai partoni coinvolti nel processo di *hard scattering* altre coppie partoniche possono interagire durante l'interazione adronica descritta in collisioni a basso impulso trasferito. Queste interazioni, chiamate MPI (*Multiple Parton Interactions*) contribuiscono al cosiddetto *underlying event*. Anche in questo caso è necessario procedere ad una simulazione di questi processi e alle relative emissioni di radiazione iniziale e finale. La generazione degli eventi deve tenere conto anche del resto del fascio (*beam remnants*) in cui i partoni che non partecipano allo *hard scattering* devono essere simulati per tenere conto della conservazione della carica di colore e del quadrimpulso.
- Le risonanze e i partoni che vengono prodotti nello stato finale dopo lo *hard scattering* (compresi i processi ISR e FSR) non sono osservati liberi, come già descritto nella sezione 1.1, ma vanno incontro al processo di adronizzazione. Questo è un processo non descrivibile in teorie di QCD perturbativa. Man mano che i partoni si allontanano l'uno dall'altro, la costante di accoppiamento forte aumenta il proprio valore creando una forza attrattiva tra i due partoni. Si parla di “confinamento dei

quarks”. L’energia immagazzinata aumenta fino a creare coppie *quark/antiquark* dal vuoto che alla fine si ricombinano in adroni tramite il processo di adronizzazione. Tale processo viene simulato con modelli empirici che verranno descritti nei prossimi paragrafi.

- Infine, il generatore di eventi tiene conto del decadimento delle particelle aventi vita talmente breve da decadere prima di interagire col rivelatore, come il leptone τ o i mesoni B . L’interazione delle particelle finali con l’apparato sperimentale sarà descritta nei prossimi paragrafi.

3.2.1 Generazione dei partoni nello stato finale

Esistono due approcci per generare i partoni nello stato finale. Il primo, detto *Matrix Element* (ME), si basa sul calcolo esatto degli elementi di matrice e corrisponde al calcolo ordine per ordine dei diagrammi di Feynman in teoria QCD perturbativa. Si tratta dell’approccio in principio più corretto, in grado di fornire analiticamente la soluzione completa del problema. Il metodo ME presenta però due complicazioni: la prima, è che la presenza nel processo di un elevato numero di partoni, come in figura 3.3, a basso impulso trasverso rende i calcoli complicati. In secondo luogo, il metodo non riesce a descrivere situazioni in cui il partone emesso è collineare con il partone di partenza. Si ottengono dunque delle divergenze dette rispettivamente *soft* e *collineari*. L’elemento di matrice deve quindi essere calcolato lontano dalle regioni in cui sono presenti le divergenze: in questo modo viene perso parte dello spazio delle fasi che deve essere altrimenti recuperato per permettere la descrizione di eventi realistici. Utilizzando solo il metodo ME, quindi, non è possibile descrivere la struttura interna di un *jet*.

Il secondo approccio è quello della cascata di partoni (*Parton Shower*). Questo metodo permette di affrontare in maniera alternativa il processo di ramificazione secondaria dei diagrammi partonici e permette di rimuovere le divergenze *soft* e *collineari*. La cascata viene descritta come la successione di eventi elementari del tipo $a \rightarrow bc$ in cui il verificarsi dell’evento stesso è regolato da una legge di tipo probabilistico. L’introdu-

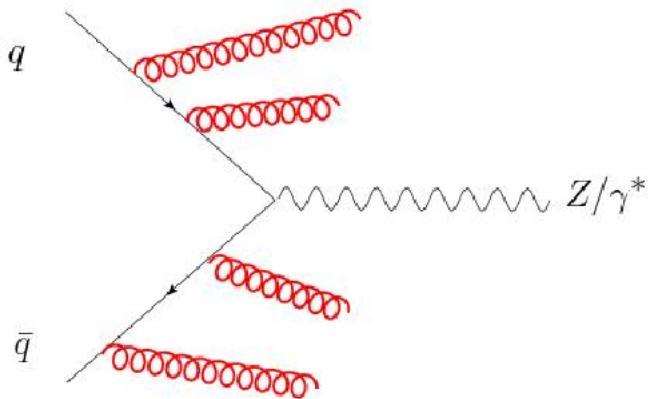


Figura 3.3: Schematizzazione della radiazione di stato iniziale ISR che accompagna la produzione di Z.

zione di un valore di soglia e l'applicazione di una procedura di ordinamento angolare dell'emissione di partoni permette di eliminare le divergenze *soft* e collineari tipiche del metodo ME. Questo metodo, ottimale per la descrizione dei *jets*, non riesce però a descrivere correttamente scenari con partoni ben separati. Il metodo PS completa lo spazio delle fasi che non si riesce a simulare col metodo ME. Le due tecniche descritte risultano quindi complementari ed una loro applicazione combinata nei casi intermedi ne permette una migliore interpretazione potendo sfruttare le caratteristiche dei due algoritmi nei rispettivi limiti di validità.

3.2.2 Adronizzazione: il modello di Lund

Successivamente alla generazione dei partoni nello stato finale si procede alla loro ricombinazione in adroni. Il processo di adronizzazione (altrimenti detto di “frammentazione”) è un processo non perturbativo e quindi non è possibile affrontarlo con le consuete tecniche. Uno dei modelli fenomenologici più utilizzati nei generatori di eventi è il cosiddetto “modello di Lund”. Il modello afferma che il flusso di colore tra un *quark* q ed un *antiquark* \bar{q} che si formano nello sciame partonico collassa in una stringa piuttosto che

diffondersi in un campo di Coulomb così come fa il flusso elettrico normale. Per descrivere il flusso energetico in maniera Lorentz-covariante, la stringa viene considerata priva di massa e avente un unico grado di libertà longitudinale, in modo tale che il tubo di flusso risulta essere un cilindro coassiale con la direzione di allontanamento della coppia q e \bar{q} . All'aumentare della distanza fra la coppia *quark/antiquark* l'energia potenziale della stringa aumenta e quest'ultima può rompersi creando una nuova coppia q' e \bar{q}' . In questo modo si creano due singoletti di colore (la stringa $q\bar{q}'$ e $q'\bar{q}$): per ogni stringa, il processo di frammentazione continua fino a quando l'energia è tale da permettere la creazione di mesoni reali, dove in questo caso un mesone è rappresentato da una stringa con una coppia *quark/antiquark* agli estremi. Il modello di Lund prevede anche la soppressione di *quarks* pesanti. Questo modello riesce a spiegare anche la creazione dei barioni: è infatti possibile che durante la rottura di una stringa si formino due coppie *quark/antiquark* consecutive (non necessariamente con stesso *sapore*) e che una delle coppie inglobi un *quark* dell'altra.

3.3 I generatori **MADGRAPH** e **PYTHIA**

Tra i vari generatori a disposizione per la simulazione di eventi di fisica delle alte energie, per questo lavoro di tesi si è scelto di ricorrere all'utilizzo di **PYTHIA** [42] e **MADGRAPH** [43, 44].

Il generatore **PYTHIA** utilizza il metodo ME per il calcolo della sezione d'urto al primo ordine non nullo in teoria delle perturbazioni (*Leading Order*, LO). Per la simulazione dei diagrammi all'ordine perturbativo successivo comprendente l'effetto di gluoni emessi come radiazione di stato iniziale e finale (figura 3.3), usa il metodo PS. Questa tecnica risulta però inefficiente nella descrizione di *jets* energetici emessi a grandi angoli. Per ridurre l'entità di tale effetto, sono state implementate in **PYTHIA** delle correzioni basate sul calcolo tramite il metodo ME dell'emissione di un partone aggiuntivo per radiazione di stato iniziale.

Il generatore **MADGRAPH**, invece, utilizza il metodo ME sia per zero che per più *jets*

ma tiene conto solo dei diagrammi reali. Non viene cioè preso in considerazione nel calcolo della sezione d’urto il contributo portato dai diagrammi virtuali, in cui ad esempio i *quarks* interagenti si scambiano un gluone. Quindi, benché la distribuzione energetica dei *jets* sia meglio descritta, il calcolo della sezione d’urto è comunque eseguito al LO. Inoltre, una volta generati i partoni a più alta energia, è necessario usare il metodo PS per generare tutti i partoni nello stato finale prima di procedere alla successiva adronizzazione. È però possibile che eventi a zero *jets* ottenuti col metodo ME, successivamente all’applicazione del metodo PS diventino eventi a più *jets* di impulso non trascurabile e che si verifichi un conteggio doppio dell’evento stesso. Per evitare una simile questione, viene posta una soglia in energia per i *jets* generati col metodo ME e allo stesso tempo, vengono eliminati gli eventi a cui il metodo PS aggiunge uno o più *jets* con energia superiore a questa soglia.

Entrambi i generatori usano per l’adronizzazione il modello di Lund.

3.4 Campioni utilizzati

In tabella 3.1 sono riportate le caratteristiche principali dei campioni PYTHIA¹ e MADGRAPH utilizzati per l’analisi. Tutti i campioni sono stati simulati ad un’energia del centro di massa pari a 7 TeV, come richiesto per avere un confronto coerente con i dati raccolti nella prima fase di funzionamento di LHC. Per simulare il segnale, ovvero il decadimento di una Z in elettroni, si è usato un campione generato con PYTHIA:

- $pp \rightarrow Z \rightarrow e^+e^-$

ed uno generato con MADGRAPH:

- $pp \rightarrow Z \rightarrow l^+l^-$.

Nel caso di MADGRAPH, viene considerato il decadimento della Z nelle tre famiglie leptoniche e si ha il vantaggio di avere una più efficiente simulazione dei *jets*. La simulazione

¹Il campione PYTHIA è successivamente indicato come PYTHIA6 per sottolineare il fatto che se ne è usata la sesta versione.

Tabella 3.1: Caratteristiche dei campioni utilizzati. In tabella è riportato, per ogni campione, l'intervallo di simulazione, il numero di eventi simulato n , la sezione d'urto calcolata al Leading Order σ_{LO} e la sezione d'urto calcolata al Next-to-Leading Order σ_{NLO} .

	generatore	campione	intervallo	n	σ_{LO} (pb)	σ_{NLO} (pb)
segnale	PYTHIA6	$pp \rightarrow Z \rightarrow e^+ e^-$	$M_{e^+ e^-} > 20 \text{ GeV}/c^2$	2461575	1300	1667
	MADGRAPH	$pp \rightarrow Z \rightarrow l^+ l^-$	$M_{e^+ e^-} > 50 \text{ GeV}/c^2$	1084921	2400	2946
PYTHIA6			$20 \text{ GeV}/c < \hat{p}_T < 30 \text{ GeV}/c$	33809839	1719150	-
			QCD: <i>EM Enriched</i>	30 $\text{GeV}/c < \hat{p}_T < 80 \text{ GeV}/c$	42377278	3498700
				80 $\text{GeV}/c < \hat{p}_T < 170 \text{ GeV}/c$	5394911	134088
fondo			$20 \text{ GeV}/c < \hat{p}_T < 30 \text{ GeV}/c$	2761023	108330	-
			QCD: $b, c \rightarrow e$	30 $\text{GeV}/c < \hat{p}_T < 80 \text{ GeV}/c$	2475597	138762
				80 $\text{GeV}/c < \hat{p}_T < 170 \text{ GeV}/c$	1208674	9422.4
MADGRAPH		$pp \rightarrow W \rightarrow l \nu_l$	-	9918895	24170	30936
		$pp \rightarrow t\bar{t}$	-	1383404	95	162

di PYTHIA è stata effettuata imponendo che la massa invariante della coppia elettrone-positrone proveniente dal decadimento fosse $M_{e^+ e^-} > 20 \text{ GeV}/c^2$, mentre nel caso di MADGRAPH è $M_{e^+ e^-} > 50 \text{ GeV}/c^2$.

Per la simulazione del fondo si sono invece individuati quattro contributi fondamentali. I primi due sono stati entrambi simulati con PYTHIA:

- QCD: *EM Enriched*
- QCD: $b, c \rightarrow e$

Il terzo e il quarto contributo sono stati simulati con MADGRAPH:

- $pp \rightarrow W \rightarrow l \nu_l$
- $pp \rightarrow t\bar{t}$

Anche in questo caso, come per il segnale, il campione di MADGRAPH contiene i decadimenti nelle tre famiglie leptoniche. In generale, se non diversamente specificato, la scritta

$W \rightarrow l \nu_l$ raccoglie il contributo combinato dei due canali di decadimento $W^+ \rightarrow l^+ \nu_l$ e $W^- \rightarrow l^- \bar{\nu}_l$.

In particolare, il fondo di QCD detto *EM Enriched* è un fondo contenente *jets* arricchito di contributi elettromagnetici (elettroni e fotoni) mentre quello detto $b, c \rightarrow e$ rappresenta il fondo di elettroni che provengono dal decadimento di *quarks* pesanti. Questi due campioni, mutuamente esclusivi, sono simulati in tre diverse regioni di impulso trasverso dei partoni prodotti nel processo di *hard scattering*: $20 \text{ GeV}/c < \hat{p}_T < 30 \text{ GeV}/c$, $30 \text{ GeV}/c < \hat{p}_T < 80 \text{ GeV}/c$ e $80 \text{ GeV}/c < \hat{p}_T < 170 \text{ GeV}/c$. Viene anche riportata la sezione d’urto al *Next-to-Leading Order* (NLO), σ_{NLO} , che verrà utilizzata per la normalizzazione dei campioni Monte Carlo nell’analisi. Per i campioni di QCD questa correzione non è stata calcolata.

3.5 Generazione degli eventi, simulazione del rivelatore e ricostruzione degli eventi con CMSSW

Una volta scelto il generatore, viene eseguita la generazione degli eventi all’interno di CMSSW, usando le apposite librerie. La configurazione del generatore è effettuata attraverso il programma `cmsRun`. Dopo che l’evento è stato generato (formato GEN) viene effettuata la simulazione del rivelatore (formato SIM). Il primo passo della simulazione degli effetti strumentali è la modifica della posizione del vertice: il vertice primario, posizionato dal generatore di eventi nell’origine del sistema di coordinate di CMS, viene spostato in base alla distribuzione attesa del punto di collisione. Il passo successivo è la simulazione dell’interazione delle particelle col rivelatore, effettuata tramite il *software* GEANT4 [45]. Utilizzando una descrizione dettagliata del rivelatore, il *software* fornisce una simulazione dell’energia depositata, degli effetti di *scattering* multiplo dei sottorivelatori ed altri effetti come la *bremsstrahlung* degli elettroni attraverso il materiale del rivelatore. I dati simulati (formato RAW) hanno lo stesso formato dei dati veri. Una volta che il segnale dei sottorivelatori è stato simulato, i dati RAW ottenuti vengono convertiti

in formato numerico e digitalizzati (formato DIGI). A questo punto sono applicati gli algoritmi di ricostruzione per ottenere i cosiddetti *RecHits* nei sottorivelatori (ad esempio le *hits* nel tracciatore o la posizione e l'energia depositata in un cristallo interessato da uno sciame elettromagnetico in ECAL). A partire da questi è possibile ricavare informazioni più elaborate (formato RECO) quali la ricostruzione delle tracce o il riconoscimento di una particella. Infine, applicando un ulteriore filtro e una ricompattazione delle informazioni dei dati RECO, è possibile ottenere il formato AOD (*Analysis Object Data*). Essi rappresentano oggetti fisici di alto livello che permettono di accedere direttamente alle informazioni più rilevanti sulle particelle ricostruite, come gli eventuali vertici di decadimento secondario o i *jets* calorimetrici. Essi contengono tutte le informazioni necessarie per l'analisi finale orientata allo studio dei processi fisici: le tracce con le relative *hits* associate, i *clusters* calorimetrici, i vertici, i *jets* e altri oggetti fisici raffinati come i muoni e gli elettroni. Ogni evento nel formato AOD occupa circa 50 kB di memoria. La catena descritta rappresenta quella che è chiamata simulazione completa o *full simulation*. Tutti i risultati che presenteremo nel seguito, sono ottenuti con campioni simulati con *full simulation*. Si osserva che i campioni di eventi di QCD *EM Enriched* sono molto popolati, dell'ordine di un fattore 10 rispetto agli altri. Questo ha creato dei problemi durante il processo di generazione degli eventi a causa della elevata quantità di tempo necessaria per operare una simulazione del campione completo e in fase di analisi, occupando questi dati una elevata quantità di spazio. Da analisi preliminari si è però osservato che nella fase di selezione degli eventi di interesse la maggior parte di questi eventi non supera i criteri di taglio applicati. Per snellire il processo di analisi si sono quindi filtrati i campioni a disposizione con un processo detto *skimming*. In particolare, si è richiesto che gli eventi avessero una coppia di elettroni con massa invariante $M_{e^+e^-} > 30 \text{ GeV}/c^2$. In tabella 3.2 è riportato il risultato di questa selezione preliminare.

I formati RAW, RECO e AOD sono gli stessi dei dati veri per cui, a parte le informazioni a livello di generatore presenti nel Monte Carlo, lo stesso programma di analisi viene usato per i dati di CMS e per le simulazioni Monte Carlo.

Tabella 3.2: Numero di eventi per i campioni di QCD EM Enriched utilizzati. Con n sono indicati i valori iniziali, con n_s quelli successivi all'applicazione dello skimming.

campione	intervallo	n	n_s
QCD: <i>EM Enriched</i>	$20 \text{ GeV}/c < \hat{p}_T < 30 \text{ GeV}/c$	33809839	265321
	$30 \text{ GeV}/c < \hat{p}_T < 80 \text{ GeV}/c$	42377278	824633
	$80 \text{ GeV}/c < \hat{p}_T < 170 \text{ GeV}/c$	5394911	261214

Capitolo 4

Ricostruzione degli elettroni e dei *jets* nel processo $Z(\rightarrow e^+e^-) + jets$

La caratteristica principale del canale esaminato è la presenza di due elettroni¹ isolati di alto impulso trasverso associati a *jets* adronici. In figura 4.1 è riportato un *event display*, cioè una rappresentazione grafica in due dimensioni di un evento reale di tipo $Z(\rightarrow e^+e^-) + jets$ a 7 TeV nel centro di massa. Le caratteristiche specifiche dei due elettroni verranno utilizzate per la selezione del segnale e la riduzione del fondo. In questo capitolo è riportata una descrizione degli algoritmi che permettono di ricostruire gli elettroni e i *jets* a partire dai dati raccolti. Verrà poi discusso il meccanismo di preselezione degli eventi e le creazione di *files* di dati per l’analisi detti “PAT-tuple”. Infine, verrà descritto il campione di dati utilizzato e saranno illustrate le caratteristiche peculiari del segnale e dei fondi in analisi.

4.1 Ricostruzione degli elettroni in CMSSW

La rivelazione di elettroni e positroni in CMS inizia col riconoscimento di una traccia carica nel tracciatore al silicio associata ad un deposito energetico nel calorimetro elettrico.

¹Qualora non esplicitamente specificato, con la parola elettrone si intende il leptone e , indipendentemente dalla carica elettrica.

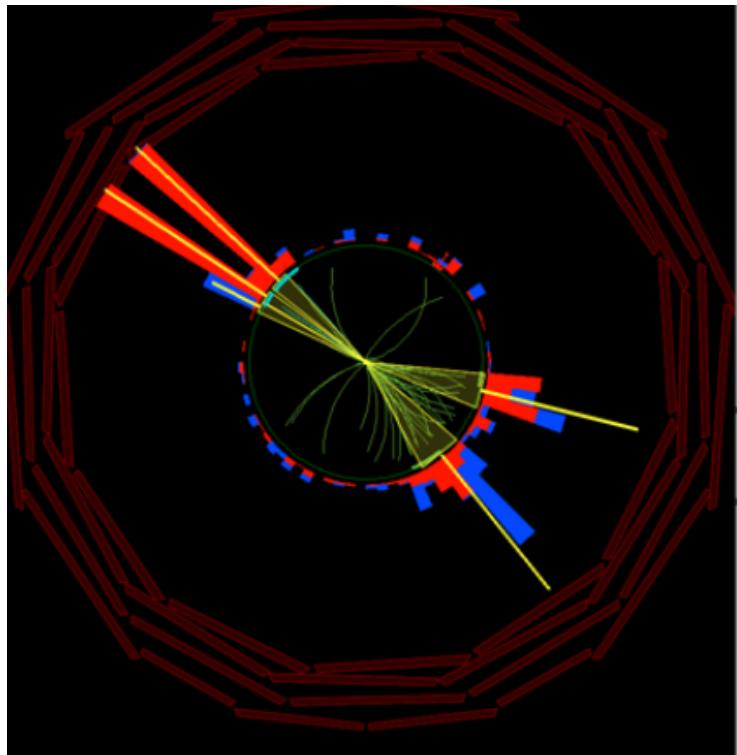


Figura 4.1: Event display dell'evento 147038187 appartenente al run 140124 ottenuto col programma di visualizzazione degli eventi di CMS (Fireworks). È riportata una vista stilizzata del rivelatore CMS sul piano $r - \phi$: le linee verdi nel cerchio più interno rappresentano le tracce cariche ricostruite nel tracciatore, le barre rosse e blu hanno una lunghezza proporzionale all'energia rilasciata dalle particelle rispettivamente nel calorimetro elettromagnetico ed adronico. Lo strato più esterno rappresenta le camere a muoni (il disegno non è in scala). Nell'evento mostrato è visibile un candidato classificato come $Z(\rightarrow e^+e^-) + 2 jets$. I due elettroni, indicati da colonne gialle proporzionali all'energia rilasciata nel calorimetro elettromagnetico (e quindi della stessa altezza della barra rossa), hanno massa invariante pari a $M_{e^+e^-} = 88 \text{ GeV}/c^2$. I due jets sono indicati da colonne gialle di altezza proporzionale all'energia rilasciata nei calorimetri. I bordi in giallo nel tracciatore indicano i coni dei jets o la zona interessata dal passaggio di un elettrone.

magnetico. La ricostruzione prevede quindi la combinazione delle informazioni ricavate dal rivelatore a *pixels* di silicio, dal rivelatore a microstrisce di silicio e da ECAL. Si identificano tre fasi principali: il raggruppamento o *clustering* dei depositi energetici nei cristalli del calorimetro elettromagnetico, il riconoscimento delle tracce candidate corrispondenti ai depositi energetici individuati e infine la ricostruzione vera e propria data dalla combinazione delle informazioni raccolte.

4.1.1 Ricostruzione dell'energia depositata nel calorimetro elettromagnetico

La ricostruzione degli elettroni inizia dalla creazione di *clusters* dei depositi energetici nei cristalli del calorimetro. Ogni singolo elettrone o fotone, interagendo coi cristalli del calorimetro elettromagnetico, genera uno sciamo elettromagnetico. I risultati di un test su un supermodulo del *barrel* di ECAL, eseguito con un fascio di elettroni a 120 GeV incidente nel centro di un cristallo, mostrano che il 97% dell'energia viene raccolta in una matrice di cristalli di dimensione 5×5 [46]. La misura dell'energia nel calorimetro elettromagnetico è però ostacolata dalla presenza del materiale del tracciatore che le particelle create incontrano prima di ECAL e dalla presenza del forte campo magnetico allineato col fascio. Gli elettroni attraversanti gli strati di silicio del tracciatore irradiano fotoni di *bremsstrahlung* che si propagano in direzione tangenziale all'elettrone che curva nel piano $r - \phi$ a causa del campo magnetico. L'energia depositata nel calorimetro è perciò significativamente diffusa in ϕ . La costruzione di *clusters* e in particolare di *superclusters* (*clusters* di *clusters*) è stata ottimizzata per tenere conto di tutti questi effetti.

La creazione di *clusters* ha inizio con l'individuazione del seme (*seed*): tra tutti i cristalli in cui l'energia depositata supera un valore di soglia viene scelto quello col più alto valore di energia trasversa E_T depositata nel cristallo. A partire da esso vengono raggruppati i cristalli adiacenti in cui è stata depositata energia seguendo due differenti algoritmi [47, 48]: l'algoritmo *Hybrid*, usato nel *barrel* e l'algoritmo *Multi 5 × 5*, usato

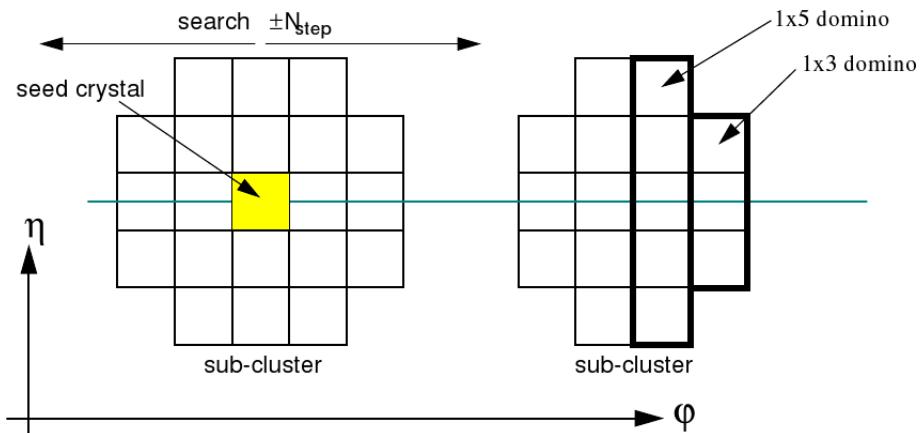


Figura 4.2: Costruzione dei domini nell'algoritmo Hybrid [49].

negli *endcaps*. La necessità dell'utilizzo di due differenti algoritmi trae origine dalla differente disposizione geometrica dei cristalli e dalla differente mappatura del campo magnetico nelle due regioni.

L'algoritmo *Hybrid*

L'algoritmo *Hybrid* prende spunto dalla semplice geometria del *barrel* di ECAL sul piano $\eta - \phi$ e sfrutta la conoscenza della forma laterale dello sciamo in direzione η cercando dinamicamente depositi energetici separati in direzione ϕ (riconducibili a fotoni di *bremsstrahlung*). Una volta individuato il seme ($E_T > 1$ GeV), un *cluster* è definito come un insieme di domini, con 3 o 5 cristalli in η , contigui in direzione ϕ , in cui è stata raccolta un'energia superiore a 0.1 GeV. I domini sono separati dalle “valli”, regioni in cui l'energia depositata è inferiore a 0.1 GeV. Successivamente viene creato un *supercluster* di domini vicini in ϕ richiedendo che il dominio-seme abbia un'energia superiore a 0.35 GeV. È possibile raggruppare delle barre in direzione ϕ fino ad un massimo di 17 cristalli attorno al seme di partenza. Il *supercluster* costruito con questo algoritmo è formato da una serie di sciami a η costante ma diffusi in direzione ϕ , con energia contenuta in una finestra di cristalli 5×5 per ogni deposito. In figura 4.2 è illustrata la procedura dell'algoritmo *Hybrid*.

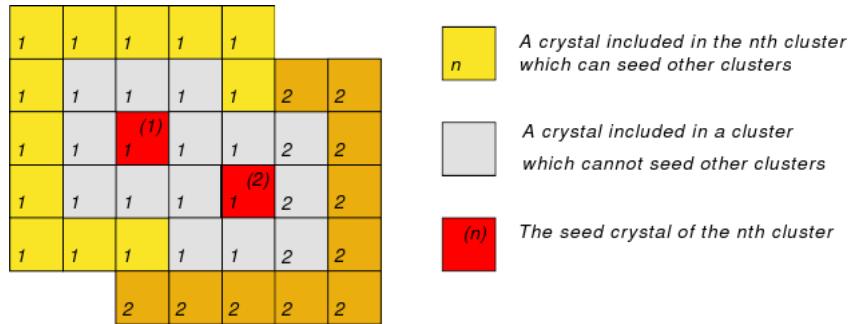


Figura 4.3: Illustrazione di due clusters Multi 5×5 sovrapposti negli endcaps di ECAL [47].

L'algoritmo *Multi 5 × 5*

Questo algoritmo è stato sviluppato per adattarsi alla geometria degli *endcaps*. Una volta individuato il candidato-seme ($E_T > 180$ MeV), l'algoritmo controlla che esso rappresenti effettivamente un massimo locale in energia confrontando il proprio valore con i cristalli ad esso adiacenti nella configurazione detta “a croce svizzera”. Se questo è verificato, l'algoritmo costruisce attorno al seme una matrice di cristalli 5×5 , includendo solo cristalli non ancora appartenenti al *cluster*. A questo livello sono aggiunti anche i cristalli in cui, a causa della sottrazione del piedistallo, è associata energia negativa (la correzione verrà effettuata solo in presenza della matrice completa). Per permettere all'apparato di raccogliere anche il contributo di sciami vicini causati dalla *bremsstrahlung*, ai 16 cristalli del bordo della matrice 5×5 costruita è permesso di diventare un nuovo seme. Una illustrazione del funzionamento dell'algoritmo *Multi 5 × 5* è riportata in figura 4.3.

Il campione finale di *clusters* corretti per *bremsstrahlung* è ottenuto creando una finestra rettangolare in η e ϕ attorno ai depositi energetici con energia $E_T > 1$ GeV ed estendendo la finestra in direzione ϕ . I depositi energetici compresi nella finestra sono aggiunti a formare il *supercluster*. La regione di *endcap* compresa nell'intervallo $1.6 < |\eta| < 2.6$ è coperta dal rivelatore di *preshower*: gli elettroni ed i fotoni ricostruiti in questa zona vi depositano parte della propria energia che deve quindi essere misurata e successivamente aggiunta al *cluster*. Questo risultato è ottenuto sommando l'energia ricavata dalle strisce del rivelatore che si trovano nella direzione estrapolata dalla posizione dei depositi calo-

rimetrici rispetto al vertice di interazione primario, prima dell'applicazione di eventuali correzioni energetiche.

Correzioni energetiche

Per eseguire al meglio misure con elettroni o fotoni è indispensabile avere un'alta risoluzione nel calorimetro elettromagnetico. In particolare, l'emissione di radiazione di *bremsstrahlung* o la conversione di fotoni in coppie di elettroni causate dall'interazione delle particelle col materiale del tracciatore contribuiscono a diminuire la risoluzione energetica di ECAL, portando ad una sottostima dell'energia misurata degli elettroni o dei fotoni. La funzione delle correzioni energetiche è quella di compensare tali perdite. L'energia nel calorimetro elettromagnetico è calcolata utilizzando la formula [50]:

$$E_{e/\gamma} = F \cdot \sum_{cluster} G \cdot c_i \cdot A_i \quad (4.1)$$

dove A_i sono le ampiezze del segnale misurate in conteggi ADC del singolo cristallo, G è un termine di taratura di scala globale e c_i sono le costanti di intercalibrazione (cioè il rapporto inverso tra la risposta dei singoli canali ed un canale di riferimento). Il termine F deriva dalla fattorizzazione di tre contributi:

$$F = C_{EB}(\eta) \cdot f_b \cdot f(\eta, E_T) \quad (4.2)$$

dove $C_{EB}(\eta)$ compensa le perdite energetiche laterali delle facce esposte dei cristalli del *barrel*; f_b corregge per la risposta dell'algoritmo di *cluster* allo sciame; $f(\eta, E_T)$ è una correzione residua applicata a tutti i *superclusters* a causa della non omogeneità della distribuzione del materiale nel calorimetro e della dipendenza dall'energia.

4.1.2 Ricerca delle tracce guidata da ECAL

Successivamente alla ricostruzione dei *superclusters* nel calorimetro elettromagnetico, prende il via la ricerca delle tracce cariche nel tracciatore [51]. A partire dai *superclusters* individuati, vengono ricercate delle tracce-seme costruite con coppie o terne di *hits*

degli strati interni del tracciatore. Nella regione del *barrel* le *hits* possono appartenere agli strati del TIB ma almeno una deve essere del rivelatore a *pixels* per ridurre il numero di elettroni proveniente da conversioni di fotoni. Negli *endcaps*, invece, è possibile avere *hits* non appartenenti al rivelatore a *pixels* ma provenienti dal TID o dal TEC. La procedura adottata sfrutta il fatto che il *supercluster* si trova al termine della traiettoria elicoidale che l'elettrone percorre a causa del campo magnetico a cui è sottoposto: conoscendo l'energia e la posizione del *supercluster* è quindi possibile predire la posizione delle *hits* ricostruendo l'elica verso le posizioni interne. Per abbinare le due *hits* di una traiettoria-seme si usano finestre in ϕ e z , tenendo conto delle due ipotesi di carica. In caso di terne, devono essere abbinate almeno due *hits*. Una volta che una *hit* nel primo strato è abbinata al *supercluster*, questa informazione è utilizzata per aggiustare i parametri dell'elica e per cercare una *hit* nel secondo strato usando una finestra più piccola.

4.1.3 Ricostruzione delle tracce cariche

Una volta identificata la traccia-seme, il passo successivo è la ricostruzione della traccia. In questo lavoro di tesi sono state usate due tipologie di ricostruzione delle tracce: il *Kalman Filter*, (KF) [52] ed il *Gaussian Sum Filter* (GSF) [53].

L'algoritmo *Kalman Filter* è una procedura ricorsiva che valuta lo stato di un sistema dinamico a partire da una serie di misure soggette ad errore. Il punto di partenza è il modello di traiettoria per una particella relativistica carica in un campo magnetico, vale a dire un'elica con asse parallelo alla direzione del campo magnetico. La traccia è descritta da un vettore pentadimensionale, essendo cinque il numero minimo di parametri necessario per descrivere il sistema: impulso, direzione e posizione di ogni punto nella traiettoria. Le perturbazioni ipotizzate sugli stati del sistema sono di tipo gaussiano, quindi il metodo *Kalman Filter* è applicabile a processi in cui gli errori di determinazione sono di tipo gaussiano, come la ricostruzione della traccia di una particella carica soggetta a *scattering* multiplo nel materiale del rivelatore in cui gli errori di misura del rivelatore sono di tipo gaussiano. L'algoritmo, partendo dallo strato in cui è stato identi-

ficato il *seed*, propaga in maniera iterativa i parametri della traccia nello strato successivo del tracciatore aggiungendo nuove *hits* e migliorando i parametri ogni volta che ne viene aggiunta una nuova. Una volta raccolte le *hits* facenti parte della traccia, le stesse vengono utilizzate per fare il *fit*² finale della traccia.

Le particelle leggere come gli elettroni hanno un'elevata probabilità di perdita di energia per *bremsstrahlung* nel materiale costituente il tracciatore. Questo tipo di perdita di energia produce delle perturbazioni di tipo non gaussiano al moto elicoidale ipotizzato per una generica particella carica in un campo magnetico. Il metodo di ricostruzione delle tracce *Kalman Filter* non è efficiente nel caso la perdita di energia non sia di tipo gaussiano. Per ovviare a ciò, è stato sviluppato il metodo *Gaussian Sum Filter* (GSF) che mediante un *fit* delle *hits* con una somma di gaussiane pesate per ogni *hit* riesce a tenere conto della perdita di energia per *bremsstrahlung*.

4.1.4 Preselezione degli elettroni

I candidati elettroni sono costruiti a partire dalla ricostruzione delle tracce ottenute col filtro GSF ed i loro *superclusters* associati. Essi sono sottoposti ad una fase di prefiltraggio necessaria a ridurre l'apporto di *jets* erroneamente ricostruiti come elettroni. La finestra di preselezione è tenuta volutamente ampia per permettere una efficiente ricostruzione degli elettroni e soddisfare la richiesta di vari tipi di analisi [51]. Per gli elettroni si richiede, a livello di ricerca del *seed*, che:

- $E_T > 4$ GeV per il *supercluster*;
- $H/E < 0.15$, dove H è il valore dell'energia depositata nelle torri del calorimetro adronico in un cono di raggio $\Delta R = 0.15$ centrato sulla posizione del *supercluster* elettromagnetico ed E è l'energia del *supercluster* elettromagnetico.

A livello di abbinamento del *seed* alla traccia, sono richieste due ulteriori selezioni per gli elettroni:

²Il processo di *fit* è un processo matematico teso alla ricostruzione dei parametri di una curva o di una funzione matematica che approssimano meglio un insieme di dati.

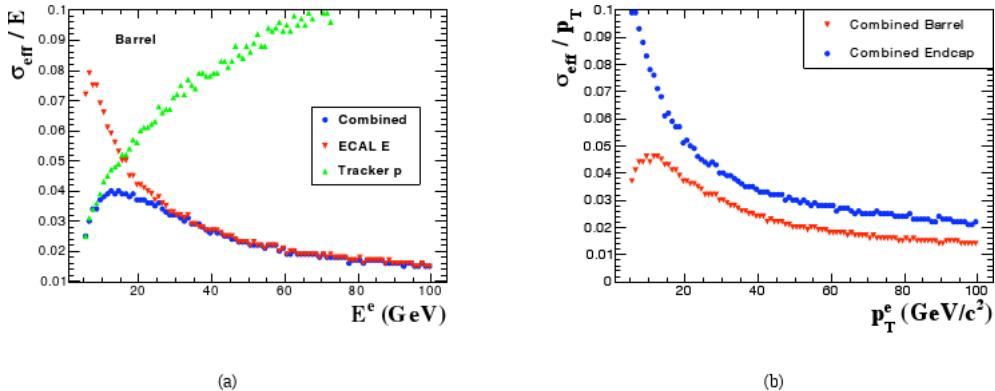


Figura 4.4: Risoluzione energetica degli elettroni nel tracciatore, nel calorimetro elettromagnetico e combinata [51].

- $|\Delta\eta_{\text{in}}| = |\eta_{\text{SC}} - \eta_{\text{in}}^{\text{ext}}| < 0.02$ dove η_{SC} rappresenta la posizione dell'energia pesata in η del *supercluster* e $\eta_{\text{in}}^{\text{ext}}$ è la coordinata η della posizione del punto più vicino al *supercluster*, estrapolato dalla posizione e direzione più interna della traccia;
- $|\Delta\phi_{\text{in}}| = |\phi_{\text{SC}} - \phi_{\text{in}}^{\text{ext}}| < 0.15$ dove ϕ_{SC} rappresenta la posizione dell'energia pesata in ϕ del *supercluster* e $\phi_{\text{in}}^{\text{ext}}$ è la coordinata ϕ della posizione del punto più vicino al *supercluster*, estrapolato dalla posizione e direzione più interna della traccia.

4.1.5 Misura dell'impulso degli elettroni

La misura dell'impulso è ottenuta dalla combinazione delle informazioni di ECAL e del tracciatore. Come riportato in [46, 51], viene scelta una delle due misure o ne viene eseguita una combinazione in accordo a considerazioni riguardanti la risoluzione dei sottorivelatori o effetti di *bremsstrahlung*, come mostrato in figura 4.4.

Come atteso, la misura del tracciatore è usata principalmente a basse energie o nella zona in cui la precisione delle misure di ECAL è bassa. In tutti gli altri casi, salvo rare eccezioni, viene usato il valore ricavato dalla misura in energia di ECAL.

4.1.6 Isolamento

In collisioni di tipo protone-protone è molto importante riuscire a distinguere i leptoni prodotti in processi ad alto impulso trasverso p_T da quelli prodotti in eventi di fondo QCD o altri eventi ricchi di jets. Si costruisce dunque una variabile, chiamata variabile di *Isolamento relativo combinato* (Iso_{pT}) [54], che controlli quanta attività accompagni un leptone durante l’attraversamento del rivelatore. Si definiscono preliminarmente le tre grandezze *TrkIso*, *ECALIso*, *HCALIso* come la somma scalare nei tre rivelatori (tracciatore, ECAL ed HCAL) dell’impulso trasverso di tutti gli oggetti ricostruiti attorno agli elettroni (ricavato dalle tracce o dalle torri calorimetriche) in un cono di raggio $\Delta R = 0.3$, dove $\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2}$ e considerando una regione di voto conica con $\Delta R = 0.01$ attorno all’elettrone per rimuovere l’elettrone di partenza. La variabile di *Isolamento Relativo Combinato* è quindi definita come

$$Iso_{pT} = \frac{TrkIso + ECALIso + HCALIso}{p_T} \quad (4.3)$$

dove p_T è l’impulso trasverso dell’elettrone. Tale variabile di isolamento è stata costruita tenendo presente che se il leptone, come nei fondi, è associato a degli adroni, allora l’energia degli adroni sarà in prima approssimazione proporzionale a quella del leptone stesso.

4.2 Ricostruzione dei jets in CMSSW

I jets sono la “firma” sperimentale di quarks e gluoni prodotti in processi di alta energia quali i processi di *scattering* tra partoni in collisioni di tipo protone-protone. A causa della loro alta sezione d’urto di produzione, i jets rivelati nell’esperimento CMS permetteranno studi di nuovi regimi cinematici, confrontando predizioni di modelli di QCD perturbativa e permettendo la scoperta di possibili eventi fisici oltre il *Modello Standard*. Una corretta ricostruzione dei jets, della loro calibrazione e risoluzione energetica è perciò cruciale per l’analisi di eventi con jets nello stato finale.

4.2.1 Algoritmi di ricostruzione dei *jets*

Gli algoritmi di raggruppamento dei *jets* sono tra i più importanti strumenti per l’analisi dei dati di collisioni adroniche. Il loro uso diffuso negli esperimenti al Tevatron, LEP ed HERA e l’estrema complessità degli stati finali negli esperimenti a LHC ha prodotto un ampio dibattito riguardante i vari algoritmi disponibili. Principalmente si riconoscono due tipi di ricombinazione: la ricombinazione sequenziale (algoritmi k_t [55] e Cambridge/Aachen [56]) e la ricombinazione conica (ad esempio, riportata in [57]). Un algoritmo di *jet* deve essere poco sensibile ad effetti non perturbativi come il processo di adronizzazione e alla contaminazione dell’*underlying event* e deve essere adatto da applicare a depositi calorimetrici. Una caratteristica richiesta agli algoritmi di *jet* è che non dipendano dalle correzioni infrarosse e collineari (IRC-safe), cioè dalla emissione di partoni a basso impulso o collineari, che sono causa di divergenze in teoria di QCD perturbativa e dunque ne limitano la predittività. Gli algoritmi di tipo IRC-safe hanno anche il vantaggio di essere meno sensibili al rumore nei calorimetri.

Nella ricombinazione sequenziale, si calcola la distanza d_{ij} tra l’entità fisica (particella o *jet*) i e ogni altra entità j nell’evento e la distanza d_{iB} con il fascio. Il processo di *clusterizzazione* procede individuando la distanza d minore: se questa è di tipo d_{ij} l’algoritmo ricombina le entità fisiche i e j , altrimenti identifica l’entità i con un *jet* e la rimuove dalla lista delle entità individuate. Le distanze sono calcolate nuovamente e la procedura viene ripetuta fino all’esaurimento delle entità. Le due distanze sono definite come:

$$d_{ij} = \min(k_{ti}^{2p}, k_{tj}^{2p}) \frac{\Delta_{ij}^2}{R^2} \quad (4.4)$$

$$d_{iB} = k_{ti}^{2p}, \quad (4.5)$$

dove $\Delta_{ij}^2 = (y_i - y_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2$ e k_{ti} , y_i e ϕ_i sono rispettivamente l’impulso trasverso, la rapidità e l’angolo azimutale della particella i . Nelle due espressioni sono presenti il parametro radiale R ed il parametro p che governa la potenza relativa dell’energia verso la scala geometrica Δ_{ij} . Per $p = 1$, si ricava l’algoritmo di ricostruzione k_t [55]. In generale, per valori di $p > 0$ il comportamento dell’algoritmo è simile all’algoritmo k_t perché il

valore positivo di p garantisce l'ordinamento tra le particelle. Il caso $p = 0$ corrisponde all'algoritmo inclusivo Cambridge/Aachen [56].

Il caso corrispondente al valore $p = -1$ è noto come algoritmo “anti- k_t ” [58] ed è quello utilizzato nella ricostruzione dei jets in questo lavoro di tesi. La funzionalità dell'algoritmo IRC-safe anti- k_t può essere compresa considerando un evento con poche particelle ben separate ad alto impulso k_{t1}, k_{t2}, \dots e molte particelle a basso impulso. La distanza $d_{1i} = \min(1/k_{t1}^2, 1/k_{ti}^2) \frac{\Delta_{1i}^2}{R^2}$ tra una particella ad alto impulso 1 ed una particella a basso impulso i è esclusivamente determinata dall'impulso trasverso della particella ad alto impulso e dalla separazione Δ_{1i} . La distanza d_{ij} tra particelle simili a basso impulso sarà maggiore. Quindi le particelle a basso impulso tendono a raggrupparsi con quelle ad alto impulso prima che fra sé. Se una particella ad alto impulso non ha vicino a sé particelle ad alto impulso entro una distanza $2R$, essa raggruppa tutte le particelle a basso impulso in un cerchio di raggio R risultando in un jet perfettamente conico. In presenza di altre particelle ad alto impulso i jets perdono la perfezione della forma geometrica conica. Il risultato finale è che i jets ad alto impulso sono racchiusi in una regione di raggio R : solo quelli a minore impulso hanno forma più complessa. Una caratteristica dell'algoritmo di ricostruzione anti- k_t è quindi quella di ridurre l'impatto degli *underlying events* e del *pile-up* sulla risoluzione dell'impulso. Infine un'altra caratteristica che giustifica la scelta di tale algoritmo è la sua velocità di esecuzione. Per tutti questi motivi in questa fase di presa dati dell'esperimento CMS è stato deciso di usare l'algoritmo anti- k_t con il parametro di distanza fissato al valore $R = 0.5$.

4.2.2 Classificazione dei jets

In questo lavoro di tesi si è deciso di affrontare lo studio di due famiglie di jets, ricostruiti entrambi con l'algoritmo anti- kt descritto in precedenza ma utilizzando informazioni diverse dai rivelatori.

***Jets* calorimetrici (CALO *jets*)**

I *Jets* calorimetrici (CALO *jets*) [59] sono ricostruiti usando i depositi energetici nel calorimetro elettromagnetico ECAL e nelle celle del calorimetro adronico HCAL, combinandoli in torri calorimetriche. Una torre calorimetrica consiste in una o più celle di HCAL e dei corrispondenti cristalli di ECAL geometricamente adiacenti. Nella regione del *barrel* ($|\eta| < 1.4$), una singola cella di HCAL insieme ad un gruppo di cristalli 5×5 di ECAL formano una torre calorimetrica proiettiva. L’energia di una singola torre calorimetrica viene calcolata come somma diretta dei due singoli depositi energetici. Nelle regioni degli *endcaps* ($1.4 < |\eta| < 3.0$) vengono formate torri calorimetriche in maniera leggermente diversa a causa della geometria non proiettiva. Per sopprimere i contributi di rumore provenienti dall’elettronica di lettura dei calorimetri, sono applicate delle soglie alle energie delle celle durante la costruzione delle torri calorimetriche. Tali soglie sono riportate in tabella 4.1. Inoltre, per sopprimere il contributo proveniente dal *pile-up*, le torri calorimetriche con energie trasversa $E_T^{\text{torre}} < 0.3$ GeV non vengono usate nella ricostruzione dei *jets*.

***Particle-flow jets* (PF *jets*)**

L’algoritmo di ricostruzione detto *Particle Flow* (PF) [60,61] combina le informazioni provenienti da tutti i sottorivelatori di CMS per identificare e ricostruire le particelle presenti nell’evento, ovvero muoni, elettroni, fotoni, adroni carichi e neutri. In particolare, gli adroni carichi sono ricostruiti a partire dalle tracce nel tracciatore centrale. I fotoni e gli adroni neutri sono ricostruiti a partire dai *clusters* energetici del calorimetro elettromagnetico ed adronico. La presenza di *clusters* separati dalla posizione di tracce estrapolate nei calorimetri costituisce una “firma” chiara di particelle neutre. Una particella neutra sovrapposta a particelle cariche nei calorimetri può essere rivelata evidenziando un eccesso di energia calorimetrica rispetto alla somma degli impulsi associati alla traccia. I PF *jets* sono quindi costruiti a partire dalla lista di particelle così identificate risultanti nell’evento. In questo modo la misura dell’impulso del *jet* e la risoluzione spaziale sono

Tabella 4.1: Soglie applicate alle celle calorimetriche nella ricostruzione dei jets calorimetrici. Nella colonna “Sezione” sono riportati i sottosistemi del calorimetro adronico (HB, HE, HO e HF) ed elettromagnetico (EB ed EE), come illustrato nei paragrafi 2.2.4 e 2.2.3. Negli anelli di HO sono state stabilite diverse soglie energetiche, così come per le diverse fibre di lettura (corte o lunghe) di HF. In ECAL, oltre alla soglia energetica sulle letture dei singoli cristalli, è applicata una soglia sulla somma della lettura dei cristalli appartenenti alla stessa torre calorimetrica.

Sezione		Soglia (GeV)
HB		0.7
HE		0.8
HO	Anello 0	1.1
	Anello 1,2	3.5
HF	Fibra lunga	0.5
	Fibra corta	0.85
EB	Per cristallo, doppia faccia	0.07
	Somma	0.2
EE	Per cristallo, doppia faccia	0.3
	Somma	0.45

sensibilmente migliori rispetto a quelle riferite ai jets calorimetrici: infatti l’uso del tracciatore e l’eccellente granularità di ECAL permette di risolvere e misurare con precisione gli adroni carichi ed i fotoni contenuti all’interno dei jets, che costituiscono circa il 90% dell’energia dei jets.

4.2.3 Correzione energetica dei *jets*

L’energia misurata nel rivelatore è tipicamente diversa da quella corrispondente alla particella associata al *jet*. Nelle simulazioni Monte Carlo quest’ultima è ottenuta usando lo stesso algoritmo di ricostruzione, raggruppando le particelle stabili provenienti dal processo di adronizzazione susseguente l’interazione “dura”. La causa principale di questa differenza risiede nella non uniformità e non linearità del risponto dei calorimetri di CMS. Inoltre, il rumore elettronico ed il processo di *pile-up* incidono nell’evento aggiungendo un ulteriore contributo di energia che deve essere eliminato. All’interno della collaborazione di CMS è stato sviluppato un algoritmo di calibrazione energetica dei *jets* a più livelli [59,62]. Sono state individuate tre correzioni diverse da apportare all’energia dei *jets*: una correzione di *offset*, una correzione relativa ed una assoluta.

La correzione di *offset* è la prima della catena. Il suo scopo è quello di stimare e sottrarre l’energia non associata a processi di urto ad alto impulso trasverso. L’energia sottratta contiene il contributo del rumore del calorimetro elettromagnetico, e del *pile-up*.

La correzione relativa rimuove le variazioni della risposta dei *jets* rispetto al parametro η dei *jets*, in riferimento ad una regione centrale di controllo. Il meccanismo, elaborato al Tevatron, prevede lo studio di bilanciamento dell’impulso trasverso p_T in eventi con due *jets* rinculanti, prendendo il primo (*barrel jet*) nella regione di controllo centrale del calorimetro corrispondente a $|\eta| < 1.3$ e l’altro come sonda (*probe jet*) a η arbitrario. La regione centrale del *barrel* è scelta come riferimento essendo una zona omogenea del rivelatore e perché è in grado di rivelare *jets* a più alto momento trasverso.

La correzione assoluta rimuove variazioni nella risposta dei *jets* rispetto all’impulso trasverso p_T dei *jets*. Il rapporto dell’energia dei *jets* ricostruiti rispetto a quelli veri è inferiore ad uno e varia in funzione dell’impulso trasverso del *jet*: con questa correzione si rimuove il comportamento anomalo portando la risposta energetica uguale ad uno per ogni valore dell’impulso trasverso. Il meccanismo usato prevede l’utilizzo di eventi di tipo $\gamma + 1$ *jet*. Il metodo sfrutta il rinculo del fotone e del *jet* sul piano trasverso ed usa come riferimento l’impulso trasverso del fotone p_T , accuratamente misurato dal calorimetro.

metro elettromagnetico. Quando sarà raccolta una statistica ritenuta sufficiente, questo metodo prevederà anche l'utilizzo di eventi di tipo $Z + 1\ jet$.

La formula che combina le tre correzioni descritte sopra si esprime come [59]

$$E_{\text{corretta}} = (E_{\text{noncorretta}} - E_{\text{offset}}) C_{\text{rel}}(\eta, p_T'') C_{\text{ass}}(p_t') \quad (4.6)$$

dove p_T'' è l'impulso trasverso del *jet* corretto per l'*offset* e $p_T' = p_T'' C_{\text{rel}}(\eta, p_T'')$ è l'impulso trasverso del *jet* corretto per l'*offset* e la dipendenza dalla pseudorapidità.

I campioni utilizzati per questo lavoro di tesi, siano essi dati reali o simulazioni Monte Carlo, sono stati corretti usando metodi di verità Monte Carlo a causa della bassa statistica dei dati a disposizione. Utilizzando i campioni Monte Carlo definiti in precedenza, è possibile ricostruire i *jets* a partire dai quadrimpulsi delle particelle Monte Carlo (“GenJets”). I GenJets sono confrontati con i *jets* calorimetrici (o PF) sul piano $\eta - \phi$ richiedendo che si abbia $\Delta R < 0.25$. Per i *jets* che si accordano con quelli confrontati, viene misurata la quantità $p_T^{\text{Jet}}/p_T^{\text{Genjet}}$ e viene estratto il fattore di calibrazione in funzione di p_T e η del *jet* da calibrare.

In figura 4.5 è riportato l'andamento del fattore di correzione $C_{\text{ass}}(p_t')$ in funzione dell'impulso trasverso dei *jets*. Si osserva come a basso impulso trasverso i *jets* calorimetrici necessitino di un maggior fattore di correzione moltiplicativo rispetto ai PF *jets*, in quanto questi ultimi sono ricostruiti tramite le precise informazioni provenienti dal tracciatore. L'incertezza sistematica sulle correzioni in energia è il 10% per i CALO *jets* e il 5% per i PF *jets*.

4.3 Preselezione degli eventi

I dati utilizzati in questo lavoro di tesi, siano essi dati reali o simulazioni Monte Carlo, sono stati trattati con l'algoritmo PAT (*Physics Analysis Toolkit*) [63] di CMSSW. A partire dai dati in formato RECO (o AOD), l'algoritmo crea dei candidati per ogni tipo di particella coinvolta nell'evento (ad esempio, PAT-elettroni e PAT-jets) e, in seguito ad una trattazione del flusso di dati, porta alla creazione di *files* chiamati “PAT-tuple” pronti

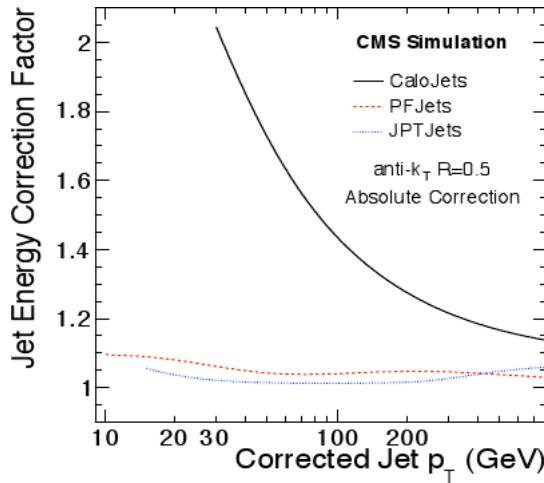


Figura 4.5: Fattore di correzione assoluta $C_{\text{ass}}(p'_t)$ dei jets derivato da simulazioni effettuate a $\sqrt{s} = 7$ TeV per CALO jets, PF jets e JPT jets in funzione dell'impulso trasverso dei jets corretto. La classe di jets JPT (Jets Plus Track) non è stata studiata in questo lavoro di tesi.

per l’analisi. L’algoritmo procede sequenzialmente nelle seguenti fasi, come mostrato in figura 4.6:

- Pre-creazione: vengono eseguite delle operazioni preliminarie alla creazione dei candidati, tra cui l’aggiunta di informazioni non contenute nei *files* RECO (o AOD) e informazioni sulle corrispondenze con la verità Monte Carlo qualora si tratti di dati simulati.
- Creazione del candidato: le informazioni rilevanti disponibili sono combinate nella formazione di un candidato.
- Selezione del candidato: in questa fase, l’utente può intervenire richiedendo delle selezioni aggiuntive sui candidati creati.
- Disambiguazione del candidato (*cleaning*): in questa fase sono aggiunte informazioni che permettono di supportare la disambiguazione degli oggetti ricostruiti. Ad esempio, un *cluster* presente nel calorimetro elettromagnetico può essere interpretato come un fotone, un elettrone o un *jet* e quindi essere presente come informazione all’interno di più candidati. A seconda dello scopo dell’analisi, questa infor-

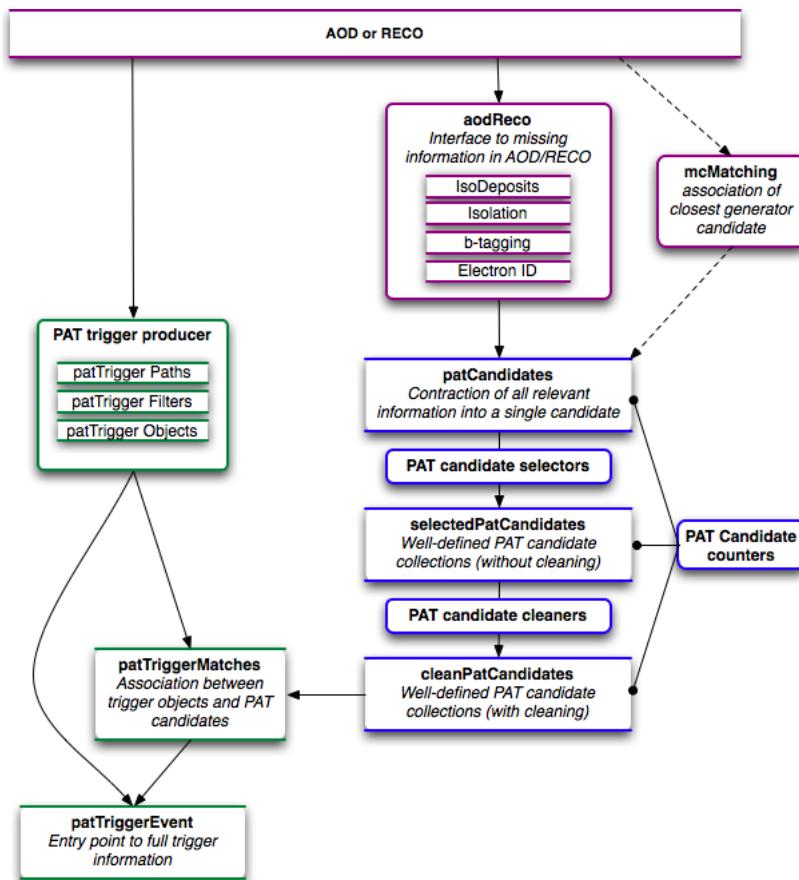


Figura 4.6: Trattazione del flusso di dati per la creazione di PAT-tuple.

mazione può essere utile, superflua o dannosa. Nel processo $Z(\rightarrow e^+e^-) + jets$, questa fase permette di separare distintamente il contributo degli elettroni da quello dei jets.

- Evento PAT *trigger*: in parallelo alla fase di creazione di candidati PAT si esegue una trattazione delle informazioni di *trigger* disponibili a livello di evento RECO (o AOD). Queste vengono infine connesse con gli oggetti di tipo PAT e reinserite nell'evento diventando quindi accessibili all'utente.

Il risultato finale dell'applicazione di tale algoritmo è la creazione di PAT-tuple, che non sono quindi da considerarsi come campioni sostitutivi degli oggetti RECO ma rappresentano una valida alternativa alle cosiddette “n-tuple”, ovvero una lista di variabili riempita

evento per evento, usate comunemente in analisi. L'utilizzo di oggetti PAT è fortemente consigliato all'interno del gruppo di analisi dati di CMS per almeno tre motivi:

- Prestazioni: non risulta differenza in prestazioni tra PAT-tuple ed n-tuple.
- Rintracciabilità: Le PAT-tuple mantengono l'intera informazione sull'origine dell'evento. È quindi possibile lo scambio di PAT-tuple tra i vari gruppi di analisi per controlli incrociati. È comunque possibile passare dalle PAT-tuple alle n-tuple se ritenuto conveniente.
- Supporto: le configurazioni di questo tipo di supporto vengono continuamente aggiornate per venire incontro alle richieste degli utenti.

Tutte le PAT-tuple utilizzate all'interno di questo lavoro di tesi sono state create con le seguenti richieste di selezione:

- **Oggetti generati (simulazioni Monte Carlo)**
 - **Elettroni**: si è richiesto che fossero trascritti nelle PAT-tuple gli elettroni generati e per la costruzione dei candidati Z si è richiesto che la massa invariante della coppia di elettroni di decadimento $M_{e^+e^-}$ fosse maggiore di $20 \text{ GeV}/c^2$.
 - **Jets**: si è richiesto che passassero la selezione solo i jets generati con impulso trasverso $p_T > 10 \text{ GeV}/c$.
- **Oggetti ricostruiti (Dati e simulazioni Monte Carlo)**
 - **Elettroni**: si è richiesto che fossero trascritti nelle PAT-tuple solo elettroni ricostruiti con impulso trasverso $p_T > 5 \text{ GeV}/c$ e $|\eta| < 3$. Per la costruzione dei candidati Z si è richiesto che per la massa invariante della coppia di elettroni di decadimento $M_{e^+e^-}$ valesse la relazione $M_{e^+e^-} < 130 \text{ GeV}/c^2$.
 - **CALO jets**: si è richiesto che passassero la selezione solo i jets ricostruiti con impulso trasverso $p_T > 10 \text{ GeV}/c$.

- **PF jets**: si è richiesto che passassero la selezione solo i jets ricostruiti con impulso trasverso $p_T > 10$ GeV/c.

4.4 Campione di dati analizzato e fondi

4.4.1 Campione dei dati

Il campione di dati analizzato in questo lavoro di tesi è stato raccolto dall'esperimento CMS nel periodo compreso tra il 30 marzo ed il 16 luglio 2010 in collisioni protone-protone ad una energia del centro di massa pari a $\sqrt{s} = 7$ TeV e corrispondenti ad una luminosità integrata pari a $L = 193$ nb⁻¹. I dati analizzati, compresi nei *runs*³ 132440-140159, sono composti da due tipi di campioni chiamati “primari” e “secondari”. Nella prima fase di bassa luminosità di LHC, man mano che i dati sono stati raccolti e convalidati dai responsabili del funzionamento dei vari rivelatori di CMS, questi sono stati resi accessibili sotto forma di *datasets* primari, in formato RECO o AOD. Questo ha permesso di studiare, soprattutto all'inizio, il comportamento del rivelatore. All'aumentare della luminosità, i campioni di dati primari avrebbero raggiunto dimensioni tali da non rendere possibile una gestione rapida da parte dei gruppi di analisi. È stato quindi deciso di iniziare a distribuire i *datasets* secondari in formato RECO e AOD: questi derivano dai *datasets* primari ma sono filtrati tramite informazioni di *trigger* HLT.

Per l'analisi svolta si sono usati i campioni secondari, se disponibili; nel caso contrario, si sono usati i campioni primari. Non tutti gli eventi salvati nel *dataset* sono però utilizzabili per l'analisi: si richiede infatti di analizzare i dati raccolti con un perfetto funzionamento di tutti i sottorivelatori di CMS. Pertanto per filtrare i dati si sono usati dei *files*, rilasciati dai gruppi responsabili della validazione dei dati, nel formato JSON (*JavaScript Object Notation*). In questi *files* di testo, interfacciabili con vari linguaggi tra cui C, C++, Python e Java, è riportata, per ogni *run* di presa dati, l'informazione su quali eventi devono essere considerati o meno per l'analisi. Questi *files* costituiscono anche la

³In un *fill* di LHC ci sono tipicamente più *runs* che identificano i periodi di acquisizione dati a CMS.

base per eseguire il calcolo corretto della luminosità integrata analizzata. In totale sono stati analizzati 9893889 eventi, preselezionati in PAT-tuple come descritto nella sezione precedente.

4.4.2 Fondi

Il canale di decadimento $Z(\rightarrow e^+e^-) + jets$ che si è analizzato in questo lavoro di tesi deve essere isolato dai processi di fondo concorrenti.

- Il fondo di QCD è separato in due contributi mutuamente esclusivi indicati come EM *Enriched* e $b, c \rightarrow e$.
 - Il fondo di QCD EM *Enriched* è un fondo con *jets* provenienti dalla frammentazione di *quarks* u, d, s , arricchito di contributi elettromagnetici (elettroni e fotoni) ma non contenente elettroni provenienti dal decadimento dei *quarks* b e c . In questo campione possono essere presenti un elettrone reale proveniente ad esempio da una conversione $\gamma \rightarrow e^+e^-$ o un *jet* che può essere erroneamente identificato come un elettrone.
 - Il fondo di QCD $b, c \rightarrow e$ contiene elettroni provenienti dai decadimenti degli adroni con un *quark* b o c .
- Il fondo di eventi $W + jets$ è caratterizzato da eventi in cui un elettrone proveniente dal decadimento $W \rightarrow e \nu_e$ ed un *jet* erroneamente identificato come un elettrone mimano il segnale $Z \rightarrow e^+e^-$.
- Infine si considera il fondo di eventi con coppie $t\bar{t}$, i cui decadimenti portano a stati finali del tipo

$$t \bar{t} \rightarrow b W^+ \bar{b} W^- . \quad (4.7)$$

A loro volta, i bosoni W decadono indifferentemente in *quarks* leggeri, secondo gli schemi

$$W^+ \rightarrow q_1 \bar{q}_2 \quad (q_1 \bar{q}_2 = u\bar{d}, u\bar{s}, c\bar{d} \text{ o } c\bar{s}) \quad (4.8)$$

$$W^- \rightarrow q_1 \bar{q}_2 \quad (q_1 \bar{q}_2 = d\bar{u}, \ s\bar{u}, \ d\bar{c} \text{ o } s\bar{c}) \quad (4.9)$$

o leptoni, secondo gli schemi:

$$W^+ \rightarrow l^+ \nu_l \quad (l = e, \mu, \tau) \quad (4.10)$$

$$W^- \rightarrow l^- \bar{\nu}_l \quad (l = e, \mu, \tau) . \quad (4.11)$$

Si possono quindi verificare diverse situazioni di fondo che mimano il segnale $Z(\rightarrow e^+e^-) + jets$: può accadere che entrambi i bosoni W decadano in elettroni o che uno dei due decada in elettrone e l'altro in *quark* dando origine ad un *jet* erroneamente identificato come un elettrone o che entrambi i bosoni W generino *jets* erroneamente identificati come elettroni o che uno dei due W decada in elettrone e un altro elettrone provenga dai decadimenti degli adroni con i *quarks* b presenti nello stato finale. In tutti i casi descritti il risultato finale è quello di una coppia di elettroni prodotta in associazione a *jets* adronici, come accade per il segnale in analisi. In figura 4.7 è riportato l'*event display* di un evento $t \bar{t} \rightarrow e + jets$, di notevole importanza storica in quanto primo evento di tale genere osservato con gli apparati sperimentali europei.

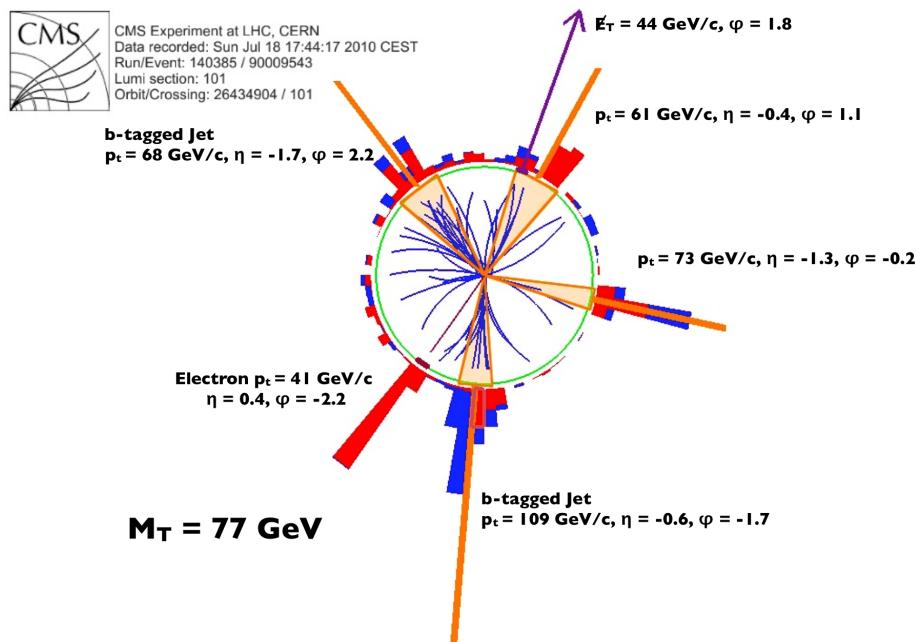


Figura 4.7: Event display dell'evento 90009543 appartenente al run 140385 (non compreso tra i dati in analisi). Trattasi di un candidato di tipo $t\bar{t} \rightarrow e + \text{jets}$: si riconosce un elettrone isolato, 4 jets di cui due identificati come provenienti dal decadimento di quarks b ed una significativa energia trasversa mancante associata ad un neutrino.

Capitolo 5

Selezione degli eventi $Z \rightarrow e^+e^-$

In questo capitolo sono riportati i tagli di selezione che permettono di distinguere il processo $Z \rightarrow e^+e^-$ dal fondo. La caratteristica principale del canale esaminato è la presenza di due elettroni isolati di alto impulso trasverso nello stato finale, come mostrato nell'evento riportato in figura 5.1. In seguito vengono riportati i tagli o criteri di selezione come sono stati applicati in sequenza.

5.1 Accettanza

Il primo taglio, denominato accettanza (Acc), riguarda esclusivamente le caratteristiche cinematiche del processo e dipende dall'accettanza geometrica del rivelatore. Questi tagli possono essere implementati direttamente in un generatore di eventi e il loro effetto può essere quindi studiato in modo indipendente dagli effetti del rivelatore. Si richiede che nell'evento ricostruito siano presenti due elettroni con le seguenti caratteristiche:

- I due elettroni devono avere carica opposta.
- I due elettroni devono appartenere alla regione fiduciale di accettanza del calorimetro elettromagnetico e del tracciatore: $|\eta| < 1.44$ e $1.57 < |\eta| < 2.50$.
Il taglio in η permette di escludere dall'analisi i dati raccolti nella regione di transizione tra *barrel* ed *endcap*.

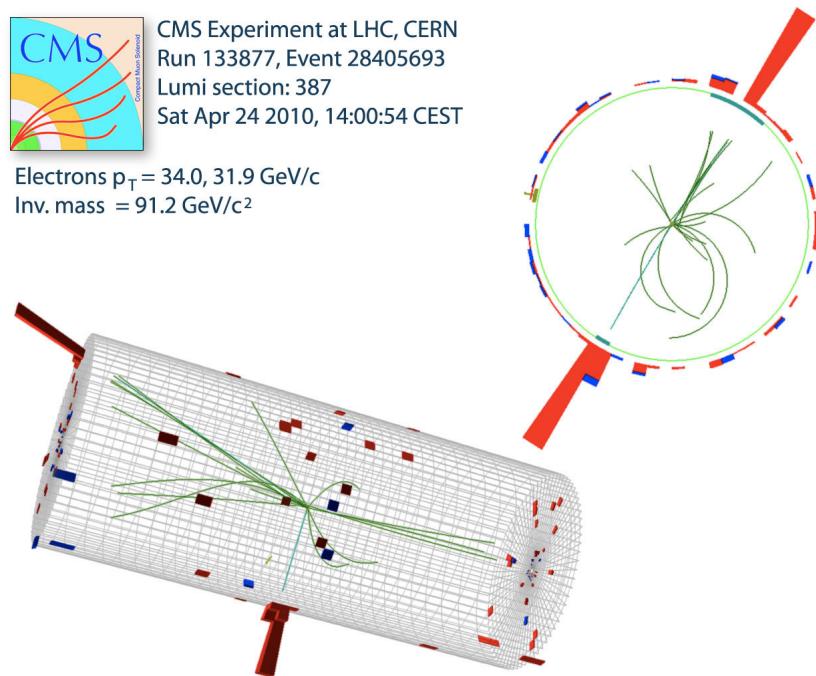


Figura 5.1: Event display dell'evento 28405693 appartenente al run 133877. Si riconoscono le tracce di due candidati elettroni con impulso trasverso pari a $34.0 \text{ GeV}/c$ e $31.9 \text{ GeV}/c$ provenienti dal decadimento di una candidata Z , aventi massa invariante pari a $91.2 \text{ GeV}/c^2$. L'evento appartiene ai dati raccolti per questo lavoro di tesi.

- Sui due elettroni sono applicati i seguenti tagli energetici:
 - l'energia trasversa del *supercluster* di ECAL dell'elettrone più energetico, denominato *leading electron*, deve avere valore $E_T > 20 \text{ GeV}$;
 - l'energia trasversa del *supercluster* di ECAL dell'elettrone meno energetico, denominato *second electron*, deve avere valore $E_T > 10 \text{ GeV}$.

Questi due tagli hanno un'alta efficienza tenendo conto del fatto che elettroni provenienti dalla Z hanno tipicamente un picco in impulso trasverso intorno ai $45 \text{ GeV}/c$.

- La massa invariante della coppia di elettroni deve essere compresa nell'intervallo $60 \text{ GeV}/c^2 < M_{e^+e^-} < 120 \text{ GeV}/c^2$.

Questo taglio seleziona eventi intorno al picco di massa della Z tenendo conto della larghezza della risonanza.

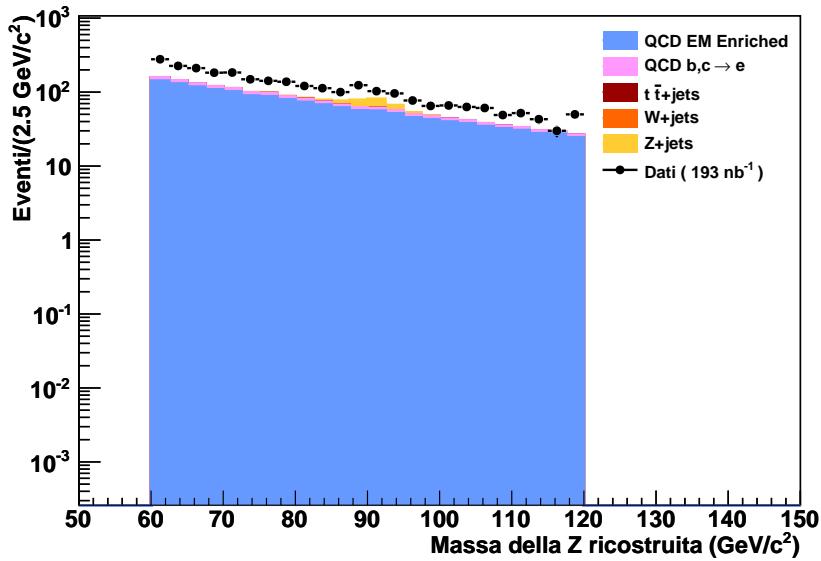
Si osserva una asimmetria nei valori dei tagli dell’energia trasversa dei due elettroni. L’asimmetria dei tagli è giustificata dal fatto che, mostrandosi il fondo trascurabile rispetto al segnale dopo avere eseguito tutti i tagli, abbassando la soglia sull’energia trasversa del secondo elettrone si collezionano più dati in un campione statistico limitato per l’osservazione dei bosoni Z . Tale scelta è in linea con le indicazioni dei gruppi di analisi denominati VBF (Vector Boson Task Force) [64] e V+Jets [65], collaborazioni interne al gruppo di CMS che si occupano dello studio delle proprietà dei bosoni W e Z e all’interno dei quali si è svolto parte di questo lavoro di tesi.

In figura 5.2 è riportata in grafico la distribuzione della massa della Z ricostruita con elettroni che hanno superato la prima selezione, per le simulazioni di segnale e fondo e per i dati raccolti. In questo capitolo il segnale ed i fondi utilizzati per le simulazioni Monte Carlo sono quelli indicati nel paragrafo 3.4. In particolare, si è usato il segnale $pp \rightarrow Z \rightarrow l^+l^-$ ed i fondi $pp \rightarrow W \rightarrow l\nu_l$ e $pp \rightarrow t\bar{t}$ (rispettivamente indicati come $Z + jets$, $W + jets$ e $t\bar{t} + jets$ nel proseguimento della trattazione) generati con **MADGRAPH** ed i fondi QCD *EM Enriched* e QCD $b, c \rightarrow e$ generati con **PYTHIA6**. In figura 5.2a è riportato, in scala logaritmica, il grafico di cui sopra ottenuto sovrapponendo il contributo degli eventi simulati (grafico *stacked*), mentre in figura 5.2b i vari contributi sono mantenuti separati.

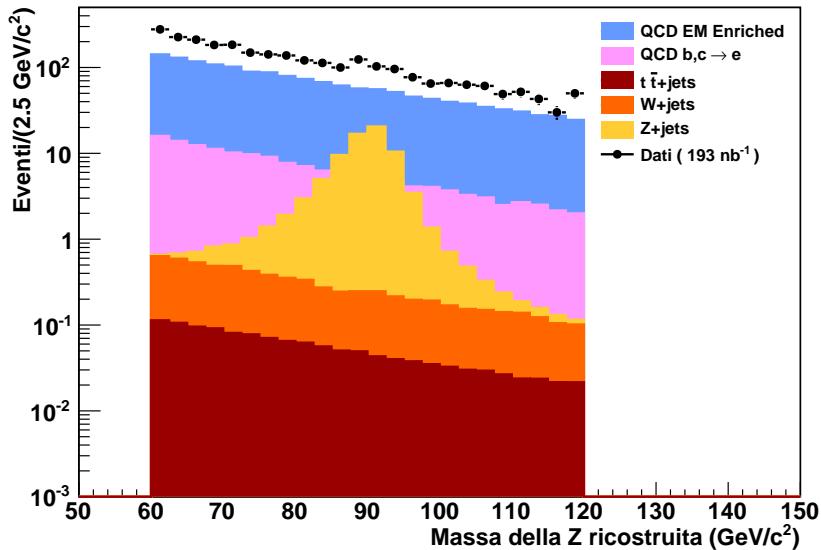
In questo grafico e in tutti gli altri considerati i campioni Monte Carlo sono stati normalizzati alla luminosità integrata dei dati in analisi pari a 193 nb^{-1} , utilizzando i valori delle sezioni d’urto riportate in tabella 3.1. In altre parole, se per il processo X sono stati generati N_X eventi, il peso assegnato ad ogni evento nell’istogramma è dato da

$$w_X = \frac{\sigma_X L}{N_X}, \quad (5.1)$$

dove σ_X è la sezione d’urto per il processo considerato e L è la luminosità integrata dei dati. I numeri di eventi di dati e simulazioni Monte Carlo dopo i rispettivi tagli sono riportati in tabella 5.2. Gli errori riportati in tabella sono calcolati come radice quadrata



(a) Grafico stacked: eventi di simulazione sovrapposti.



(b) Eventi di simulazione separati.

Figura 5.2: Distribuzione di massa della Z ricostruita dopo la selezione di accettanza (Acc). In questa e nelle figure successive la barra di errore verticale nei dati (quando visibile) rappresenta l'errore statistico in ciascun bin calcolato come \sqrt{N} dove N è il numero di eventi nel bin. L'errore statistico sulle simulazioni Monte Carlo è in genere trascurabile.

del numero di eventi e sono moltiplicati per il relativo fattore di peso per le simulazioni Monte Carlo.

Si osserva dalla figura 5.2 come a questo livello di selezione sia dominante il contributo di fondo di tipo QCD *EM Enriched*. Si osserva però che c'è un fattore di normalizzazione $\simeq 2$ tra Monte Carlo e dati. Questa discrepanza, che per alcuni *bins*¹ è di un fattore 2-3, è conosciuta all'interno dei gruppi di lavoro VBTF e V+Jets ed è dovuta ad una simulazione non appropriata dei campioni di QCD per questo tipo di analisi. Infatti in questo campione è stato richiesto un parziale isolamento intorno ai depositi elettromagnetici a livello di generazione. Come vedremo questa è proprio una delle proprietà degli elettroni che permette maggiormente di separarli dal fondo. Tuttavia, come si vedrà in seguito, questo fondo risulterà trascurabile dopo tutti i tagli e quindi anche un fattore 2 di normalizzazione non influenza il risultato finale.

5.2 Trigger

Il secondo taglio, denominato *trigger* (Trg), seleziona soltanto gli elettroni che passano un particolare filtro di *trigger* L1 e HLT di singolo elettrone o fotone. Il tipo di *trigger* richiesto e la soglia energetica varia a seconda della luminosità istantanea, per cui è possibile che il campione considerato debba essere diviso in più sottocampioni. Per questo lavoro di tesi il filtro di *trigger* usato, HLT_Ele15_LW_L1R, ha le caratteristiche seguenti. Per il *trigger* di tipo L1, di tipo *hardware*, si richiede la presenza di una regione a granularità grossolana di ECAL con energia trasversa depositata $E_T > 8$ GeV senza richiesta di isolamento (“L1R”). A partire dai candidati che hanno passato il filtro L1, l'algoritmo HLT costruisce regionalmente un *supercluster* di ECAL richiedendo una energia trasversa depositata $E_T > 15$ GeV. Inoltre un algoritmo di tracciatura cerca *hits* nei *pixels* consistenti con i *superclusters* entro una finestra larga (*large window*, “LW”).

In figura 5.3 è riportata in grafico la distribuzione della massa della Z ricostruita con elettroni che hanno superato la selezione di accettanza e di *trigger*, per le simulazioni di

¹Per *bin* si intende l'intervallo discreto di suddivisione dell'asse delle ascisse dell'istogramma.

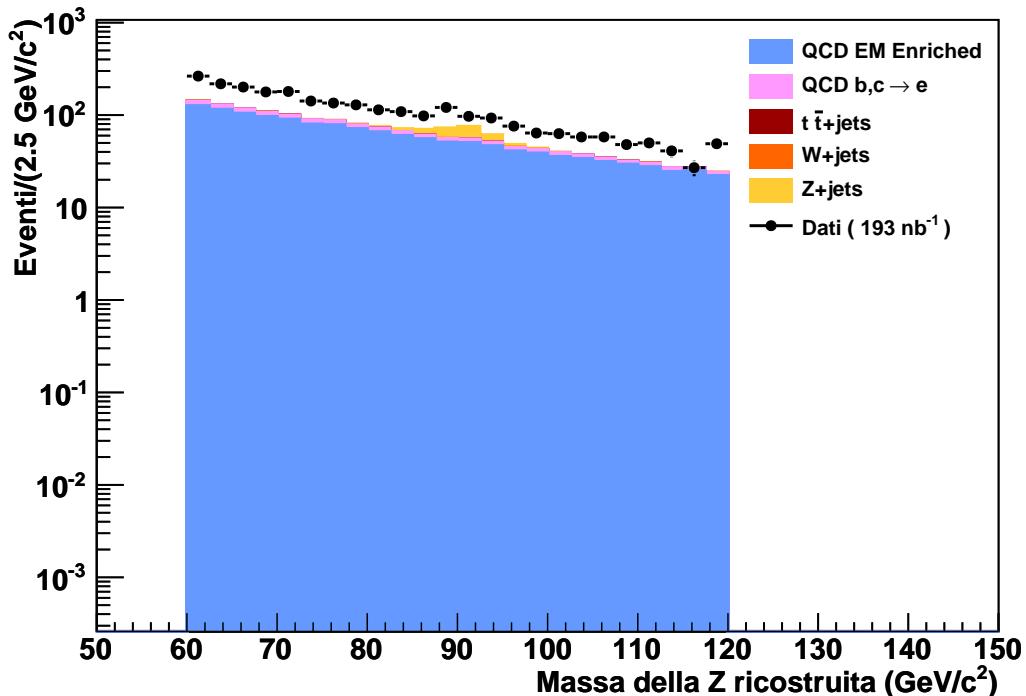
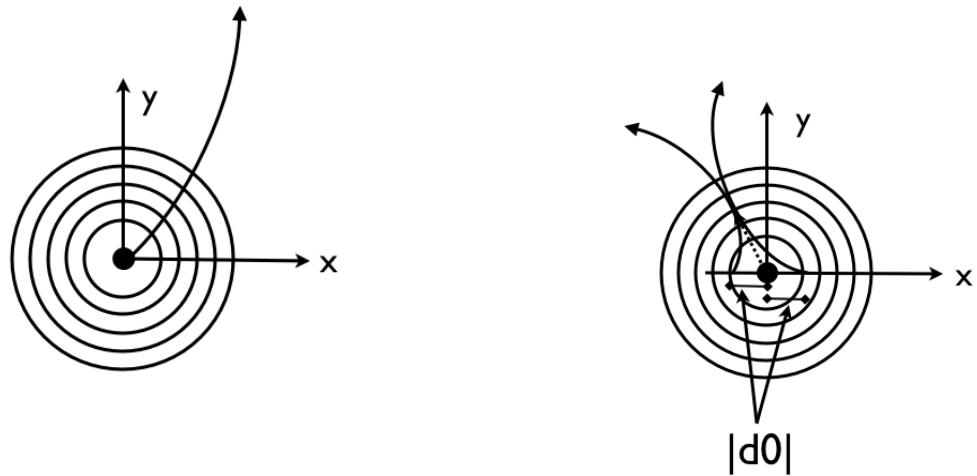


Figura 5.3: Grafico stacked di distribuzione di massa della Z ricostruita dopo le prime due selezioni (Acc + Trg).

segnale e fondo e per i dati raccolti. Si osserva che questa selezione applicata non riduce in maniera apprezzabile il fondo rispetto alla prima.

5.3 Parametro di impatto

Il terzo taglio applicato è chiamato parametro di impatto (Imp). Il parametro di impatto trasverso è definito come la minima distanza d_0 della traccia dal vertice primario, misurata sul piano trasverso $x - y$. Gli elettroni provenienti dalla conversione di fotoni hanno, in media, una maggiore distanza trasversa dal centro di interazione rispetto agli elettroni provenienti da eventi di decadimento di Z . Questo è dovuto al fatto che la conversione di un fotone in una coppia di elettroni avviene in una zona densa di materiale, come nel tubo contenente il fascio o negli strati del rivelatore al silicio. Questo effetto,



(a) *Evento di un elettrone proveniente dalla regione di interazione.* (b) *Evento di conversione di un fotone.*

Figura 5.4: Parametro di impatto.

ottenuto estrapolando la traccia del candidato elettrone rispetto alla posizione nominale del centro di interazione sul piano x - y , è mostrato in figura 5.4. Ponendo una soglia su questa grandezza si limita la raccolta degli elettroni provenienti dalla conversione di fotoni e inoltre anche degli elettroni provenienti dal decadimento di particelle a lunga vita media. Il taglio applicato, $|d_0| < 0.02$ cm, permette di scartare una grande quantità di elettroni provenienti dalla conversione di fotoni senza intaccare in maniera apprezzabile l'efficienza di raccolta degli elettroni provenienti dalla regione di interazione. In figura 5.5 è riportata in grafico la distribuzione della massa della Z ricostruita con elettroni che hanno superato la selezione di accettanza, di *trigger* e di parametro di impatto per le simulazioni di segnale e fondo e per i dati raccolti. Dopo questa selezione i dati reali e le simulazioni iniziano a sovrapporsi.

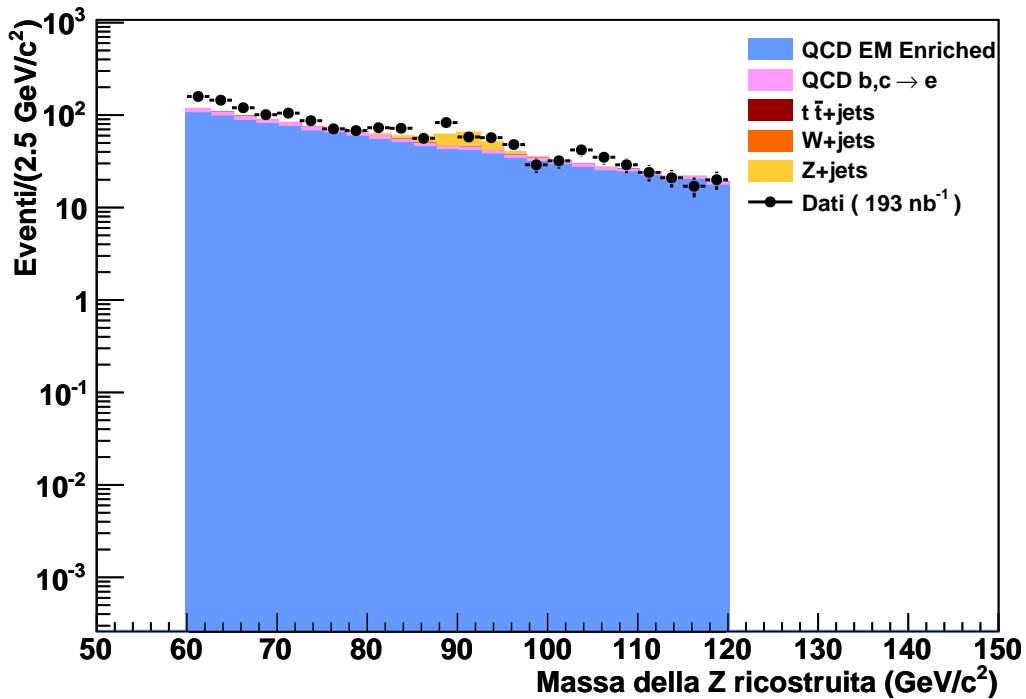


Figura 5.5: Grafico stacked di distribuzione di massa della Z ricostruita dopo le prime tre selezioni (Acc + Trg + Imp).

5.4 Isolamento e identità

Gli ultimi due tagli, ovvero il taglio detto di isolamento e il taglio detto di identità, sono basati su un metodo empirico, studiato su campioni Monte Carlo, che ottimizza la reiezione del fondo per ogni data efficienza selezionata. In particolare, vengono studiati gli effetti dei tagli combinati sulle grandezze: Iso_{pT} , $\sigma_{i\eta i\eta}$, $\Delta\phi_{in}$, $\Delta\eta_{in}$ e H/E . La variabile di forma $\sigma_{i\eta i\eta}$ del *cluster* è definita da

$$\sigma_{i\eta i\eta} = \frac{\sum_i^{5 \times 5} w_i (\eta_i - \bar{\eta}_{5 \times 5})^2}{\sum_i^{5 \times 5} w_i}, \quad w_i = 4.2 + \ln(E_i/E_{5 \times 5}), \quad (5.2)$$

dove i è l'indice del cristallo della matrice 5×5 del *cluster*. Questa variabile permette di distinguere un elettrone da uno sciame elettromagnetico originato dal decadimento di un π^0 in due fotoni. Le altre grandezze sono definite nel paragrafo 4.1.4.

Si definiscono i punti di lavoro o *working points* WP in base all'efficienza sui campio-

Tabella 5.1: Definizione dei tagli operati sulle grandezze Iso_{pT} , $\sigma_{inj\eta}$, $\Delta\phi_{in}$, $\Delta\eta_{in}$, H/E , per WP 80 e WP 95 su barrel ed endcaps.

		Leading electron	Second electron
		WP 80	WP 95
Iso_{pT}	<i>barrel</i>	0.07	0.15
	<i>endcaps</i>	0.06	0.1
$\sigma_{inj\eta}$	<i>barrel</i>	0.01	0.01
	<i>endcaps</i>	0.03	0.03
$\Delta\phi_{in}$	<i>barrel</i>	0.06	0.8
	<i>endcaps</i>	0.03	0.7
$\Delta\eta_{in}$	<i>barrel</i>	0.004	0.007
	<i>endcaps</i>	0.007	0.01
H/E	<i>barrel</i>	0.04	0.5
	<i>endcaps</i>	0.025	0.07

ni di segnale, definita come il rapporto tra il numero di elettroni selezionati e il numero di elettroni veri. In questo caso sono stati selezionati gli elettroni di campioni Monte Carlo provenienti dal processo $W \rightarrow e \nu_e$ [64] e il fondo è quello considerato tale per questo tipo di eventi. Si è scelto che sul *leading electron* della Z fossero applicati i tagli relativi al WP 80, cioè corrispondenti all'80% di efficienza essendo questo l'elettrone a più alto p_T e che al *second electron* fossero applicati i tagli relativi al WP 95, cioè corrispondenti al 95% di efficienza. I tagli mostrati in tabella 5.1 per WP 80 e WP 95 sono differentemente ottimizzati per il *barrel* e per gli *endcaps*.

5.4.1 Isolamento

Il taglio di isolamento (Iso) richiede quindi che per il *leading electron* la variabile Iso_{pT} , per *barrel* ed *endcaps*, assuma valori inferiori a quelli riportati in tabella 5.1 per WP 80 mentre per il *second electron* viene formulata una richiesta analoga per i valori

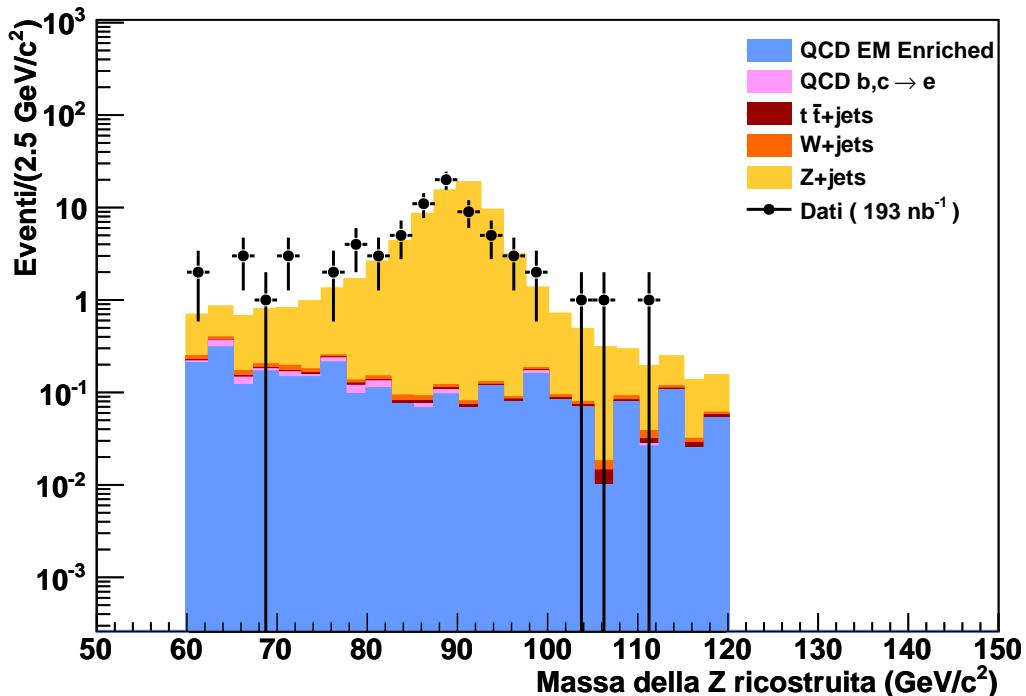


Figura 5.6: Grafico stacked di distribuzione di massa della Z ricostruita dopo le prime quattro selezioni (Acc + Trg + Imp + Iso).

relativi a WP 95.

In figura 5.6 è riportata in grafico la distribuzione della massa della Z ricostruita con elettroni che hanno superato la selezione di accettanza, di *trigger*, di parametro di impatto e di isolamento per le simulazioni di segnale e fondo e per i dati raccolti. Si osserva che dopo questa selezione il picco di massa della Z inizia ad essere evidente rispetto ai fondi. In particolare, si osserva che la selezione di isolamento riduce sensibilmente l'apporto del fondo di QCD *EM Enriched*. Si nota anche un discreto accordo tra i dati e la simulazione del segnale nella posizione del picco e nella larghezza della risonanza.

5.4.2 Identità

Il taglio di identità (*Electron ID*, EID) si applica alle variabili $\sigma_{in\eta}$, $\Delta\phi_{in}$, $\Delta\eta_{in}$ e H/E . Il taglio applicato richiede che per il *leading electron* si usino i valori riportati in tabella

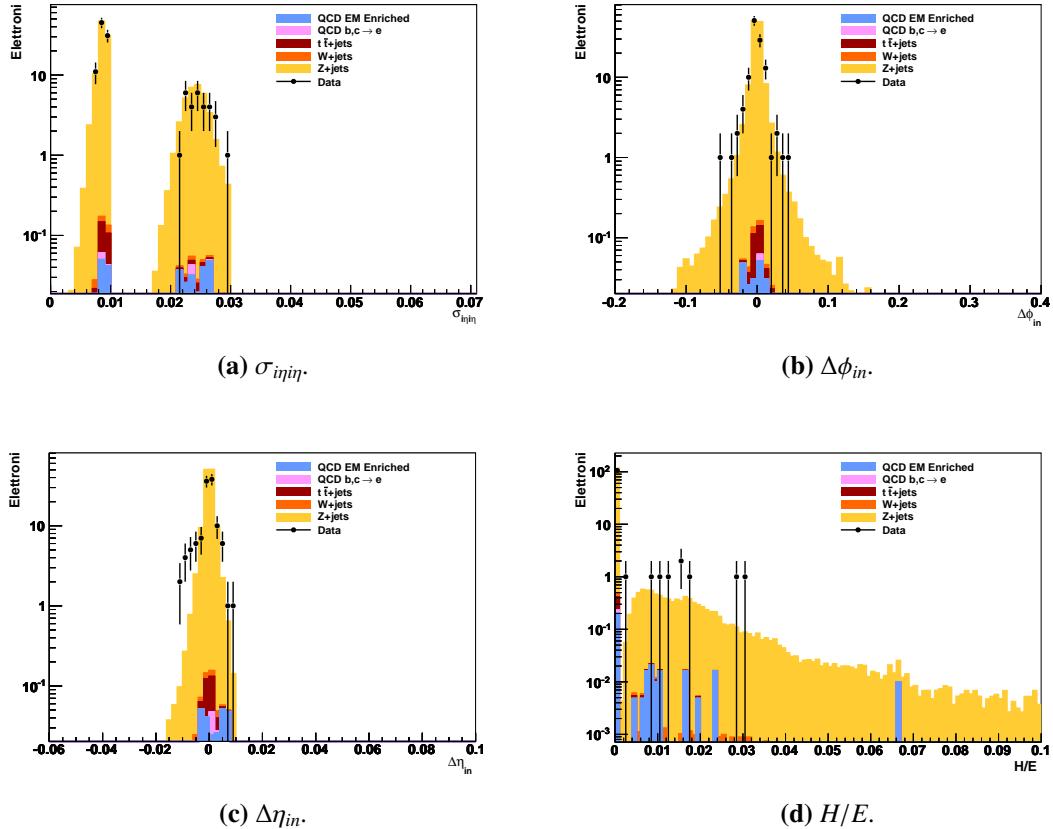
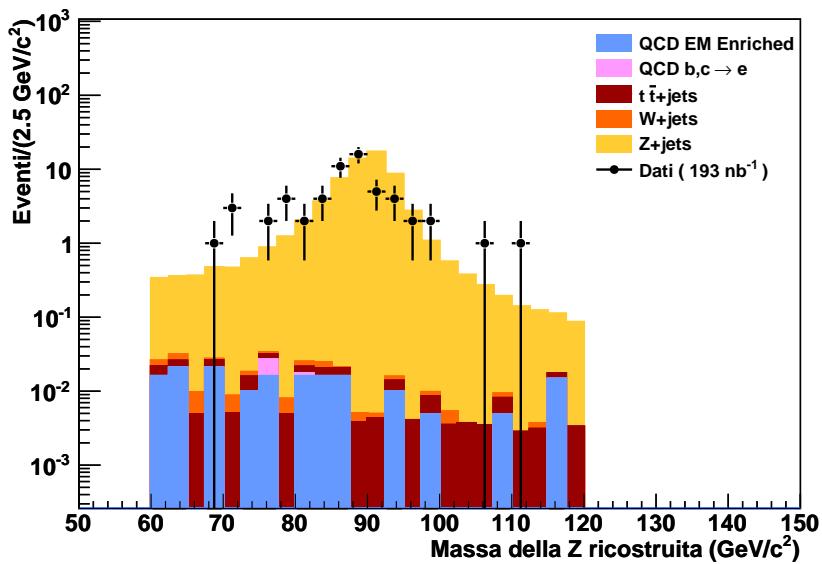


Figura 5.7: Distribuzioni stacked di variabili di identificazione degli elettroni derivanti dalla Z ricostruita successivamente all'applicazione di tutte le selezioni (Acc + Trg + Imp + Iso + EID).

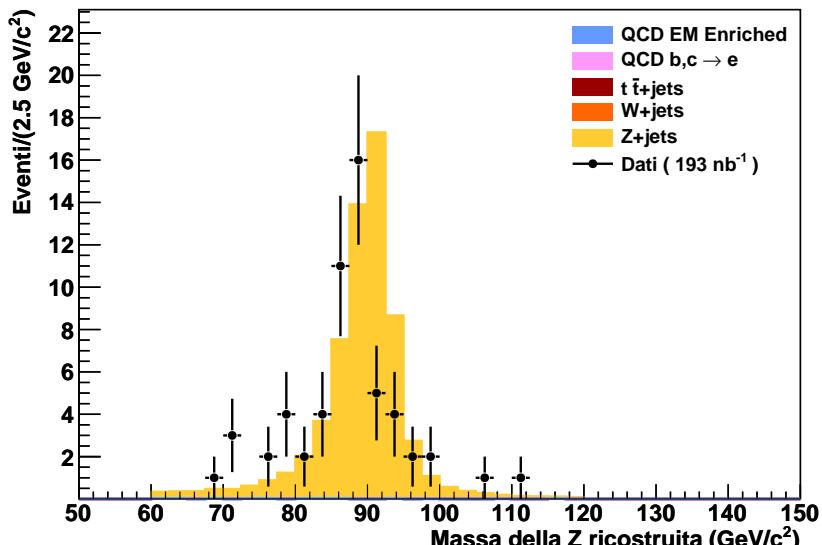
5.1 per WP 80 mentre per il *second electron* viene formulata una richiesta analoga per i valori relativi a WP 95.

Nelle figure 5.7a-5.7d sono riportate le distribuzioni delle variabili $\sigma_{inj\eta}$, $\Delta\phi_{in}$, $\Delta\eta_{in}$ e H/E , su cui è stata effettuata la selezione stessa.

In figura 5.8 è riportata in grafico, sia in scala logaritmica che lineare, la distribuzione della massa della Z ricostruita con elettroni che hanno superato la selezione di accettanza, di *trigger*, di parametro di impatto, di isolamento e di identità per le simulazioni di segnale e fondo e per i dati raccolti. Dalla figura 5.8a è evidente il picco della Z e si osserva che questa selezione contribuisce a sopprimere ulteriormente il contributo del fondo di QCD. Alla fine, rimane significativo in tutto l'intervallo di massa solo il contributo del



(a) Scala logaritmica.



(b) Scala lineare.

Figura 5.8: Grafico stacked di distribuzione di massa della Z ricostruita successivamente all'applicazione di tutte le selezioni (Acc + Trg + Imp + Iso + EID).

fondo $t\bar{t} + jets$.

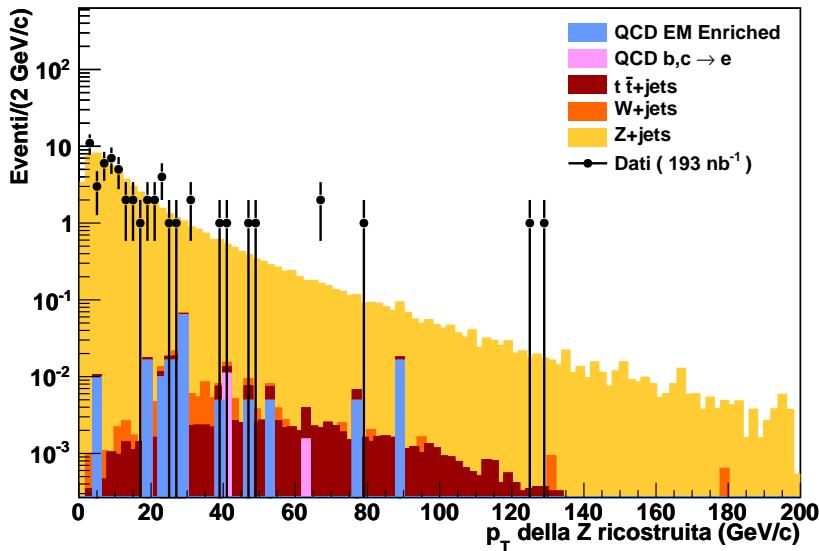
Si osserva che il picco di massa della Z proveniente dai dati reali è spostato rispetto a quello proveniente dal segnale simulato. In particolare, il valor medio della distribuzione del segnale, calcolato come media dell'istogramma, vale $(87.3 \pm 0.1) \text{ GeV}/c^2$ per i dati e $(89.13 \pm 0.02) \text{ GeV}/c^2$ per la simulazione del segnale, ovvero si osserva una discrepanza di circa il 2% tra i due valori. Questo effetto è conosciuto all'interno della collaborazione di CMS ed è il risultato di una non perfetta calibrazione del calorimetro elettromagnetico. Il calorimetro ECAL è stato precalibrato tramite test di laboratorio e test con fasci successivamente all'installazione a LHC. La calibrazione finale viene fatta *in situ* con i dati reali. Nei primi mesi di presa dati, essa è stata effettuata studiando decadimenti $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ e $\eta \rightarrow \gamma\gamma$. In base agli studi preliminari effettuati, risulta che la risposta energetica di ECAL è in accordo col valore di aspettazione entro l'1% nel *barrel* e il 3% negli *endcaps*, consistente con la discrepanza osservata. Successivamente, quando saranno disponibili molti più dati, utilizzando il decadimento di risonanze in due elettroni quali la $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ e $Z \rightarrow e^+e^-$, sarà possibile monitorare e correggere la scala assoluta energetica di ECAL [50].

In figura 5.9 sono riportate le distribuzioni delle due variabili di impulso trasverso p_T e η della Z ricostruita dopo tutte le selezioni applicate.

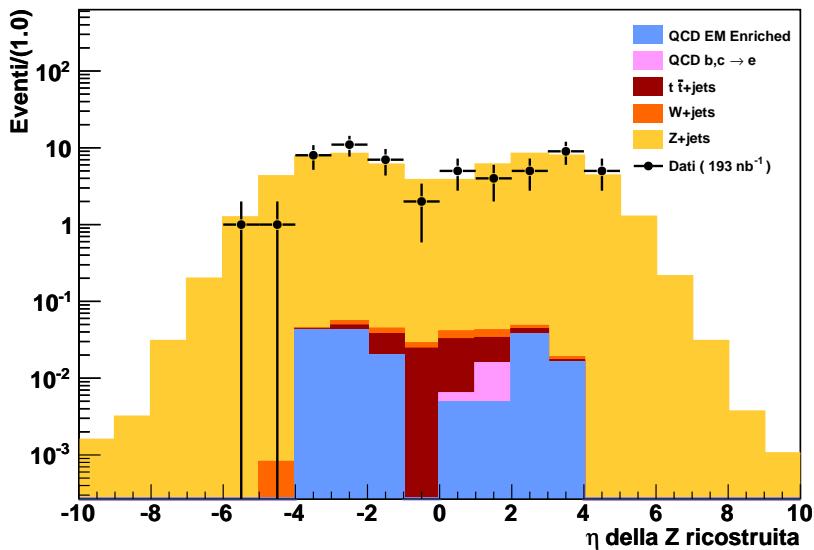
In figura 5.10 sono riportate le distribuzioni delle due variabili di impulso trasverso p_T e η del *leading electron* e del *second electron* ricostruiti dopo tutte le selezioni applicate.

In tutte queste distribuzioni si osserva un buon accordo tra i dati e le simulazioni Monte Carlo. In tabella 5.2 sono riportati i valori dei numeri di eventi relativi ad ogni selezione applicata.

Per calcolare l'efficienza di selezione dopo tutti i tagli rispetto alla regione di accettanza definita nel paragrafo 5.1, è stato determinato nel Monte Carlo il numero di eventi con elettroni veri in tale regione. Dopo aver ripreso per la luminosità integrata dei dati, esso risulta essere $N_{gen} = 86.8 \pm 0.2$. L'efficienza di selezione del segnale è pertanto data dal rapporto $\epsilon = N_{sel}/N_{gen} = 72.8\%$ dove $N_{sel} = 63.6 \pm 0.2$ è il numero di eventi di segnale Monte Carlo rimasti successivamente a tutte le selezioni applicate.

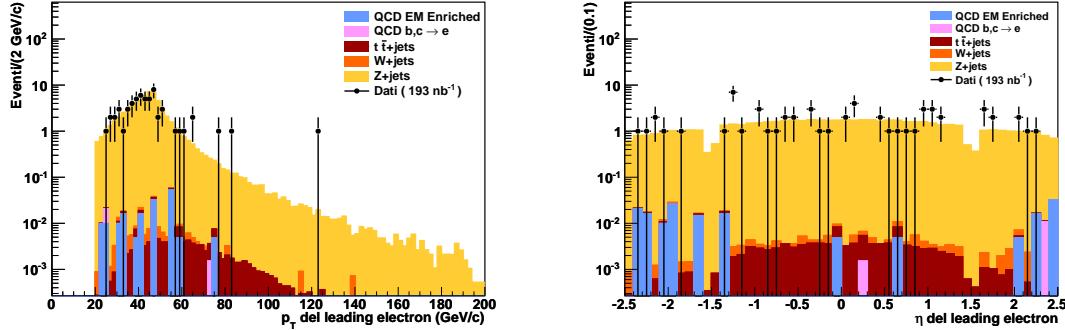


(a) Distribuzione stacked dell'impulso trasverso p_T della Z ricostruita.

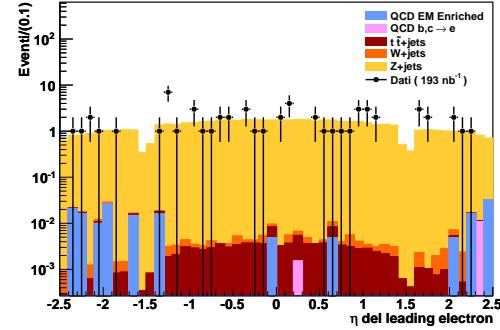


(b) Distribuzione stacked della pseudorapidezza η della Z ricostruita.

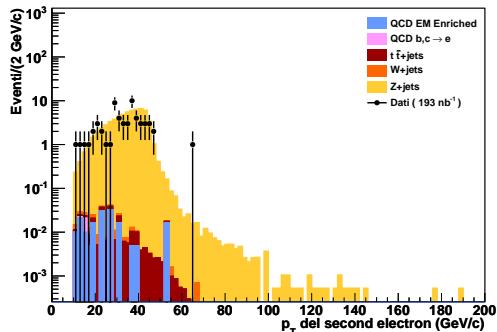
Figura 5.9: Distribuzioni stacked di variabili della Z ricostruita successivamente all'applicazione di tutte le selezioni (Acc + Trg + Imp + Iso + EID).



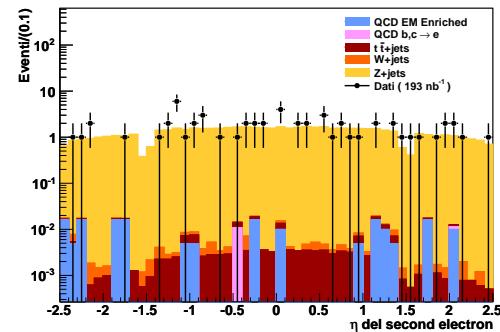
(a) Distribuzione stacked dell'impulso trasverso p_T del leading electron ricostruito.



(b) Distribuzione stacked di η del leading electron ricostruito.



(c) Distribuzione stacked dell'impulso trasverso p_T del second electron ricostruito.



(d) Distribuzione stacked di η del second electron ricostruito.

Figura 5.10: Distribuzioni stacked di variabili degli elettroni derivanti dalla Z ricostruita successivamente all'applicazione di tutte le selezioni (Acc + Trg + Imp + Iso + EID).

In conclusione, in questo campione di dati sono stati selezionati 58 ± 8 eventi di Z in $e^+ - e^-$, in buon accordo con la predizione totale di eventi Monte Carlo di 63.6 ± 0.2 eventi, con fondo trascurabile.

Tabella 5.2: Numero di eventi per ciascun campione con errore statistico ad esso associato, relativi ad ogni selezione applicata. Per Totale si intende la somma dei contributi dei campioni esclusi i dati, dove i campioni Monte Carlo sono stati normalizzati alla luminosità integrata dei dati.

Campione	Selezione				
	Acc	Acc e Trg	Acc, Trg e Imp	Acc, Trg, Imp	Acc, Trg, Imp, e Iso
					Iso e EID
QCD <i>EM Enriched</i>	1566 ± 5	1396 ± 4	1126 ± 4	2.6 ± 0.2	0.17 ± 0.05
QCD $b, c \rightarrow e$	154 ± 1	144 ± 1	113 ± 1	0.22 ± 0.05	0.012 ± 0.011
$t\bar{t} + jets$	1.28 ± 0.01	1.26 ± 0.01	1.05 ± 0.01	0.126 ± 0.002	0.100 ± 0.002
$W + jets$	6.93 ± 0.06	6.79 ± 0.06	6.06 ± 0.06	0.26 ± 0.01	0.043 ± 0.005
$Z + jets$	80.6 ± 0.2	80.3 ± 0.2	76.8 ± 0.2	70.1 ± 0.2	63.2 ± 0.2
Totale	1810 ± 5	1629 ± 5	1322 ± 4	73.2 ± 0.3	63.6 ± 0.2
Dati (193 nb ⁻¹)	2724 ± 52	2613 ± 51	1552 ± 39	76 ± 9	58 ± 8

Capitolo 6

Selezione degli eventi $Z(\rightarrow e^+e^-) + jets$

Successivamente all'applicazione dei criteri di selezione esposti nel capitolo precedente, si è ottenuta una collezione di eventi di tipo $Z \rightarrow e^+e^-$ con un minimo apporto di eventi di fondo. In questo capitolo si descrive il metodo di ricerca e di analisi, all'interno di questo campione, dei *jets* creati in associazione agli eventi di tipo $Z \rightarrow e^+e^-$ che hanno passato le selezioni.

6.1 Selezione dei *jets*

Lo studio dei *jets* viene affrontato sulla base dei due algoritmi di ricostruzione descritti nel capitolo 4: l'algoritmo **CALO jets** e l'algoritmo **PF jets**. Per le due classi di *jets* ricostruiti si sono applicate due diverse selezioni in base alle diverse caratteristiche di ricostruzione.

- **CALO jets**: si è applicato una selezione sull'impulso trasverso dei *jets* p_T^j e sulla pseudorapidità η^j richiedendo che:
 - $|\eta^j| < 3.0$
 - $p_T^j > 30 \text{ GeV}/c$
- **PF jets**: si è applicato una selezione sull'impulso trasverso dei *jets* p_T^j e sulla pseudorapidità η^j richiedendo che:

- $|\eta^j| < 2.5$
- $p_T^j > 15 \text{ GeV}/c$

In particolare, la differente selezione in η è giustificata dal fatto che i *jets* calorimetrici necessitano di informazioni provenienti dal calorimetro adronico (che si estende fino a $|\eta| = 3.0$) mentre l'algoritmo di ricostruzione *Particle Flow*, ottimizzato per l'utilizzo delle informazioni provenienti dal tracciatore e dal calorimetro elettromagnetico, seleziona una regione più stretta in η , corrispondente all'accettanza geometrica del tracciatore ($|\eta| < 2.5$). La differente selezione in p_T è giustificata dalla richiesta delle correzioni energetiche apportate alle due famiglie di *jets*, come già descritto in figura 4.5.

In figura 6.1 sono riportate in grafico le variabili su cui si applicano le selezioni, vale a dire l'impulso trasverso p_T^j dei *jets* e la pseudorapidità η^j del *leading jet*, cioè del *jet* a più alto impulso trasverso.

6.2 Molteplicità dei *jets*

In figura 6.2 è riportato il grafico di molteplicità *inclusiva* di *jets* ricostruiti per le due classi di *jets* analizzate. In un grafico di molteplicità inclusiva, per ogni *bin* i -esimo è riportato il numero di eventi selezionati con un numero di *jets* maggiore o uguale ad i associato alla coppia di elettroni selezionata. Tale osservabile potrà essere confrontata in futuro con calcoli di QCD perturbativa. La molteplicità dei *jets* dipende dal taglio sull'energia dei *jets* applicata e, siccome la distribuzione p_T^j decresce rapidamente, il numero dei *jets* nell'evento decresce. Come nel capitolo precedente, in questo grafico e in tutti gli altri considerati i campioni Monte Carlo sono stati normalizzati alla luminosità integrata dei dati in analisi pari a 193 nb^{-1} . L'errore statistico associato è ottenuto tenendo conto del relativo fattore di peso per le simulazioni Monte Carlo ed è in genere trascurabile e non è riportato in grafico.

Si osserva come l'algoritmo di ricostruzione PF *jets* rispetto all'algoritmo CALO *jets* riesca a ricostruire anche eventi a 3 *jets* associati alla coppia di elettroni selezionata e

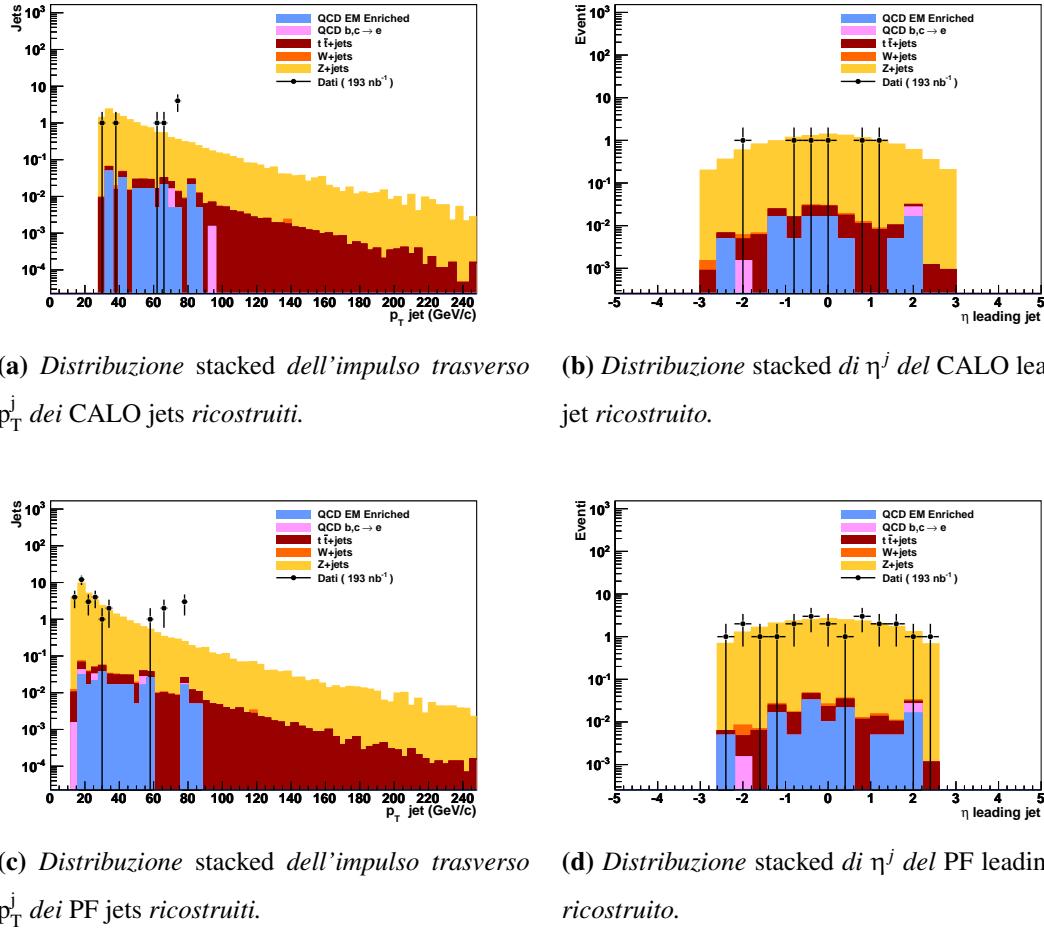
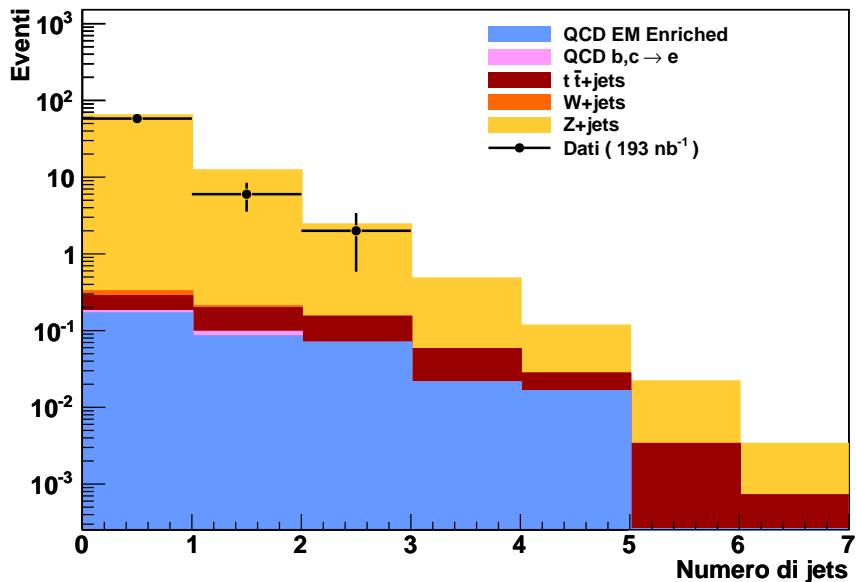


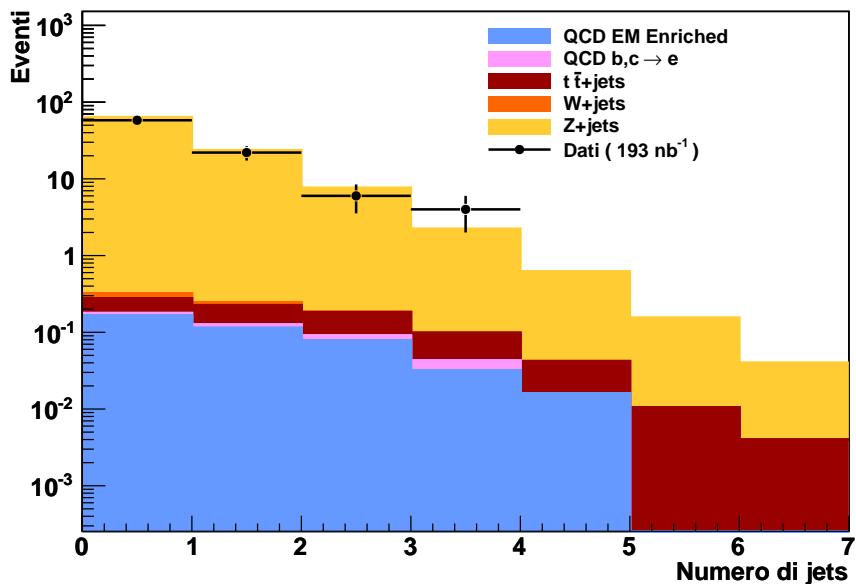
Figura 6.1: Distribuzioni stacked di variabili dei jets ricostruiti successivamente all'applicazione di tutte le selezioni (Acc + Trg + Imp + Iso + EID) al processo $Z \rightarrow e^+e^-$.

come le simulazioni riescano a descrivere meglio per i PF jets lo scenario associato ad un numero di jets maggiore o uguale a uno. Dai grafici, in scala logaritmica, si osserva come i fondi che principalmente concorrono a questo tipo di ricostruzione siano il fondo di QCD *EM Enriched* e $t\bar{t} + jets$ ma a partire da 3 jets quest'ultimo diventa il fondo dominante. Nelle tabelle 6.1 e 6.2 sono riportati rispettivamente il numero di eventi aspettato e l'errore ad esso associato relativi ad ogni bin nel grafico di molteplicità inclusivo per CALO jets e per PF jets.

Il fondo trascurabile e il buon accordo tra dati e simulazioni Monte Carlo sia nella



(a) CALO jets selezionati.



(b) PF jets selezionati.

Figura 6.2: Distribuzione stacked di molteplicità inclusiva dei jets ricostruiti dopo l'applicazione di tutte le selezioni (Acc + Trg + Imp + Iso + EID) al processo $Z \rightarrow e^+e^-$.

Tabella 6.1: Numero di eventi aspettato e misurato in ogni bin di molteplicità inclusiva per CALO jets con $p_T^j > 30$ GeV/c. Per Totale si intende la somma dei contributi dei campioni esclusi i dati.

numero di jets	≥ 0	≥ 1	≥ 2	≥ 3	≥ 4
QCD <i>EM Enriched</i>	0.17 ± 0.05	0.08 ± 0.03	0.07 ± 0.03	0.02 ± 0.02	0.02 ± 0.02
QCD $b, c \rightarrow e$	0.01 ± 0.01	0.01 ± 0.01	0 ± 0	0 ± 0	0 ± 0
$t\bar{t} + jets$	0.100 ± 0.002	0.098 ± 0.001	0.081 ± 0.001	0.036 ± 0.001	0.011 ± 0.001
$W + jets$	0.043 ± 0.005	0.011 ± 0.003	0.0006 ± 0.0006	0 ± 0	0 ± 0
$Z + jets$	63.2 ± 0.2	12.0 ± 0.1	2.26 ± 0.03	0.42 ± 0.01	0.09 ± 0.01
Totale	63.6 ± 0.2	12.2 ± 0.1	2.40 ± 0.05	0.48 ± 0.02	0.12 ± 0.02
Dati (193 nb ⁻¹)	58 ± 8	6 ± 2	2 ± 1	0 ± 0	0 ± 0

forma che nella normalizzazione sono di fondamentale importanza; infatti le simulazioni serviranno in futuro per correggere i dati per gli effetti del rivelatore e per ottenere le sezioni d’urto.

6.3 Confronto con modelli Monte Carlo

Nell’ultima parte di questo lavoro di tesi si è provveduto a confrontare i risultati ottenuti con i due generatori di eventi **MADGRAPH** e **PYTHIA** che descrivono in maniera diversa il contributo della radiazione di QCD. Come descritto nel capitolo 3, il generatore **PYTHIA** descrive tale radiazione in approssimazione collineare con la tecnica del *Parton Shower*, benché implementi correzioni al *Matrix Element* che includono il risultato esatto per il processo $V + 1 jet$, cioè al primo ordine perturbativo. Nel generatore **MADGRAPH** l’emissione di *jets* multipli ad alto impulso è descritta con il corrispondente *Matrix Element* multi-partonico al primo ordine. Ci si aspetta che la descrizione fornita da **MADGRAPH** sia più accurata rispetto a quella di **PYTHIA** per più di un *jet*.

In figura 6.3 è riportato il grafico di molteplicità *inclusiva* di *jets* ricostruiti confrontando, alla fine delle selezioni applicate alla coppia di elettroni, i risultati ottenuti per i dati raccolti con le simulazioni dei segnali dei due generatori (i campioni descritti nel

Tabella 6.2: Numero di eventi aspettato e misurato in ogni bin di molteplicità inclusiva per PF jets con $p_T^j > 15$ GeV/c. Per Totale si intende la somma dei contributi dei campioni esclusi i dati.

numero di jets	≥ 0	≥ 1	≥ 2	≥ 3	≥ 4
QCD <i>EM Enriched</i>	0.17 ± 0.05	0.11 ± 0.04	0.08 ± 0.03	0.03 ± 0.02	0.02 ± 0.02
QCD $b, c \rightarrow e$	0.01 ± 0.01	0.01 ± 0.01	0.01 ± 0.01	0.01 ± 0.01	0 ± 0
$t\bar{t} + jets$	0.100 ± 0.002	0.099 ± 0.001	0.092 ± 0.001	0.055 ± 0.001	0.026 ± 0.001
$W + jets$	0.043 ± 0.005	0.021 ± 0.004	0.002 ± 0.001	0 ± 0	0 ± 0
$Z + jets$	63.2 ± 0.2	23.4 ± 0.1	7.48 ± 0.06	2.14 ± 0.03	0.58 ± 0.02
Totale	63.6 ± 0.2	23.7 ± 0.1	7.67 ± 0.07	2.24 ± 0.04	0.62 ± 0.02
Dati (193 nb ⁻¹)	58 ± 8	22 ± 5	6 ± 2	4 ± 2	0 ± 0

paragrafo 3.4: $pp \rightarrow Z \rightarrow l^+l^-$ per **MADGRAPH** e $pp \rightarrow Z \rightarrow e^+e^-$ per **PYTHIA**). Il fondo non è stato inserito nella trattazione, avendo dimostrato che il proprio contributo è trascurabile dopo avere applicato tutte le selezioni. I grafici sono stati creati per le due classi di jets studiate finora (CALO jets selezionati con $|\eta^j| < 3.0$ e $p_T^j > 30$ GeV/c e PF jets selezionati con $|\eta^j| < 2.5$ e $p_T^j > 15$ GeV/c) ed una terza classe di PF jets selezionati con $|\eta^j| < 2.5$ e $p_T^j > 30$ GeV/c. Si osserva un discreto accordo dei dati con entrambi i modelli, sia per i CALO che per i PF jets. In particolare, osservando le figure 6.3d e 6.3f per la stessa classe di jets si osserva che a soglie di basso impulso trasverso non c'è una grande differenza tra il comportamento dei due generatori: i jets a basso impulso sono ben descritti dalla approssimazione di tipo *Parton Shower* e, poiché lo spettro di p_T^j decade esponenzialmente, questi jets dominano la misura. Con una soglia in impulso trasverso più alta si osserva che il generatore **MADGRAPH** predice un numero maggiore di jets multipli poiché l'approssimazione di tipo *Parton Shower* perde efficacia nel descrivere scenari di jets multipli ad alto impulso trasverso.

In conclusione, la statistica a disposizione per poter discriminare bene l'apporto dei due generatori è ancora insufficiente ma, per sviluppi futuri riguardo a questa misura, si osserva che le due diverse soglie permetteranno di fare uno studio in più direzioni sui modelli. Una soglia di basso impulso trasverso rende il conteggio dei jets affetto dal con-

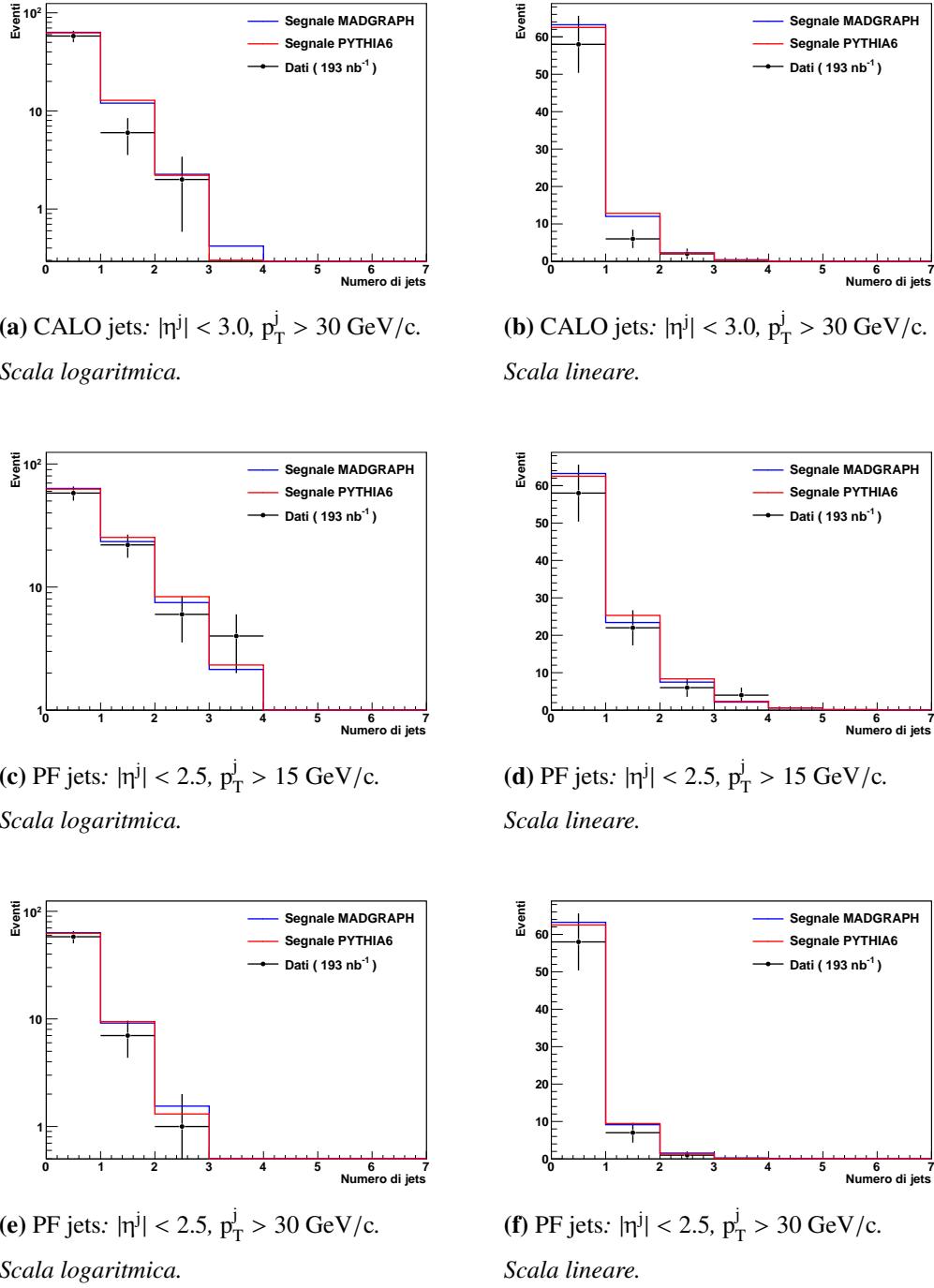


Figura 6.3: Distribuzione di molteplicità inclusiva dei jets ricostruiti. È riportato il confronto tra i dati ed i due modelli di segnale dei generatori MADGRAPH e PYTHIA, in scala logaritmica e lineare.

tributo dell'*underlying event*. Se l'obiettivo della misura sarà avere una discriminazione tra modelli di *Parton Shower* e modelli più raffinati con combinazioni di tecniche *Matrix Element* e *Parton Shower*, sarà necessario per i *jets* applicare una soglia di almeno 30 GeV/c in impulso trasverso.

6.4 Considerazioni finali

Questa misura è stata una delle primissime misure effettuate con i dati di CMS, su un processo complesso come $Z(\rightarrow e^+e^-) + jets$. La misura ha dimostrato che le componenti di CMS coinvolte nella misura, il tracciatore al silicio ed i calorimetri elettromagnetico ed adronico, hanno funzionato in modo eccellente già nei primi 200 nb^{-1} di dati a 7 TeV. Inoltre i modelli di simulazione Monte Carlo che si sono verificati danno una descrizione accurata di tale processo. Questo è quindi un ottimo punto di partenza per molte analisi future a CMS ed in particolare per un'analisi di questo processo con più statistica e con studio delle sistematiche ad esso correlate. Il lavoro di tesi è stato inserito in una *Analysis Note* di CMS [65], preparata per la presentazione dei risultati su produzione di bosoni W e Z a CMS alla conferenza ICHEP2010 (*International Conference of High Energy Physics 2010*) di Parigi [66]. Questo lavoro è stato presentato in una riunione di analisi dati a CMS nel mese di luglio 2010.

Conclusioni

In questo lavoro di tesi si è discusso il risultato dei primi mesi di raccolta e analisi dati effettuate con il rivelatore CMS installato a LHC. Il campione di dati analizzato corrisponde ad eventi di collisione protone-protone effettuate ad una energia del centro di massa pari a $\sqrt{s} = 7$ TeV e ad una luminosità integrata di 193 nb^{-1} . In particolare, si è riportato il risultato dell’analisi svolta sul canale di decadimento $(Z \rightarrow e^+e^-) + jets$. Il processo di decadimento di un bosone Z in due elettroni è particolarmente importante, soprattutto nella prima fase di presa dati, essendo uno dei primi processi di fisica elettrodebole osservato a LHC. Lo studio di questo processo permette di approfondire la conoscenza del comportamento del rivelatore riguardo alla ricostruzione ed identificazione degli elettroni da usare per il futuro periodo di analisi. Lo studio dei $jets$ permette invece di studiare la risposta dei calorimetri e del tracciatore in uno scenario complesso come le collisioni protone-protone a LHC. Il processo studiato è inoltre sensibile a sviluppi di nuova fisica, essendo uno dei canali di decadimento che permettono di identificare la formazione del cosiddetto bosone di Higgs, particella prevista dal *Modello Standard* ma non ancora osservata.

In questo lavoro di tesi, utilizzando simulazioni Monte Carlo con campioni prodotti dai generatori PYTHIA e MADGRAPH, si è provveduto a sviluppare una serie di selezioni che permettesse di identificare il processo $Z \rightarrow e^+e^-$ all’interno dei dati analizzati rispetto ad eventi di fondo. Applicando al campione di dati una serie di cinque selezioni denominate di accettanza, *trigger*, parametro di impatto, isolamento e identità, si è riuscito a selezionare un campione di 58 ± 8 candidati Z . Le stime previste dalle simulazioni Monte Carlo utilizzate prevedono al termine delle selezioni un numero di 63.6 ± 0.2 eventi, con

fondo trascurabile. Questo risultato dimostra il buon accordo tra i dati e le simulazioni.

Gli eventi selezionati risultano prodotti in associazione a *jets* adronici. Si è affrontato lo studio di ricostruzione dei *jets* tramite due algoritmi diversi (CALO *jets* e PF *jets*) con due diverse selezioni in base alla classe di *jets*, analizzando CALO *jets* con $|\eta^j| < 3.0$ e $p_T^j > 30 \text{ GeV}/c$ e PF *jets* con $|\eta^j| < 2.5$ e $p_T^j > 15 \text{ GeV}/c$. I risultati di studi Monte Carlo sulla molteplicità *inclusiva* dei *jets* per le due classi sono stati confrontati con quelli ricavati dai dati raccolti: per entrambi i CALO *jets* e i PF *jets* si ha un buon accordo con i dati. Infine, lo studio combinato dei risultati della classe di PF *jets* nella stessa finestra di $|\eta^j| < 2.5$ ma con soglie diverse in impulso trasverso ($p_T^j > 15 \text{ GeV}/c$ e $p_T^j > 30 \text{ GeV}/c$) ha permesso di fare un primo confronto tra i generatori di eventi **MADGRAPH** e **PYTHIA** che utilizzano un diverso modello nella descrizione di eventi di Cromodinamica Quantistica (QCD) e quindi di pianificare un approccio futuro in tale settore della ricerca. Questo lavoro di tesi è stato inserito all'interno della collaborazione CMS e in particolare all'interno dei gruppi di studio di fisica elettrodebole specializzati nello studio del decadimento dei bosoni vettoriali associati alla produzione di *jets* adronici. Parti di questo lavoro hanno contribuito alla stesura di note interne alla collaborazione CMS e sono state presentate in conferenze estive.

Il buon accordo tra dati e modelli Monte Carlo trovato in questo lavoro per tutte le distribuzioni studiate ha dimostrato la maturità dell'analisi in CMS per un processo così complesso come $Z + jets$ e questo è un ottimo punto di partenza per molte analisi future di processi a LHC.

Bibliografia

- [1] F. Halzen and A. Martin, *QUARKS AND LEPTONS: An Introductory Course in Modern Particle Physics*. Wiley, New York USA, 1984.
- [2] S. L. Glashow, “Partial Symmetries of Weak Interactions,” *Phys. Rev.* **22** (1961) 579–588.
- [3] S. Weinberg, “A Model of Leptons,” *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967) 1264–1266.
- [4] A. Salam, *Elementary Particle Theory*. Almquist and Wiksell, N. Svartholm, Stockholm, 1968.
- [5] P. W. Higgs, “Broken Symmetries, Massless Particles and Gauge Fields,” *Phys. Lett.* **12** (1964) 132–133.
- [6] N. Cabibbo, “Unitarity Symmetry and Leptonic Decays,” *Phys. Rev. Lett.* **10** (1963) 531–532.
- [7] M. Kobayashi, K. Maskawa, “CP-violation in the Renormalizable Theory of Weak Interactions,” *Progr. Theor. Phys.* **49** (1973) no. 2, 652–657.
- [8] Lep Injector Study Group, “LEP Design Report Vol. 1: The LEP Injector Chain.” CERN-LEP-TH-83-29, CERN-PS-DL-83-81, CERN-SPS-83-26, LAL-RT-83-09, 1983.
- [9] Lep Injector Study Group, “LEP Design Report Vol. 2: The LEP Main Ring.” CERN-LEP/8-01, 1984.

- [10] Lep Injector Study Group, “LEP Design Report Vol. 3: LEP2.” CERN-AC-96-01-LEP2, 1996.
- [11] The CDF Collaboration, “The CDF Detector: An Overview,” *Nucl. Instrum. Meth. A* **272** (1988) 487.
- [12] The D0 Collaboration, “The D0 Detector,” *Nucl. Instrum. Meth. A* **338** (1994) 185.
- [13] Collaborazioni LEP e SLD. Physics Reports 427, pag. 257, 2006.
- [14] B. Kilminster, “Higgs searching at Tevatron.” Conferenza ICHEP2010 a Parigi, 2010.
- [15] M. Gell-Mann, “A Schematic Model of Baryons and Mesons,” *Phys. Lett.* **8** (1964) 214–215.
- [16] H. Fritzsch, M. Gell-Mann, and H. Leutwyler, “Advantages of the Color Octet Gluon Picture,” *Phys. Lett.* **B47** (1973) 365–368.
- [17] D. J. Gross and F. Wilczek, “Asymptotically Free Gauge Theories. 1,” *Phys. Rev. D* **8** (1973) 3633–3652.
- [18] S. Weinberg, “Nonabelian Gauge Theories of the Strong Interactions,” *Phys. Rev. Lett.* **31** (1973) 494–497.
- [19] C. Amsler et al., “Particle Data Group,” *Physics Letters* **B667** (2008) 1.
- [20] The LHC Study Group, “The Large Hadron Collider Conceptual Design Report.” CERN/AC 95-05, 1995.
- [21] O. S. Brüning, P. Collier, P. Lebrun, S. Myers, R. Ostojic, J. Poole, and P. B. Proudlock, “LHC Design Report Vol. 1: The LHC Main Ring.” CERN-2004-003-V1, 2004. <http://ab-div.web.cern.ch/ab-div/Publications/LHC-DesignReport.html>.

- [22] O. S. Brüning, P. Collier, P. Lebrun, S. Myers, R. Ostojic, J. Poole, and P. B. Proudlock, “LHC Design Report Vol. 2: The LHC Infrastructure and General Services.” CERN-2004-003-V2, 2004. <http://ab-div.web.cern.ch/ab-div/Publications/LHC-DesignReport.html>.
- [23] M. Benedikt, P. Collier, V. Mertens, J. Poole, and K. Schindl, “LHC Design Report Vol. 3: The LHC Injector Chain.” CERN-2004-003-V3, 2004. <http://ab-div.web.cern.ch/ab-div/Publications/LHC-DesignReport.html>.
- [24] “Design report Tevatron 1 project.”. FERMILAB-DESIGN-1983-01.
- [25] CMS Collaboration, “The CMS experiment at LHC,” *JINST* **08** (2008) 03.
- [26] The ATLAS Collaboration, “ATLAS: A Toroidal LHC ApparatuS Technical Proposal.” CERN/LHCC 94-18, LHCC/P1, December, 1994.
- [27] The LHCb Collaboration, “A Large Hadron Collider Beauty Experiment for Precision Measurements of CP-Violation and Rare Decays LHCb Technical Proposal.” CERN/LHCC 98-04, LHCC/P4, 1998.
- [28] The ALICE Collaboration, “A Large Ion Collider Experiment Technical Proposal Design.” CERN/LHCC 95-71, LHCC/P3, 1995.
- [29] *The CMS magnet project: Technical Design Report*. Technical Design Report CMS. CERN, Geneva, 1997.
- [30] *The CMS muon project: Technical Design Report*. Technical Design Report CMS, CERN-LHCC-97-032. CERN, Geneva, 1997.
- [31] V. Karimäki, *The CMS tracker system project: Technical Design Report*. Technical Design Report CMS. CERN, Geneva, 1997.
- [32] *The CMS tracker: addendum to the Technical Design Report*. Technical Design Report CMS. CERN, Geneva, 2000.

- [33] *The CMS electromagnetic calorimeter project: Technical Design Report*. Technical Design Report CMS. CERN, Geneva, 1997.
- [34] P. Bloch, R. Brown, P. Lecoq, and H. Rykaczewski, *Changes to CMS ECAL electronics: addendum to the Technical Design Report*. Technical Design Report CMS. CERN, Geneva, 2002.
- [35] *The CMS hadron calorimeter project: Technical Design Report*. Technical Design Report CMS, CERN-LHCC-97-031. CERN, Geneva, 1997.
- [36] *CMS TriDAS project: Technical Design Report; 1, the trigger systems*. Technical Design Report CMS, CERN-LHCC-2000-038. CERN, Geneva, 2000.
- [37] *CMS trigger and data-acquisition project: Technical Design Report*. Technical Design Report CMS, CERN-LHCC-2002-026. CERN, Geneva, 2002.
- [38] CMS Collaboration, “CMSSW, CMS reconstruction software,” 2008.
http://cms.cern.ch/iCMS/jsp/page.jsp?mode=cms&action=url&urlkey=CMS_OFFLINE.
- [39] B. Stroustrup, *The C++ Programming Language (Third Edition)*. Addison-Wesley, 1997.
- [40] M. Lutz, *Programming Python*. Sebastopol, CA: O’Reilly, 1996.
- [41] R. Brun and F. Rademakers, “ROOT: An object oriented data analysis framework,” *Nucl. Instrum. Meth. A* **389** (1997) 81–86.
- [42] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Skands, “PYTHIA 6.4 physics and manual,” *JHEP* **05** (2006) 026, [arXiv:hep-ph/0603175](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0603175).
- [43] T. Stelzer and W. F. Long, “Automatic generation of tree level helicity amplitudes,” *Comput. Phys. Commun.* **81** (1994) 357–371, [arXiv:hep-ph/9401258](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9401258).

- [44] F. Maltoni and T. Stelzer, “MadEvent: Automatic event generation with MadGraph,” *JHEP* **02** (2003) 027, [arXiv:hep-ph/0208156](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0208156).
- [45] **GEANT4** Collaboration, S. Agostinelli *et al.*, “GEANT4: A simulation toolkit,” *Nucl. Instrum. Meth. A* **506** (2003) 250–303.
- [46] S. Baffioni et al., “Electron reconstruction in CMS,” *Eur. Phys. J. C* **49** (2007) 1099–1116.
- [47] M. Anderson et al., “Review of clustering algorithms and energy corrections in ECAL.” CMS IN-2010/008, 2010.
- [48] P. Vanlaer, “Electron and photon reconstruction in CMS.” CMS CR-2009/201, 2009.
- [49] E. Meschi et al., “Electron reconstruction in the CMS electromagnetic calorimeter.” CMS Note 2001/034, 2001.
- [50] The CMS Collaboration, “Electromagnetic Calorimeter Calibration with 7 TeV data.” CMS PAS EGM-10-003, 2010.
- [51] W. Adam et al., “Electron reconstruction in CMS.” CMS AN-2009/164, 2009.
- [52] R. Fruhwirth et al., “Application of Kalman filtering to track and vertex fitting,” *Nucl. Instrum. Meth. A* **262** (1987) 444–450.
- [53] W. Adam et al., “Reconstruction of electrons with the Gaussian-Sum-Filter in the CMS Tracker at the LHC.” CMS Note 2005/001, 2005.
- [54] A. Vartak et al., “Lepton isolation in the CMS Tracker, ECAL an HCAL.” CMS AN-2010/106, 2010.
- [55] S. Catani and Yuri L. Dokshitzer and M. H. Seymour and B. R. Webber, “Longitudinally invariant K(t) clustering algorithms for hadron hadron collisions,” *Nucl. Phys. B* **406** (1993) 187–224.

- [56] Yuri L. Dokshitzer and G.D. Leder and S. Moretti and B.R. Webber, “Longitudinally invariant K(t) clustering algorithms for hadron hadron collisions,” *JHEP* **9708** (1997) 001, [arXiv:hep-ph/9707323](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9707323).
- [57] G.C. Blazey et al., “Run II Jet Physics: Proceedings of the Run II QCD and Weak Boson. Physics Workshop,” [arXiv:hep-ex/0005012](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0005012).
- [58] M. Cacciari and G.P. Salam and G. Soyez, “The anti- k_t jet clustering algorithm,” *JHEP* **0804** (2008) 063, [arXiv:0802.1189](https://arxiv.org/abs/0802.1189).
- [59] The CMS Collaboration, “Jet Performance in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV.” CMS PAS JME-10-003, 2009.
- [60] The CMS Collaboration, “Particle-Flow Event Reconstruction in CMS and Performance for Jets, Taus and E_T^{miss} .” CMS PAS PFT-09-001, 2009.
- [61] The CMS Collaboration, “Commissioning of the Particle-Flow Reconstruction in Minimum-Bias and Jet Events from pp Collisions at 7 TeV.” CMS PAS PFT-10-002, 2010.
- [62] CMS, “Plans for Jet Energy Corrections at CMS.” CMS PAS JME-07-002, 2007.
- [63] CMS Collaboration, “Physics Analysis Toolkit (PAT),” 2008.
<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/SWGuidePAT>.
- [64] CMS Collaboration, “Measurements of inclusive W and Z Cross Sections in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV.” CMS PAS EWK-10-002, 2010.
- [65] V. Ciulli, S. Gonzi et al., “Study of Production of Vector Bosons and Jets at 7 TeV for the ICHEP2010 Conference.” CMS AN AN-10-136, 2010.
- [66] “35° International Conference of High Energy Physics 2010.”
<http://www.ichep2010.fr/>.

Ringraziamenti

Alla fine di questo lavoro le persone che vorrei ringraziare sono molte e per i motivi più disparati. In questi anni di lavoro ho avuto l'opportunità di incontrare talmente tante persone per cui, se alla fine dovessi dimenticarmi di ringraziare qualcuno, spero proprio di essere perdonato.

Innanzitutto vorrei ringraziare la Dott. Elisabetta Gallo e il Dott. Vitaliano Ciulli, rispettivamente relatore e correlatore di questo lavoro di tesi, per avermi seguito con costanza durante tutto questo anno di lavoro. Grazie, perché fin da subito mi sono sentito parte integrante di un progetto, perché fino alla fine del lavoro sono stato seguito con infinita pazienza anche nelle questioni più banali ma soprattutto grazie per il clima di cordialità che si è da subito instaurato all'interno del gruppo di lavoro.

In particolare, vorrei ringraziare il Dott. Ciulli per avermi convinto in due parole, un anno fa, a lavorare nell'ambito dell'esperimento CMS e per avermi dato la possibilità di muovere i primi passi in una collaborazione internazionale così grande, anche tramite il periodo di lavoro trascorso al CERN.

Vorrei ringraziare la Dott. Gallo per la preziosissima collaborazione nella stesura della tesi, per i suggerimenti e per la presenza costante, anche a distanza, soprattutto negli ultimi giorni di scrittura e revisione.

Ringrazio poi Simone Frosali, con cui ho collaborato tutto l'anno per arrivare più o meno allo stesso fine: la scrittura di una tesi. Grazie per le mille cose che mi hai insegnato, con una pazienza da premio Nobel soprattutto nei primi tempi in cui sapevo a malapena accendere un computer. Grazie davvero, perché si è lavorato con impegno ma sempre col sorriso sulle labbra e perché posso dire alla fine di avere trovato non solo un collega ma

anche un buon amico. Grazie anche per aver letto questa tesi prima della stampa definitiva sacrificando quindi una domenica.

Grazie anche al Dott. Piergiulio Lenzi che da Ginevra mi ha guidato più di una volta nelle oscure insidie nascoste nel codice di analisi dati e grazie per l'accoglienza riservata ogni volta che sono salito sù al CERN.

Ringrazio poi la Dott. Chiara Genta che mi ha iniziato ai segreti dell'informatica aiutandomi più di una volta a risolvere il mio rapporto conflittuale con le stampanti e la creazione di password.

Ringrazio poi tutti i componenti del gruppo CMS di Firenze dai quali ho imparato molte cose anche grazie alle frequenti riunioni effettuate durante l'anno.

In particolare ringrazio il Prof. Raffaello D'Alessandro, il Dott. Giacomo Sguazzoni ed il Dott. Giuseppe Barbagli per i continui scambi di opinione riguardo ad un interesse comune al di fuori della fisica: l'enologia.

Ringrazio poi tutti i ragazzi della mitica stanza 183, che in un anno si sono avvicendati sulle varie scrivanie: incomincio da Maddalena Frosini, che per diversi mesi ho avuto nella scrivania di fronte e avrà dovuto sopportare un bel po' di sbadigli e tante tante domande su burocrazia e computer...

Grazie poi a Andrea "Günther" Bruschi, mio compagno di ventura, con cui ho condiviso giorno per giorno la croce e le delizie di un lavoro di tesi. Grazie perché è stato veramente piacevole averti come compagno di scrivania e perché mi hai insegnato che in fondo Günther è... Gracious Uber-cozy Natural Toyboy Hero Exnjoyable Romantic (Mamma mia!).

Ringrazio poi quel giramondo di Antonio Tropiano che... Oh! 'Un c'è mai, eh?!? Una volta è a Londra, una volta a Ginevra una volta a Strasburgo... Insomma, datti pace. Anche perché quest'anno cercavo un compagno per seguire un corso di Vuvuzelas...

Grazie anche a Cristina Ferro che prima di me lavorava alla scrivania a cui sto scrivendo. Grazie per i suggerimenti e per i consigli che mi hanno fatto scegliere questo gruppo di lavoro.

Vorrei poi ringraziare il Dott. Giuseppe Broccolo, Signore delle Motociclette, per tutto

quello che ha fatto per me da quando lo conosco. Grazie per il frontespizio della tesi e per il misto di allegria & bitterness che ti porti sempre con te. Torneremo a vedere la CERNerentola...

Grazie poi ai dottorandi dell'altra stanza: Massimo Calamai, per avermi insegnato a dominare ercole (con la “e” minuscola, non è un refuso) ed Antonio Cassese, Presidente dei dottorandi, per avermi insegnato quanto è buono il croissant con la crema di mandorle e per avere istituito nel primo anno di mandato il rito del tè delle cinque.

Ringrazio anche Giacomo Fedi che dice si preoccupi di passare una notte in Finlandia... o che sarà mai?

Grazie poi anche a Vanessa, Chiara, Paolo e Giorgio, che sono praticamente di casa nella stanza, per le visite e per tutte le volte che abbiamo fatto pausa rilassandoci un po' soprattutto negli ultimi periodi di lavoro.

Un ringraziamento particolare va a Zauker e Luana, infaticabili lavoratori cernioti.

Poi vorrei ringraziare tutti i laureandi con cui quest'anno ho condiviso l'estate alla splendida Polo Beach di Marina di Sesto Fiorentino e con cui ci siamo scambiati più volte consigli e stati d'animo. In particolare, ringrazio David, Duccio e Rachele.

Il ringraziamento più affettuoso va alla mia famiglia, per la pazienza dimostrata nel corso di tutti questi anni e per gli incoraggiamenti dati nei momenti di sconforto, soprattutto dopo il cambio del corso di studi. I ringraziamenti partono da lontano, da chi non c'è più: dal nonno Gino, che mi ha insegnato a leggere e a scrivere prima di andare a scuola e dal nonno Alvaro che mi ha sempre sostenuto, fino in fondo, e da cui ho imparato troppo poco di quel che mi avrebbe potuto insegnare. Ringrazio poi le nonne, la Beppa e la Niccolina, per tutto il bene che mi vogliono e che non mancano mai di dimostrarmi. Ringrazio poi il babbo e la mamma, per tutto. Davvero, per tutto. Per la pazienza, per non avermi mai fatto mancare nulla e per avermi dato la possibilità di raggiungere questo obiettivo senza mai farmi pesare le difficoltà ma sempre sostenendomi dal primo all'ultimo giorno.

Poi c'è Fabio, il mio fratellino. Ti ringrazio perché sei così uguale e allo stesso tempo diverso da me, perché ci complementiamo a vicenda. Grazie per tutto quello che fai e

continua a coltivare la tua vena artistica, di cui io mi nutro quotidianamente.

Ringrazio poi la tribù di parenti, zie e cugini che completano la famiglia. Ringrazio in particolare l'ultimo arrivato, il piccolo Matteo, perché ogni volta che viene a trovarci ci permette a tutti di giocare un po'.

Un ringraziamento particolare va ad Enrico Mencattelli, amico di una vita, per tutto quello che la nostra amicizia significa. È difficile riassumerlo in poche righe ma sai a cosa mi riferisco: grazie per esserci stato sempre, nei momenti più belli e nei momenti più difficili. Grazie per avermi visto ridere e piangere, grazie per sopportare i miei continui ritardi, grazie veramente. Ora si può ricominciare ad uscire un po'.

Per la verità questa storia dei ritardi dovrebbe ritornare spesso in questi ringraziamenti... come infatti sanno bene Alessio Gnerucci e Federico Tommasi. Grazie ad entrambi per sopportarmi, per prendermi in giro quando è il momento, per aver creato un videogioco su di me (il SuperGonzo Runner...). In particolare, grazie a Fede per tutti questi anni trascorsi insieme all'università, per le pause caffè, per le panchine e per sopportarmi ogni volta che ti parlo di un nuovo Amore Segreto...

Grazie Alessio per le uscite e le passeggiate per le vie di Firenze e per avermi dimostrato che non è mai troppo tardi per cominciare a seguire una passione, come il suonare uno strumento. Matilde, tientelo stretto!

Poi vorrei ringraziare Valentina Quercioli, la Vale, amica fin dai tempi del liceo per tutto il tempo trascorso insieme fino ad oggi, passando per la facoltà di fisica. Grazie per avere sopportato le mie paranoie nei mesi di luglio e agosto e per la voglia che sempre rimane di organizzare cene per rivedersi.

Grazie anche a Didi, mio compagno di banco del liceo nonché compagno della Vale, perché ogni volta che ci si vede è come se il tempo si fosse fermato. Mi raccomando, non iniziare a parlare milanese, eh...

Ringrazio poi gli amici con cui ho iniziato questa avventura, memoria storica dei tempi di Arcetri e dell'Antico Ordinamento: Andrea Barucci, Anna Brucalassi, Carlo "LaCarla" Bencini (Do Do, io 'un vo...), Francesca Salsi, Olivia Fontani, Paola Di Ninni, Paolo Dottori.

Ringrazio poi tutti i ragazzi conosciuti al polo di Sesto e sono veramente tanti. Ringrazio Alessandro Comucci per tutti i giorni passati a mensa, perchè mi ha insegnato che è possibile bere un panino e per tutte le cene organizzate a casa sua.

Ringrazio Andrea Nofri, diavolo tentatore, per la ventata di aria fresca portata in un momento in cui in molti avevamo bisogno di un diverso punto di vista. Grazie anche per arrivare più tardi di me.

Ringrazio poi i giovani Nicolò Accanto e Francesco “Buba” Lenzini per questi ultimi anni passati insieme, per i calcetti, le serate fuori e le risate fatte anche nei momenti di studio matto e disperatissimo.

Ringrazio poi Andrea Puggelli per aver letto parte della tesi e per aiutarmi a superare la fobia del pomo di Adamo.

Un ringraziamento va poi a Giulia Calzolai, a Valentina Gori, per essere spesso qua e per avermi chiesto dieci minuti fa se mi andava un caffè; grazie al gruppo dei teorici capitanati dal mitico Giovanni “John Purple” Viola: Damiano, Giancarlo e tutti quelli del pulmino della mensa.

Ne approfitto per ringraziare tutti coloro con cui ho condiviso un pasto a mensa: siete tanti, non vi ringrazio uno ad uno ma collettivamente. Le pause pranzo sono state tra i momenti più belli di questi dodici anni di università.

Vorrei poi ringraziare tutti gli amici che orbitano attorno al gruppo storico di biologia: Antonio, mio paio di occhiali aggiuntivo, per tutte le cene organizzate in questi anni che hanno veramente formato il gruppo, per le vacanze, per le uscite. Glenda, tientelo stretto (questa l’ho già scritta...)! Poi la Fabiola, una delle mie più care amiche e adesso madre della piccola Miriam e compagna di Domenico. Poi grazie ad Andrea e Cristina, marito e moglie da un paio d’anni e tra poco genitori a loro volta. Grazie a Christian, ossatura del gruppo e al nipote Lorenzo, anche lui nel magico mondo della physica. Poi ancora grazie alla Camilla, a Filippo Bambi, Filippo Lo Cascio, Simona, Elisabetta, Sara, Giulia Barbieri (anche per la compagnia al concerto dei Litfiba). Grazie a Lisa per le feste della Lisa, grazie a Matteo per essere nato esattamente un giorno prima di me (quanti bei compleanni organizzati...).

Grazie a Lorenzo Mossani, memoria storica degli anni '80, conosciuto con i ragazzi di cui sopra in occasione della memorabile vacanza a Creta del 1999 (in 12 su tre fiat Panda vecchie...). Fatti vivo un po' più spesso!

Grazie anche a Pippo e al Bimbo per le serate e a Monica, Floriana e Mariangela per avermi permesso di ristudiare un po' di geografia (Ah! La Lucania...).

Vorrei poi ringraziare Barbara, per avermi fatto apprezzare ogni parola ed ogni pausa di *Odi et Amo*. È andata come è andata ma, lo sai, resterai sempre una delle persone più importanti della mia vita. Questa tesi è in parte anche tua, essendo stato il percorso in parte condiviso. In particolare, ti ringrazio per l'infinita pazienza che hai avuto durante la ripetizione dell'atomo di idrogeno che proprio non riusciva a entrarmi in testa.

Ringrazio poi tutti i miei compagni di allenamento e in generale chi orbita attorno all'atletica leggera fiorentina. In particolare, vorrei ringraziare Riccardo Matteucci per avermi cresciuto, soprattutto come uomo, sul campo di atletica prendendomi fin da ragazzo nel suo gruppo. Poi, vorrei ringraziare il Prof. Paolo Fiorenza per avermi dato preziosissimi consigli sugli allenamenti negli ultimi anni e per avermi insegnato che si può sopravvivere anche essendo lenti velocisti. Ringrazio anche Marco Ugolini e Andrea Innocenti per la presenza sul campo.

Grazie a Iacopo Gherardi, amico da una vita e presenza fondamentale al campo di atletica. Molte volte sono venuto al campo più per passare i pomeriggi con te che per allenarmi, soprattutto dopo una giornataccia. Grazie anche perché ogni volta che vengo a trovarvi, tu e Marco mi fate sentire uno di famiglia. Bisognerà rifare una di quelle cene dove si cantano canzoni popolari tipo quella che narra di un principio di incendio...

Ringrazio poi Audrey Alloh, Caterina Barzaghi, Claudia Franchi, Claudia Franci, Romuald Kouko, Sara Insabella, Simone Pratesi e Manfredi Toraldo per tutti gli allenamenti condivisi. Trema Romualdo, ora torno...

Ringrazio poi gli amici di Gracciano, per le zingarate degli ultimi anni e in particolare la Tapioka Max sad (società a delinquere): Gabriele Talli, per essermi stato vicino in un momento di fragilità, Giuseppe Raspanti, Graziano Monciotti, Daniele Paolini, Catalin Nistor, Gianni Paolini, Mirko Minetti, Luca Buracchi. Ringrazio poi la Cinzia e Fabrizio

per tutte le cene organizzate ed Erika Bettini per considerarmi ancora un buon amico.

Ringrazio poi gli amici del liceo per la cena di una settimana fa. Spero che non passino altri 12 anni prima di essere di nuovo tutti attorno ad un tavolo!

Ringrazio infine Firenze, questa magnifica città per le cui strade mi perdo e mi ritrovo, passando sempre almeno una volta sotto la statua del Perseo e sul Ponte Vecchio. Ringrazio anche il territorio di Montepulciano: se sono quello che sono, è grazie al doppio passaporto da fiorentino-poliziano (questo ringraziamento mi costerà caro, vero Ale e Fede?).

A tutti

Grazie!

