

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI NAPOLI “FEDERICO II”

FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI

CORSO DI LAUREA SPECIALISTICA IN FISICA



**Ricerca del bosone di Higgs nel canale di
decadimento $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow l^+l^-q\bar{q}$ nell'esperimento
ATLAS ad LHC**

Tesi di Laurea Specialistica

Relatore:

Ch.ma Prof.ssa Mariagrazia Alviggi
Dott. Francesco Alessandro Conventi

Candidato:

Mirkoantonio Casolino
matr. N94/89

ANNO ACCADEMICO 2011/2012

Indice

Introduzione	4
1 Il Modello Standard ed il bosone di Higgs	5
1.1 Elementi di QFT (<i>Quantum Field Theory</i>)	5
1.2 La Cromodinamica Quantistica	8
1.3 La Teoria di Glashow-Weinberg-Salam	9
1.4 La rottura di simmetria	11
1.5 Il bosone di Higgs	14
1.5.1 Limiti teorici sulla massa del bosone di Higgs	16
1.5.2 Limiti sperimentali sulla massa del bosone di Higgs	21
1.6 Meccanismi di produzione del bosone di Higgs	27
1.7 Canali di decadimento del bosone di Higgs	27
1.7.1 Higgs ad alta massa	28
1.7.2 Higgs di massa intermedia	29
1.7.3 Higgs di bassa massa	30
2 L'esperimento ATLAS ad LHC	31
2.1 L'anello di accumulazione LHC	31
2.1.1 La catena di accelerazione	32
2.1.2 Struttura a reticolo	35
2.1.3 Evoluzione della luminosità	36
2.1.4 Gli esperimenti di LHC	37
2.2 L'apparato sperimentale ATLAS	39
2.2.1 Il sistema magnetico	42
2.2.2 Rivelatori di vertice	44
2.2.3 Calorimetria	50
2.2.4 Lo spettrometro a muoni	55
2.3 Il <i>trigger</i> di ATLAS	61
2.3.1 Trigger Calorimetrico di primo livello	64

2.4	Identificazione e ricostruzione dei leptoni	69
2.4.1	Gli elettroni	69
2.4.2	I muoni	72
2.5	Identificazione e ricostruzione dei jets	74
2.5.1	L'algoritmo anti- k_T	75
2.5.2	Efficienze di ricostruzione dei jets.	77
2.5.3	B -Tagging	78
2.6	La <i>missing energy</i> $\cancel{E}_T$	79
2.7	Il <i>computing</i> in ATLAS	80
2.7.1	Il <i>software</i> di ATLAS: il <i>framework</i> ATHENA	81
2.7.2	L' <i>ATLAS Virtual Organization</i> e la <i>Grid</i>	84
3	Il canale $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow l^+l^-q\bar{q}$	89
3.1	Processi di fondo per il segnale $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow l^+l^-q\bar{q}$	90
3.1.1	Z+jets	92
3.1.2	Produzione di coppie di quark Top ($t\bar{t}$)	93
3.1.3	Produzione di <i>Di-bosoni</i>	94
3.1.4	QCD <i>Multijet</i>	94
3.1.5	Drell-Yan	95
3.1.6	W+jets	95
3.2	Strategia di analisi	95
3.3	Selezione degli eventi	96
3.3.1	Preselezione	96
3.3.2	Identificazione degli oggetti fisici	97
3.3.3	Selezione cinematica	101
3.3.4	Fit cinematico sulla massa invariante jet-jet	106
3.4	Stima del fondo	108
3.4.1	Regioni di controllo	108
3.4.2	Stima <i>data-driven</i> del fondo di QCD	109
3.5	I dati sperimentali nella regione del segnale	111
3.6	Incertezze sistematiche	113
4	Quark-Gluon Tagging (Q/G Tagging)	123
4.1	Motivazione	123
4.2	Fenomenologia	124
4.3	Q/G Tagging in ATLAS	126
4.4	Q/G Tagging nell'analisi $H \rightarrow l^+l^-q\bar{q}$	129
4.4.1	SOM	134
4.4.2	Implementazione nell'analisi	135
4.5	Risultati	141

5 Conclusioni	147
Bibliografia	153

Abstract

The search for a Standard Model Higgs boson in the channel $H \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-q\bar{q}$ ($\ell = e, \mu$) using $4.7fb^{-1}$ of pp collisions data collected by the ATLAS experiment at $\sqrt{s} = 7$ TeV is presented in the full mass range. The signature for signal events is given by two same flavor leptons and two jets coming from hadronic decay of the Z and thus mainly composed of quark generated-jets. This decay channel suffers a huge background contamination coming mainly from the Z+jets and Drell-Yan processes both giving a large contribution coming from gluon-jets. Aiming the improvement of the sensitivity for the $H \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-q\bar{q}$ decay channel a tool designed to separate quark-initiated jets from gluon-initiated jets has been developed. The development and impact on the analysis of a multivariate discriminant for the quark-gluon tagging is shown.

Introduzione

Il Modello Standard è la teoria che descrive tre delle quattro interazioni fondamentali (forte, debole ed elettromagnetica) in un quadro teorico unico e coerente. Tale teoria sviluppata alla fine degli anni '60 si è dimostrata estremamente valida fornendo un'eccellente descrizione di tutti i fenomeni osservati sperimentalmente fino alle energie esplorate da LEP e Tevatron. Tuttavia l'origine della massa delle particelle rimane ancora una questione aperta. Il meccanismo di rottura spontanea della simmetria elettrodebole fornisce un'elegante soluzione a tale problema. Nella sua versione più semplice tale meccanismo predice l'esistenza di una particella non ancora osservata sperimentalmente, il bosone di Higgs. Il Modello Standard non prevede il valore della massa per tale particella e la ricerca di tale bosone avviene sia attraverso la sua produzione diretta che attraverso misure indirette, a partire dagli effetti virtuali che il bosone di Higgs induce sugli osservabili elettrodeboli. Finora è stato solo possibile fissare dei limiti sul valore della massa di questa particella poichè nessun segnale è stato osservato.

A partire dal 2009 al LHC del CERN di Ginevra fasci di protoni collidono alla più alta energia mai raggiunta. Gli esperimenti ATLAS e CMS posizionati lungo l'anello del LHC sono stati realizzati al fine di fornire una risposta definitiva sull'esistenza del bosone di Higgs. In particolare sarà possibile esplorare l'intero intervallo di massa ancora non escluso che va da 114.4 GeV ad 1 TeV. Recenti risultati da parte della collaborazione ATLAS e CMS indicano un eccesso di dati in una regione a bassa massa ($m_H \approx 125 \text{ GeV}$). Questa tesi descrive il lavoro dedicato alla ricerca del bosone di Higgs condotta nell'ambito dell'esperimento ATLAS nel canale $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow l^+ l^- q \bar{q}$, dove con l si indica un elettrone o un muone e con q un quark. Questo canale di decadimento soprattutto per bassi valori della m_H presenta notevoli difficoltà sperimentali a causa dell'enorme fondo introdotto dalla presenza di jets, tuttavia costituisce un'importante supporto sperimentale alle indi-

cazioni provenienti da canali con segnatura sperimentale più chiara come ad esempio $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$. Rispetto ai vari canali con cui può essere identificato il decadimento del bosone di Higgs, il canale $H \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-q\bar{q}$ si distingue per il suo alto branching ratio per masse maggiori di 200 GeV. Queste caratteristiche lo rendono un canale competitivo per alte masse nonostante la presenza di fondi maggiori. Tra questi la produzione di Z+jets rappresenta il contributo dominante. Tuttavia proprio nel caso di questo fondo dominante i jets sono originati in buona parte ($\approx 45\%$) da gluoni mentre per il segnale non ci si aspetta jets originati da gluoni. L'implementazione di uno strumento che possa discriminare jets da light-quarks da jets da gluoni può costituire un'interessante miglioramento della procedura di selezione degli eventi.

Questo metodo può sicuramente contribuire ad un miglioramento anche dell'analisi ad alta massa ($m_H > 200\text{GeV}$).

Pertanto in questo lavoro di tesi si presenterà l'applicazione dell'analisi e la sua ottimizzazione con un metodo multivariato e si confronterà la reiezione del fondo e il rapporto segnale/fondo per i due approcci. In breve la tesi è organizzata come segue: è riportata nel **primo capitolo** un'introduzione al Modello Standard e alla rottura della simmetria elettrodebole insieme all'attuali conoscenze del bosone di Higgs del Modello Standard e agli ultimi risultati delle ricerche dirette e indirette. Il **secondo capitolo** presenta le principali caratteristiche dell'acceleratore LHC e del rivelatore ATLAS. Il **Capitolo 3** descrive l'analisi per la ricerca dell'Higgs nel canale $H \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-q\bar{q}$ ed i risultati ottenuti applicandola ai dati raccolti dalla collaborazione ATLAS nel 2011. Il **quarto capitolo** illustra la fenomenologia utilizzata per l'individuazione delle variabili discriminanti per la distinzione di jets da gluone rispetto a quelli originati da light-quarks e lo strumento di analisi multivariata e come sono stati scelti i parametri caratterizzanti selezionati al fine di ottimizzare la sensibilità per la ricerca del bosone di Higgs nel canale considerato. Osservazioni conclusive e prospettive future sono delineate nel capitolo conclusivo.

Capitolo 1

Il Modello Standard ed il bosone di Higgs

Il Modello Standard (MS) é una teoria di gauge non abeliana, proposta alla fine degli anni '60 [1] [2] [3] [4], che descrive le interazioni forti ed elettrodeboli. Fino ad ora ha ottenuto numerose conferme sperimentali ed é attualmente il modello usato per lo studio della fisica delle alte energie. In questo capitolo sar  discusso il quadro teorico che sta alla base del presente lavoro di tesi.

1.1 Elementi di QFT (*Quantum Field Theory*)

Le teorie quantistiche dei campi sono nate nell'ultimo secolo dall'unione di relativit  e meccanica quantistica per descrivere le particelle e le loro interazioni, si basano sull'uso di operatori di campo, funzioni delle coordinate spazio-temporali. Secondo tali teorie, sia le particelle elementari che i mediatori delle forze, sono descritti come modi vibrazionali di campi quantistici, che sotto certe condizioni possono essere sviluppati in modi normali attraverso operatori di creazione. Questi, quando sono applicati allo stato di vuoto, danno origine agli stati di una particella relativistica, con una data massa e spin determinato dalle propriet  di trasformazione del campo. Il Modello Standard distingue fra i campi di materia, con spin semintero (fermioni), e i campi di forza, mediatori delle interazioni, con spin intero (bosoni). I campi di materia si dividono in sei leptoni e sei quark (questi

6CAPITOLO 1. IL MODELLO STANDARD ED IL BOSONE DI HIGGS

ultimi ripetuti in tre differenti colori ¹). Questi sono divisi a loro volta in tre generazioni composte da una coppia di quark e leptoni con numeri quantici definiti, come mostrato in tabella 1.1.

Famiglia				Q/e
	1	2	3	
Leptoni	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}$	0 -1
Quarks	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$	2/3 -1/3

Tabella 1.1 Famiglie di quark e leptoni con le rispettive cariche.

I campi di forza, invece, descrivono le quattro interazioni fondamentali esistenti in natura (elencate in ordine decrescente d'intensità): l'interazione forte, l'interazione elettromagnetica, l'interazione debole e l'interazione gravitazionale. Quest'ultima, alla scala dimensionale del mondo microscopico, é totalmente trascurabile, pertanto non sarà trattata in questa tesi. In tabella 1.2 sono riportate le quattro interazioni fondamentali con i loro rispettivi mediatori.

Interazioni	Mediatore	Simbolo
Elettromagnetica	fotone	γ
Debole	Bosoni vettori	W^+, W^-, Z
Forte	8 gluoni	g
Gravitazionale	gravitone	non osservato

Tabella 1.2 Le interazioni fondamentali con i loro mediatori.

¹Il colore fu introdotto per far sì che barioni a spin semintero, come la Δ^{++} , conservassero l'antisimmetria della loro funzione d'onda. Nella cromo dinamica quantistica (QCD) il colore assume una funzione dinamica venendo identificato come carica forte e come sorgente del campo cromodinamico. La molteplicità del colore fu ricavata dal rapporto della sezione d'urto e^+e^- in adroni e muoni:

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow hadrons)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = N_c \sum_q Q_q^2 = \frac{11}{3} (5 flavourattivi) \Rightarrow N_c = 3$$

I campi obbediscono a equazioni del moto derivate per mezzo del principio di minima azione da una densità lagrangiana, $\mathcal{L}(x)$, funzione locale dei campi e delle loro derivate. Affinché le equazioni del moto siano covarianti $\mathcal{L}$ deve essere uno scalare di Lorentz. Le interazioni tra i campi sono introdotte imponendo che la lagrangiana libera (determinata dalle proprietà delle particelle) $\mathcal{L}_0$ soddisfi una simmetria di gauge locale, secondo il principio di gauge introdotto da Weyl nel 1929 [5]. Tale principio induce il termine d'interazione $\mathcal{L}'$, se questo termine è proporzionale a una costante di accoppiamento “piccola è applicabile un approccio perturbativo. La lagrangiana del MS deve essere invariante per il gruppo di simmetria di gauge non abeliano :

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$$

dove:

- $SU(3)_C$ indica la simmetria di colore delle interazioni forti tra quarks, regolate dalla cromodinamica quantistica (QCD), mediate da un otetto di bosoni a massa nulla, i gluoni.
- $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, invece, indica il gruppo di simmetria di isospin debole che unifica le forze elettromagnetiche e deboli, questa teoria (GWS) di unificazione ² fu proposta inizialmente da Glashow, Weinberg e Salam [1] [2] [3]. L'interazione elettrodebole è mediata da 3 bosoni massivi (W^+ , W^- , Z) e un bosone a massa nulla, il fotone (γ).

Il MS permette, pertanto, di descrivere attraverso un'unica teoria tre delle quattro forze fondamentali. La Lagrangiana del MS può essere suddi-

²Questa teoria non pu essere intesa come un'unificazione vera e propria, nel senso che le due costanti di accoppiamento non derivano da una sorgente comune. Infatti, il gruppo di gauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ un prodotto di due gruppi di trasformazioni di gauge disconnessi e la relazione tra le costanti di accoppiamento non è predetto dalla teoria. E' possibile parlare di unificazione quando pu essere trovato un gruppo di simmetria G tale che:

$$G \supset SU(2)_L \otimes U(1)_Y$$

in questo caso è possibile predire teoricamente la relazione tra le due costanti di accoppiamento. Il MS stesso non è una teoria di unificazione, infatti, il prodotto di tre gruppi di trasformazioni di gauge disconnessi. Alcune teorie, dette GUT (Grand Unified Theory), cercano di unificare questi tre gruppi cercando un gruppo G:

$$G \supset SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$$

8CAPITOLO 1. IL MODELLO STANDARD ED IL BOSONE DI HIGGS

visa in due parti: la parte di QCD, che descrive le interazione forti, e la parte elettrodebole (EW), che descrive le interazioni elettromagnetiche e deboli:

$$\mathcal{L}_{MS} = \mathcal{L}_{QCD} + \mathcal{L}_{EW} \quad (1.1)$$

Le interazioni forti risultano essere perfettamente simmetriche sotto trasformazioni del gruppo di gauge $SU(3)_C$, ovvero la simmetria é esatta. Nel caso delle interazioni elettrodeboli, invece, i bosoni vettori mediatori della forza hanno massa non nulla, come confermato da numerose evidenze sperimentali. Si dice che la simmetria é “rotta”. É pertanto necessario introdurre un meccanismo di “rottura spontanea” della simmetria elettrodebole $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ nella simmetria elettromagnetica $U(1)_Q$ in modo tale da fornire massa ai bosoni vettori. Come verrà descritto nel paragrafo 1.4 una possibile soluzione a questo problema risiede nel il meccanismo di Higgs [4]. Tale meccanismo prevede l’esistenza di una particella scalare, il bosone di Higgs, la cui massa é un parametro libero della teoria.

1.2 La Cromodinamica Quantistica

La Cromodinamica Quantistica (QCD) é la teoria di gauge che descrive le interazioni forti tra quark e gluoni all’interno degli adroni (particelle in grado di interagire mediante la forza forte). Alla QCD i quark partecipano come tripletti di colore, cioè per ogni sapore f ci sono tre campi spinoriali $\psi_i^f(x)$ con $j = 1, 2, 3$ indice di colore (a cui spesso ci si riferisce come rosso, verde e blu). Per originare l’interazione, come prescritto dal principio di gauge, si postula che la teoria sia invariante sotto gruppo di trasformazioni locali $SU(3)_C$:

$$\Psi^f \rightarrow \Psi'^f = e^{ig_s \vec{\lambda} \cdot \vec{\theta}(x)} \Psi^f \quad (1.2)$$

dove λ sono le 8 matrici di Gell-Mann generatori del gruppo $SU(3)_C$ e $g_s = (4\pi\alpha_s)^{\frac{1}{2}}$ é la costante di accoppiamento forte. Il gruppo é non abeliano perché i generatori non commutano:

$$[\lambda_a, \lambda_b] = if_{abc}\lambda_c \quad (1.3)$$

dove f_{abc} sono le costanti di struttura del gruppo $SU(3)_C$.

L’invarianza di gauge locale porta all’introduzione di otto campi di gauge a massa nulla, i gluoni, $A^a(x)$ ($a = 1, \dots, 8$), tanti quanti sono i generatori di $SU(3)_C$ e alla sostituzione di ∂_μ con la derivata covariante $\mathcal{D}_\mu$:

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_s \frac{\lambda_a}{2} A_\mu^a(x) \quad (1.4)$$

La lagrangiana completa di QCD si scrive:

$$\mathcal{L}_{QCD} = i \sum_f \bar{\Psi}_\alpha^f \gamma^\mu (D_\mu)_{\alpha\beta} \Psi_\beta^f - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^\alpha G_{\alpha}^{\mu\nu} \quad (1.5)$$

con

$$G_{\mu\nu}^\alpha = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a - g_s f_{abc} A_\mu^b A_\nu^c \quad (1.6)$$

tensore del campo gluonico. I gluoni hanno massa nulla però hanno carica di colore per questo nella 1.5 compaiono termini d'autointerazione gluone-gluone. L'autointerazione fornisce anche una prima spiegazione a caratteristiche peculiari dell'interazione forte tra i quarks, quali libertà asintotica e confinamento del colore.

1.3 La Teoria di Glashow-Weinberg-Salam

Il modello GWS é descritto da una Lagrangiana invariante sotto trasformazione di gauge del gruppo di simmetria $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Il gruppo $SU(2)_L$ descrive la carica di isospin debole(I) ed il gruppo $U(1)_Y$ l'ipercarica debole (Y). I fermioni fondamentali si presentano in tre famiglie di campi chirali distinti per leptoni e quarks $f_{L,R} = \frac{1}{2}(1 \mp \gamma_5)f$. I fermioni sinistrorsi sono rappresentati da doppietti di isospin debole ($I_3 = \pm 1/2$), mentre i destrorsi sono rappresentati da singoletti ($I_3 = 0$) (figura 1.1). Sono solo le

$\mathbf{I} = \mathbf{1/2} :$	$\mathbf{I} = \mathbf{0} :$
$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} e \end{pmatrix}_R \quad \begin{pmatrix} \mu \end{pmatrix}_R \quad \begin{pmatrix} \tau \end{pmatrix}_R$
$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_R \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_R \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_R$

Figura 1.1 Rappresentazione delle componenti sinistrorse e destrorse dei campi di materia.

componenti sinistrorse dei fermioni fondamentali che concorrono ai processi

deboli di corrente carica. Le componenti destrorse dei fermioni carichi (i neutrini, nell'ipotesi di massa nulla sono sempre sinistrorsi) contribuiscono però, ai processi di corrente neutra. Al fine di incorporare le interazioni elettromagnetiche insieme a quelle deboli, al gruppo $SU(2)_L$ è stato aggiunto un gruppo addizionale di simmetria di gauge locale $U(1)_Y$ associato all'ipercarica debole definita da:

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} \quad (1.7)$$

dove Q è la carica elettrica. Carica elettrica e ipercarica sono quantità assolutamente conservate. La lagrangiana libera per un doppietto sinistrorso e un singoletto destrorso è:

$$\mathcal{L} = i\bar{\Psi}_L \gamma^\mu \partial_\mu \Psi_L + i\bar{\Psi}_R \gamma^\mu \partial_\mu \Psi_R \quad (1.8)$$

trascurando per il momento i termini di massa. Nel caso del Modello Standard, l'analoga lagrangiana contiene, ovviamente, la somma dei contributi di tutti i doppietti fermionici più i rispettivi coniugati di carica per tener conto del contributo degli antifermioni. La lagrangiana 1.11 è resa invariante sotto $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ introducendo la derivata covariante:

$$\mathcal{D}_\mu^L = \partial_\mu + ig \frac{\tau_i}{2} W_\mu^i + ig' \frac{Y}{2} B_\mu \quad (1.9)$$

che agisce sui doppietti di isospin debole e la derivazione

$$\mathcal{D}_\mu^R = \partial_\mu + ig' \frac{Y}{2} B_\mu \quad (1.10)$$

che agisce sui singoletti di isospin, g e g' sono le costanti di accoppiamento per i gruppi $SU(2)_L$ e $U(1)_Y$. La lagrangiana 1.11 diventa:

$$L = \left(\bar{\Psi}_L \gamma^\mu \left[i\partial_\mu - g \frac{\tau_i}{2} W_\mu^i - g' \frac{Y}{2} B_\mu \right] \Psi_L + \bar{\Psi}_R \gamma^\mu \left[i\partial_\mu - g' \frac{Y}{2} \right] \Psi_R - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^\alpha G_\alpha^{\mu\nu} - \frac{1}{4} C_{\mu\nu} C^{\mu\nu} \right) \quad (1.11)$$

dove sono stati aggiunti i termini di energia cinetica dei campi di gauge. I campi di gauge come i fermioni sono a massa nulla. L'inserimento di termini di massa per i campi di gauge del tipo $\frac{1}{2} M_V^2 W_\mu W^\mu$ oppure termini di massa alla Dirac della forma $-m\bar{\psi}\psi$ violerebbero l'invarianza locale di $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, poich i termini di massa accoppiano componenti L e R.

1.4 La rottura di simmetria

La teoria presentata finora ha una grave mancanza: descrive particelle di massa nulla, violando in questo modo ogni osservazione sperimentale. Il Modello di Higgs [6] [7] permette di risolvere tale mancanza introducendo un campo scalare in grado di innescare la rottura spontanea di simmetria e mantenendo inalterata la simmetria di gauge dell'elettromagnetismo, l'unica simmetria interna ed effettivamente osservata in Natura: $SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow U(1)_Q$.

Per introdurre il concetto di rottura di simmetria bisogna considerare in primo luogo una lagrangiana che gode di una certa simmetria. Analizzando i livelli energetici di tale lagrangiana se un determinato autostato è non degenere esso è invariante per trasformazioni del gruppo di simmetria. Se invece è degenere, non è unico e in via generale è trasformato in una combinazione lineare degli autostati.

Nel caso in cui lo stato fondamentale sia degenere non esiste una scelta univoca per descrivere lo stato di minima energia; la scelta di uno stato in particolare implica che esso non segue la simmetria della lagrangiana. Il processo per cui viene scelto uno stato di minima energia prende il nome di rottura spontanea di simmetria. La maniera più semplice per fare ciò consiste nel prendere in considerazione la seguente lagrangiana:

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (\mathcal{D}_\mu \phi)^+ \mathcal{D}^\mu \phi - V(\phi) \quad (1.12)$$

dove $\mathcal{D}_\mu$ rappresenta la derivata covariante ed il potenziale $V(\phi)$ è:

$$V(\phi) = \mu^2 \phi^+ \phi + \lambda (\phi^+ \phi)^2 \quad (1.13)$$

dove ϕ è il campo di Higgs. Per avere una teoria stabile il potenziale deve essere limitato inferiormente e ciò equivale a richiedere $\lambda > 0$; tuttavia il segno di μ^2 non è definito e per $\mu^2 < 0$ il punto di minimo è non degenere e non coincide con l'origine: esso infatti ricade su una circonferenza come mostrato in figura 1.2.

In queste condizioni si possono studiare le oscillazioni del campo ϕ nel punto di minimo η , esprimibile con:

$$\phi = \eta + \frac{\sigma_1(x) + i\sigma_2(x)}{\sqrt{2}} \quad (1.14)$$

La scelta della gauge unitaria elimina gli ulteriori gradi di libertà introdotti con questa procedura, quindi il campo di Higgs diventerà così:

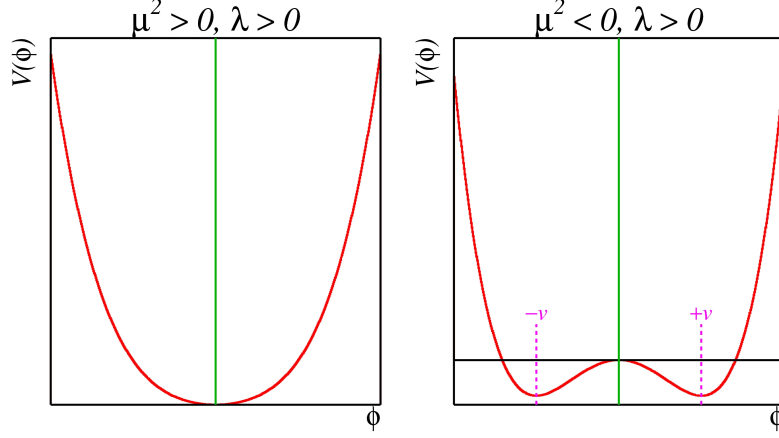


Figura 1.2 Il potenziale di Higgs.

$$\phi = \eta + \frac{\sigma(x)}{\sqrt{2}} \quad (1.15)$$

Riscrivendo il campo di Higgs in tale Gauge é possibile far emergere dalla lagrangiana termini quadratici nei campi, corrispondenti alle masse delle varie particelle. La principale preoccupazione, ora che la simmetria é rotta, consiste nel non dare in nessun caso massa il fotone. La scelta fatta da Weinberg e Salam permette a tale meccanismo di generare la massa dell'elettrone e dei quarks introducendo un doppietto di $SU(2)_L$ con valore dell'ipercarica $Y = +1$

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad (1.16)$$

e supponendo che esso assuma un valore di aspettazione sul vuoto $\eta \neq 0$ in modo da rompere la simmetria. Siccome ogni spinore a due dimensioni si può ridurre nella forma reale con una trasformazione di simmetria appropriata dipendente dal punto, il doppietto 1.16, nella gauge unitaria é equivalente a

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \eta + \frac{\sigma(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (1.17)$$

Dove rimane un solo campo fisico $\sigma(x)$ e quindi una particella scalare neutra, il bosone di Higgs. La massa dei campi vettoriali é originata dai termini quadratici nei campi ricavati dalla lagrangiana d'interazione con il campo di Higgs

$$L = g^2 \frac{\eta^2}{4} W_\mu^a W_a^\mu + (g')^2 \frac{\eta^2}{4} B_\mu B^\mu - \frac{\eta^2}{2} W_\mu^3 B^\mu \quad (1.18)$$

Il primo termine della 1.18 definisce un tripletto di bosoni di spin 1 e massa $M = \frac{1}{2}\eta g$ in cui i campi carichi sono definiti come

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \pm W_\mu^2) \quad (1.19)$$

Nel caso dei campi neutri, invece, é necessario diagonalizzare la matrice di massa $\mathcal{M}$ nella base (W_μ^3, B_μ) per ottenere le masse dei bosoni fisici

$$\mathcal{M} = \begin{pmatrix} M^2 & M_{03}^2 \\ M_{03}^2 & M_0^2 \end{pmatrix} = \frac{1}{2}\eta^2 \begin{pmatrix} g^2 & -gg' \\ -gg' & (g')^2 \end{pmatrix} \quad (1.20)$$

imponendo che $\det(\mathcal{M}) = 0$, in accordo con la massa nulla del fotone. Si ottengono così gli autovettori corrispondenti al campo elettromagnetico A_μ e al bosone vettore elettromagneticamente neutro Z_μ

$$Z_\mu = \cos \theta_W W_\mu^3 - \sin \theta_W B_\mu^3 \quad (1.21)$$

$$A_\mu = \sin \theta_W W_\mu^3 + \cos \theta_W B_\mu^3 \quad (1.22)$$

definiti attraverso una matrice di rotazione dipendente dall'angolo θ_W di Weinberg. Si determinano altresì le relazioni fra le masse dei bosoni intermedie le costanti di accoppiamento

$$M_w = M_Z \cos \theta_W \quad (1.23)$$

$$\tan \theta_W = \frac{g'}{g} \quad (1.24)$$

per le quali il campo A_μ si accoppia esattamente all'elettrone attraverso la corrente elettromagnetica con $g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W = e$, questa espressione traduce l'unificazione elettrodebole.

1.5 Il bosone di Higgs

Il meccanismo di Higgs nel MS consente di fornire massa anche ai fermioni. La presenza di termini di massa alla Dirac, come detto nel paragrafo 1.3, costituirebbe una rottura della simmetria $SU(2)_L$, tuttavia in una teoria con simmetria spontaneamente rotta non é necessario introdurre esplicitamente termini di massa nella lagrangiana ma si può dar massa ai fermioni accoppiandoli al campo di Higgs (tramite un accoppiamento di tipo Yukawa). Se si accoppia un doppietto levogiro ed un singoletto destrogiro fermionico con un doppietto di Higgs si può scrivere la seguente lagrangiana:

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = \sum_{ij} c_{ij} \bar{L}_{l,i} \phi L_{Rj} + g_{ij}^D \bar{Q}_i \phi D_j + g_{ij}^U \bar{U}_i \phi^\dagger Q_j + hc \quad (1.25)$$

dove L_{Li} rappresenta un generico doppietto leptonico sinistrorso, Q_i un doppietto sinistrorso di quark mentre $U_i e D_i$ sono i campi destrogiri di tipo down e up; $c_{ij}, g_{ij}^D, g_{ij}^U$ sono costanti di accoppiamento. Sostituendo il valore del campo di Higgs nel vuoto 1.17 si ricavano le rispettive costanti di accoppiamento normalizzate secondo le regole di Feynman, tuttavia per i quark l'accoppiamento non diagonale nei campi, che corrisponde a matrici di massa, permane. Le matrici di massa dei quark si possono diagonalizzare con quattro distinte trasformazioni unitarie, questa diagonalizzazione é dovuta ad una differenza sostanziale tra base elettrodebole e base fisica. Ridefinendo i singoletti e i doppietti si ottiene infine la lagrangiana di massa completamente diagonale:

$$\mathcal{L}_{qm} = \bar{D}_{pk} m_d D_{ph} + \bar{U}_{pk} m_k U_{ph} \quad (1.26)$$

dove $m_{u,d}$ sono matrici diagonali e $D_{ph} e U_{ph}$ sono i campi fisici tali che:

$$D_{ph} = (D_{ph})_L = D_R (D_{ph})_L = U_{CKM}^+ D_L \quad (1.27)$$

Il disallineamento provocato dalla matrice U_{CKM} rompe la simmetria elettrodebole. L'operatore di abbassamento di isospin debole su $U = U_{ph}$ fa si che $D \neq D_{ph}$; questo fenomeno si traduce nelle correnti di bosoni carichi che tramuta nei decadimenti semileptonici il tipo di famiglia del quark, mentre l'accoppiamento del bosone neutro Z rimane diagonale. Tale matrice é in generale esprimibile con:

$$\begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (1.28)$$

dove gli elementi non diagonali violano il tipo di famiglia (*sapore*). La definizione della matrice U_{CKM} a meno di una fase complessiva ineliminabile determina la violazione di CP. I fermioni ottengono massa dall'introduzione del campo di Higgs, esse sono pari a:

$$m_f = \frac{\eta}{\sqrt{2}} g^f \quad (1.29)$$

si nota subito come l'accoppiamento tra Higgs ed un fermione é proporzionale alla massa del fermione. Per tale motivo questi accoppiamenti differiscono enormemente tra loro, considerata la grande differenza tra le masse dei fermioni, che vanno da $m_\nu < 1\text{eV}$ fino ai 174 GeV del top. Dalla lagrangiana libera del bosone di Higgs

$$L_H = \frac{1}{2}(\partial_\mu H)(\partial^\mu H) - \lambda\eta^2 H^2 - \lambda\eta H^3 - \frac{\lambda}{4}H^4 \quad (1.30)$$

si ricavano i termini di autointerazione (cubica e quartica) e il termine di massa $m_H^2 = 2\lambda\eta^2$, parametro libero della teoria. Infatti, mentre il valore di aspettazione del vuoto é definito all'interno della teoria di unificazione attraverso il valore della costante di Fermi G_F come $\eta = (\sqrt{2}G_F)^{\frac{1}{2}} \approx 246\text{GeV}$, la costante λ é sconosciuta. Il valore della massa del bosone di Higgs m_H , pertanto, non é noto a priori. Tuttavia come verrà esposto nel paragrafo 1.5.1 esistono dei limiti sia teorici che sperimentali che ne restringono l'intervallo permesso.

Per quanto riguarda l'ampiezza del bosone di Higgs (fig. 1.3), l'accoppiamento ai fermioni fornisce:

$$\Gamma(H \rightarrow f\bar{f}) = \frac{c_f}{4\sqrt{2}\pi} G m_H m_f^2 \beta^3 \quad (1.31)$$

$$\text{dove } \beta = \sqrt{1 - \frac{4m_f^2}{m_H^2}}$$

Mentre nel caso di bosoni vettori é dato da:

$$\Gamma(H \rightarrow VV) = k \frac{G_F m_H^3}{8\sqrt{2}\pi} \beta (1 - 4x + 12x^2) \quad (1.32)$$

$$\text{dove } \beta = \sqrt{1 - \frac{4m_V^2}{m_H^2}} \approx \frac{m_V^2}{m_H^2}$$

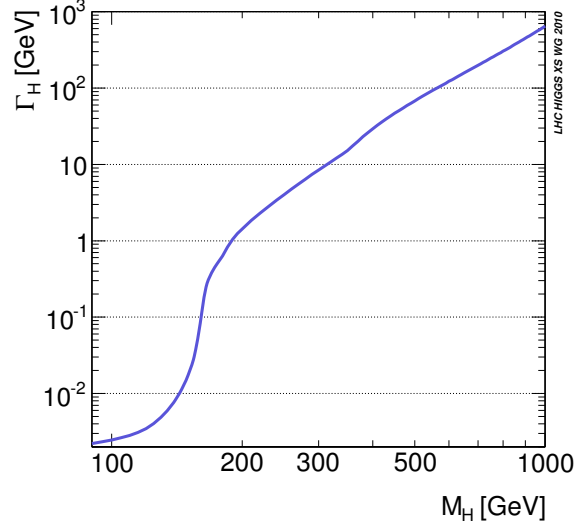


Figura 1.3 Larghezza totale di decadimento del bosone di Higgs in funzione della sua massa.

A bassa massa la larghezza é molto stretta, più stretta della tipica risoluzione sperimentale degli attuali esperimenti. All'aumentare della massa molti modi di decadimento diventano accessibili, ciò causa un allargamento della larghezza di decadimento. Ad altissima massa, $\mathcal{O}(1\text{TeV})$, l'Higgs ha una larghezza pari alla sua massa, ciò rende difficile distinguere la risonanza dal fondo.

1.5.1 Limiti teorici sulla massa del bosone di Higgs

Esistono alcune importanti assunzioni che devono essere soddisfatte nel range di energia in cui il Modello Standard risulta essere valido, prima che la teoria delle perturbazioni fallisca e possano emergere nuovi fenomeni. Queste condizioni impongono dei vincoli sui valori che le costanti di accoppiamento possono assumere e, di conseguenza, sul range di massa permesso nel caso del bosone di Higgs. Le condizioni principali nel caso in esame sono: l'unitarietà delle ampiezze di scattering, la perturbatività delle autointerazioni del bosone di Higgs, la stabilità dello stato di vuoto elettrodebole ed il cosiddetto *fine-tuning*.

Unitarietà perturbativa Una delle motivazioni principali per abbandonare la teoria di Fermi delle interazioni deboli fu poiché essa non avrebbe rispettato il limite di unitarietà ad energie dell'ordine della scala di Fermi. In tale modello, infatti, la sezione d'urto del processo $\nu_\mu e \rightarrow \nu_e \mu$ sarebbe stata ad alte energie $\sigma \simeq G_\mu^{-1/2} s$ (contrapposto ad un andamento limitato del tipo s^{-1}), e per energie superiori a $\sqrt{s} \simeq G_\mu^{-1/2} \simeq 300$ GeV il vincolo sarebbe stato violato. L'introduzione di un bosone vettore massivo, il bosone W , permise di superare questo problema, benché ne introdusse uno identico nel processo $\nu\bar{\nu} \rightarrow W^+W^-$, a sua volta risolto con l'introduzione del bosone neutro Z .

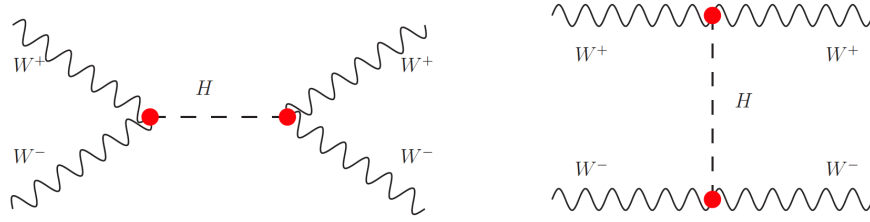


Figura 1.4 Diagrammi di Feynman che contribuiscono allo scattering $W^+W^- \rightarrow W^+W^-$ attraverso lo scambio di un bosone di Higgs.

Un problema analogo é presente nel processo di scattering $W^+W^- \rightarrow W^+W^-$ quando i due bosoni sono polarizzati longitudinalmente perché portano fattori proporzionali al quadrimomento. A questo processo al leading order contribuiscono grafici di scambio di γ , Z e grafici di autointerazioni W - W , per correggere questa divergenza é necessario introdurre dei grafici di scambio di un bosone di Higgs nel canale s e t , come mostrato in figura 1.4. Quando tutti questi grafici sono sommati insieme, l'ampiezza totale di alta energia diventa costante e risulta proporzionale a $\lambda = \frac{m_H^2}{2\eta^2}$, che se é troppo grande non elimina la divergenza [8]. Sviluppando la sezione d'urto in onde parziali attraverso il teorema ottico:

$$\sigma = \frac{1}{s} \text{Im}[A(\theta = 0)] = \frac{16\pi}{s} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) |a_l|^2 \quad (1.33)$$

si perviene alla condizione di unitarietà

$$|\text{Re}(a_l)| < \frac{1}{2} \quad (1.34)$$

Poich un'ampiezza costante é puro $l = 0$ e assumendo che la massa del bosone di Higgs é molto maggiore della massa invariante del processo ($m_H \gg s$) si arriva a questa condizione

$$a_0 \xrightarrow{M_H^2 \gg s} -\frac{s}{32\pi v^2} \Rightarrow \sqrt{s} \lesssim 1.2 \text{ TeV} \quad (1.35)$$

per la quale, se il bosone di Higgs fosse così pesante o non esistesse del tutto, il limite di unitarietà rimarrebbe valido o in presenza di “nuova fisica” oppure passando ad una teoria non perturbativa.

Trivialità e stabilità La costante di accoppiamento quartico del bosone di Higgs λ , come tutte le costanti di accoppiamento in una teoria rinormalizzabile, deve variare in modo opportuno al variare della scala di energia Λ , alla quale si ritiene valida la trattazione all'interno del MS. Quindi in funzione della scala di energia a cui si vuole estendere il MS, si possono porre dei limiti superiori e inferiori alla massa dell'Higgs.

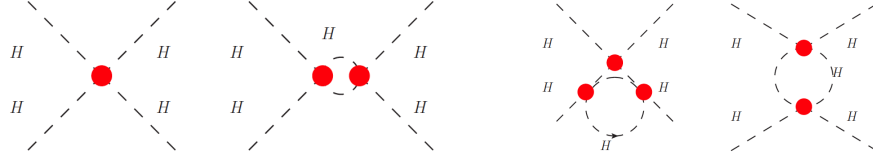


Figura 1.5 Diagrammi di Feynman a livello albero per le autointerazioni ad un loop del bosone di Higgs.

Se si prendono in considerazione il contributo del solo bosone di Higgs alle correzioni ad un loop, descritte dai diagrammi di Feynman in figura 1.5, la costante λ avrà la forma:

$$\lambda(Q^2) = \lambda(v^2) \left[1 - \frac{3}{4\pi^2} \lambda(v^2) \log \left(\frac{Q^2}{v^2} \right) \right]^{-1} \quad (1.36)$$

in cui si é scelto come riferimento dell'energia la scala di rottura spontanea di simmetria elettrodebole v^2 . Come la QED (Quantum Electrodynamics) questa teoria non é asintoticamente libera; infatti, l'accoppiamento cresce con la scala Q . Dalla 1.36 si evince che se $Q^2 \ll v^2$ la costante λ tende a zero, l'accoppiamento quartico scompare rendendo così triviale la teoria. Se, invece, $Q^2 \gg v^2$ la 1.36 presenta un polo detto di Landau a

$$\Lambda_{polo} = \nu \exp\left(\frac{2\pi^2}{3\lambda(\nu^2)}\right) = \nu \exp\left(\frac{4\pi^2\nu^2}{3m_H^2}\right) \quad (1.37)$$

nei pressi del quale la teoria diventa sicuramente non perturbativa, il regime non perturbativo si instaura tanto più presto quanto più grande è m_H . Quindi, Λ_{polo} rappresenta il valore di cut-off al di sotto del quale la costante di accoppiamento rimane finita e che, pertanto, permette di determinare il dominio di energia per cui il MS è valido. Richiedendo, quindi, che $\Lambda_{polo} < 1$ si ottiene il limite superiore alla massa del bosone di Higgs nell'ambito del MS. Considerando contributi al running di λ provenienti da bosoni di gauge e fermioni, si può pervenire a un limite inferiore alla massa del bosone di Higgs. In realtà, essendo l'accoppiamento del bosone di Higgs proporzionale alla massa delle particelle con cui interagisce, solo i loop con i bosoni vettori massivi e il quark top sono rilevanti. Incorporando i contributi dei grafici in

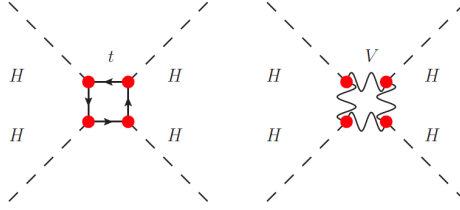


Figura 1.6 Grafici con loop di top e bosoni vettori massivi che contribuiscono al running di λ

figura 1.6 λ può essere scritta come:

$$\lambda(Q^2) = \lambda(\nu^2) + \frac{1}{16\pi^2} \left\{ -12 \frac{m_{top}^4}{\nu^4} + \frac{3}{16} [2g^4 + (g^2 + (g')^2)^2] \right\} \ln \frac{Q^2}{\nu^2} \quad (1.38)$$

dalla quale si vede che, se la costante λ è molto piccola, il contributo del quark top può risultare dominante e condurre a valori negativi del potenziale, $\lambda(Q^2) < 0$, rendendo così il vuoto instabile. L'argomento di stabilità, impone che il potenziale e conseguentemente la costante siano limitati inferiormente, $\lambda(Q^2) > 0$, che conduce ad un limite inferiore per il valore della massa dell'Higgs

$$m_H > \frac{\nu^2}{8\pi^2} \left\{ -12 \frac{m_{top}^4}{\nu^4} + \frac{3}{16} [2g^4 + (g^2 + (g')^2)^2] \right\} \ln \frac{Q^2}{\nu^2} \quad (1.39)$$

La combinazione delle ipotesi di trivialità e di stabilità, che impongono rispettivamente un limite superiore ed inferiore ai valori che la massa del bosone di Higgs può assumere, sono descritti nel grafico in figura 1.7 in funzione del valore del polo di Landau, in cui le incertezze principali sono quelle sui valori di $\alpha_s = 0.118$ e la massa del quark top $m_{top} = 175$. Da questo grafico si può quindi vedere che se la scala del *cut-off* è dell'ordine del TeV i valori permessi per il bosone di Higgs sono

$$\Lambda_{polo} \approx 1TeV \Rightarrow 50GeV \leq m_H \leq 800GeV \quad (1.40)$$

mentre per valori dell'ordine della massa di Plank, M_P , i limiti diventano più stringenti e prediligono un Higgs a bassa massa, ovvero

$$\Lambda_{polo} \approx M_P \Rightarrow 130GeV \leq m_H \leq 180GeV \quad (1.41)$$

Un bosone di Higgs al di fuori di questi limiti sarebbe una chiara evidenza della comparsa di nuova fisica a scale di energia diverse da quella finora esplorata.

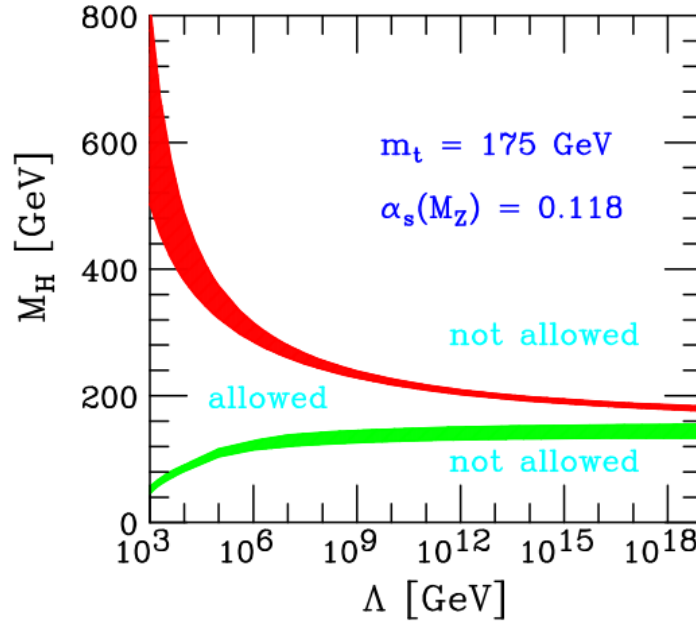


Figura 1.7 Limite di trivialità (superiore) e di stabilità (inferiore) ai valori della massa del bosone di Higgs in funzione della scala di energia Λ

1.5.2 Limiti sperimentali sulla massa del bosone di Higgs

I limiti sperimentali sulla massa del bosone di Higgs possono essere suddivisi in due categorie in base alla tipologia di ricerca: ricerca diretta, attraverso lo studio della produzione ai collider, e ricerca indiretta, attraverso lo studio di correzioni radiative elettrodeboli.

Ricerca indiretta Il bosone di Higgs contribuisce alle correzioni radiative elettrodeboli, come ad esempio in figura 1.8 si riportano alcuni grafici delle correzioni radiative al propagatore del bosone W che coinvolgono anche l'Higgs.

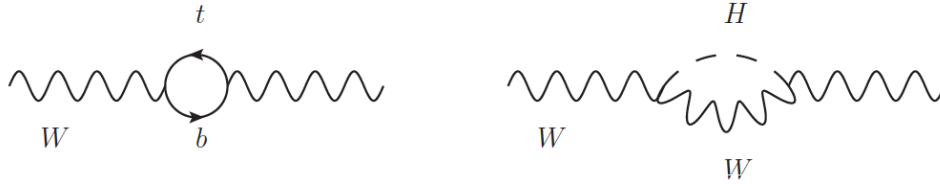


Figura 1.8 Correzioni, dovute al top e all'Higgs, al propagatore del bosone W

Le misure di precisione nel settore elettrodebole effettuate negli ultimi 20 anni, pertanto, possono porre dei limiti alla massa dell'Higgs. Le osservabili misurate vengono date in ingresso a un fit di χ^2 (riassunte in figura 1.9). Dal risultato del fit (fig. 1.10) si ottiene la seguente stima della massa dell'Higgs [9]:

$$m_H = 92^{+34}_{-26} GeV (68\% CL) \quad (1.42)$$

con il limite superiore, al 95% di livello di confidenza, di $152 GeV$.

Ricerca diretta I limiti più stringenti alla massa del bosone di Higgs vengono dalle ricerche dirette. Il bosone di Higgs è stato cercato direttamente sia a LEP [10] che a Tevatron [11] ed è il principale obiettivo del programma di ricerca a LHC. Il MS permette di calcolare sia le sezioni d'urto di produzione del bosone di Higgs (vedi paragrafo 1.5) che le larghezze parziali di decadimento con i relativi Branching Ratio (BR) (vedi paragrafo 1.4). Pertanto ricerche mirate negli stati finali degli eventi prodotti ai collisori permettono sia di osservare un dato processo che, come invece è e effettivamente successo, escluderlo del tutto con un dato livello di confidenza all'interno del range di massa sondato. A LEP il bosone di Higgs è stato

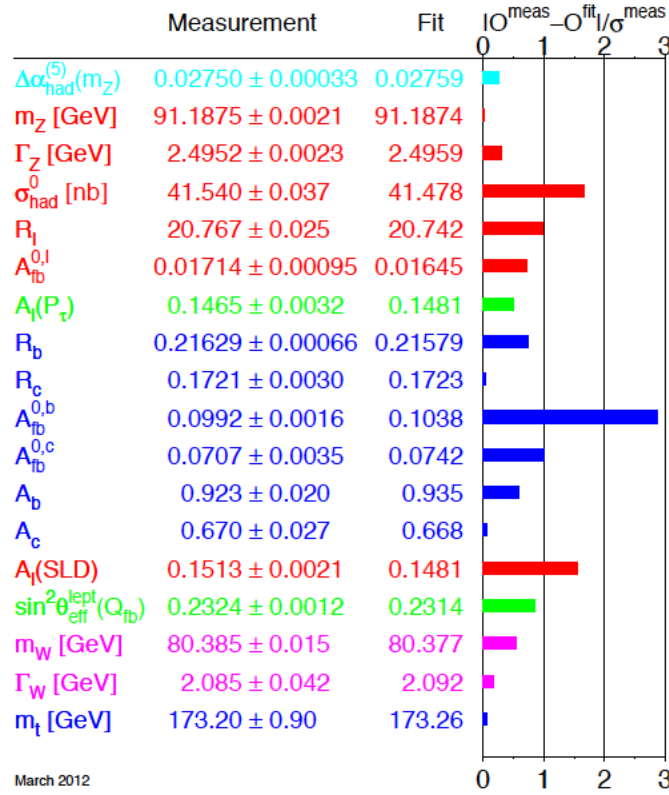


Figura 1.9 Misure di precisione dei parametri della teoria elettrodebole a LEP1, LEP2, SLC e Tevatron mostrate con le relative deviazioni standard relativamente all'inverno 2012.

cercato sia a LEP1 ad energie attorno al picco dello Z (per $m_H < m_Z$) che a LEP2 ad energie nel centro di massa comprese tra $\sqrt{s} = 189 \div 209 \text{ GeV}$ (per $m_H > m_Z$). Al LEP il processo di produzione dominante era il cosiddetto Higgsstrahlung in cui il bosone di Higgs é prodotto in associazione con un bosone Z (fig. 1.11).

Le ricerche effettuate su una luminosità integrata pari a 222 pb^{-1} non hanno riscontrato un significativo eccesso di eventi, pertanto si é potuto fissare un limite inferiore di esclusione sul valore della massa del bosone di Higgs. In figura 1.12 é mostrato il livello di confidenza (CL) per l'ipotesi di segnale più fondo per la produzione del bosone di Higgs.

Si vede che é esclusa al 95% di CL la produzione del bosone di Higgs con

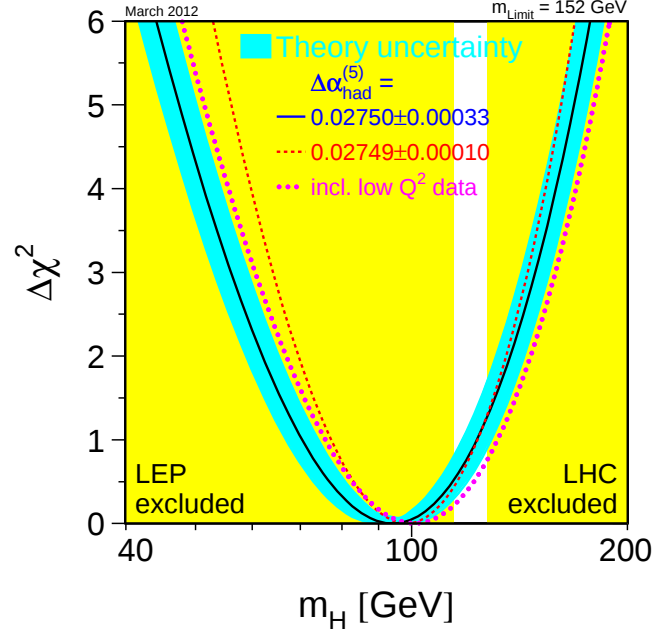


Figura 1.10 $\Delta\chi^2$ del fit globale elettrodebole in funzione della massa dell'Higgs.

massa

$$m_H \leq 114.4 \text{ GeV}$$

Analogamente a Tevatron sono state effettuate ricerche del bosone di Higgs in di versi canali di decadimento per i possibili canali di produzione accessibili al collider $p\bar{p}$, non sono stati riscontrati significativi eccessi di eventi, conducendo così all'esclusione di un ulteriore range di massa. In figura 1.13 é mostrato il CL dell'ipotesi di segnale più fondo per la produzione del bosone di Higgs, combinando tutti i canali accessibili ai due esperimenti, CDF e D0, del Tevatron. Scegliendo un CL del 95% risultato esclusi i range di massa

$$100 \text{ GeV} \leq m_H \leq 108 \text{ GeV} \quad e \quad 156 \text{ GeV} \leq m_H \leq 177 \text{ GeV}$$

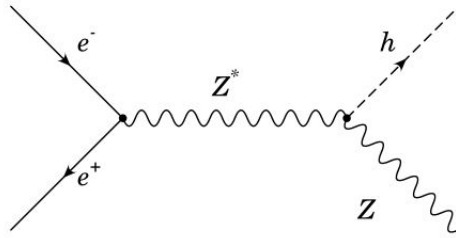


Figura 1.11 Diagramma di Feynman per il processo di Higgsstrahlung.

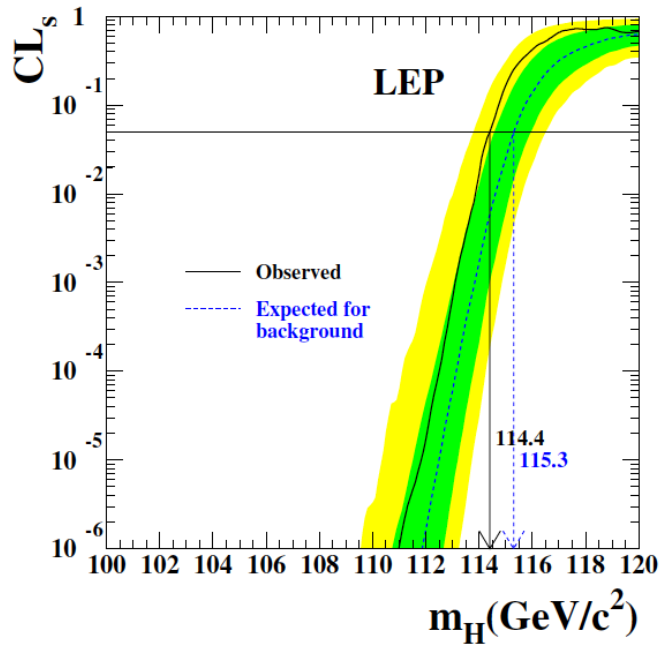


Figura 1.12 Livello di confidenza (CLs) per l'ipotesi di segnale+fondo nella produzione del bosone di Higgs a LEP.

Infine i recenti risultati degli esperimenti ATLAS e CMS di LHC permettono di ridurre ulteriormente le finestre di massa permesse, grazie ai circa $5fb^{-1}$ accumulati nel 2010 e nel 2011. Nelle fig. 1.12 e 1.13 sono mostrati i CL dell'ipotesi di segnale più fondo per gli esperimenti ATLAS e CMS. Per CMS sono inclusi tutti i canali di decadimento tranne la produzione associata di Higgs con bosoni vettori, per ATLAS, invece, sono inclusi i canali

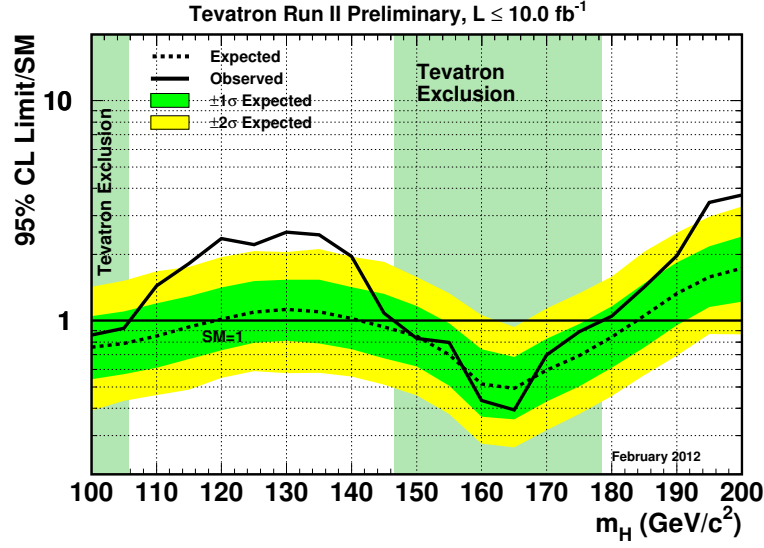


Figura 1.13 Livello di confidenza (CLs) per l'ipotesi di segnale+fondo nella produzione del bosone di Higgs a Tevatron.

con produzione associata, ma é escluso il canale di decadimento $b\bar{b}$. Con i dati raccolti ad LHC si esclude al 95% di CL la regione di massa:

$$127\text{GeV} \leq m_H \leq 600\text{GeV}$$

per CMS, mentre per ATLAS

$$\begin{array}{ll} 110\text{GeV} \leq m_H \leq 117.5\text{GeV} & e \\ 129\text{GeV} \leq m_H \leq 539\text{GeV} & \end{array} \quad 118.5\text{GeV} \leq m_H \leq 122.5\text{GeV}$$

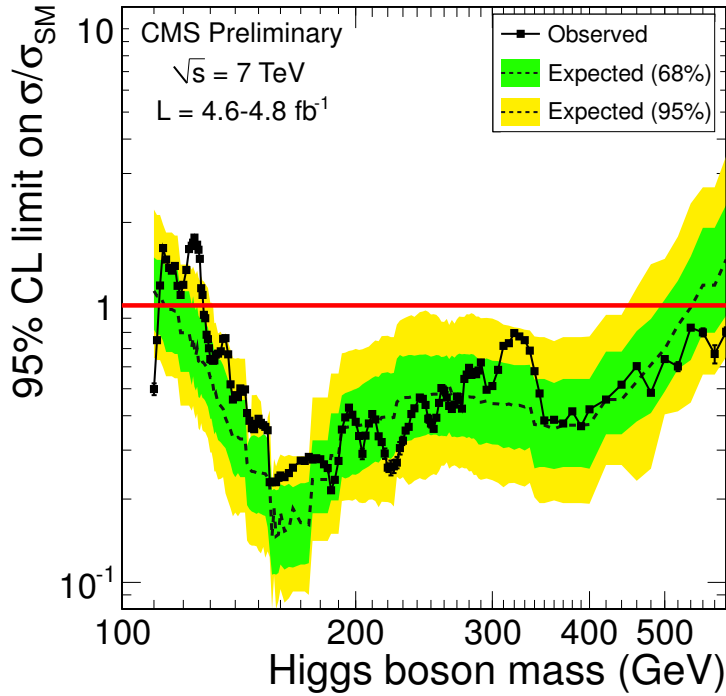
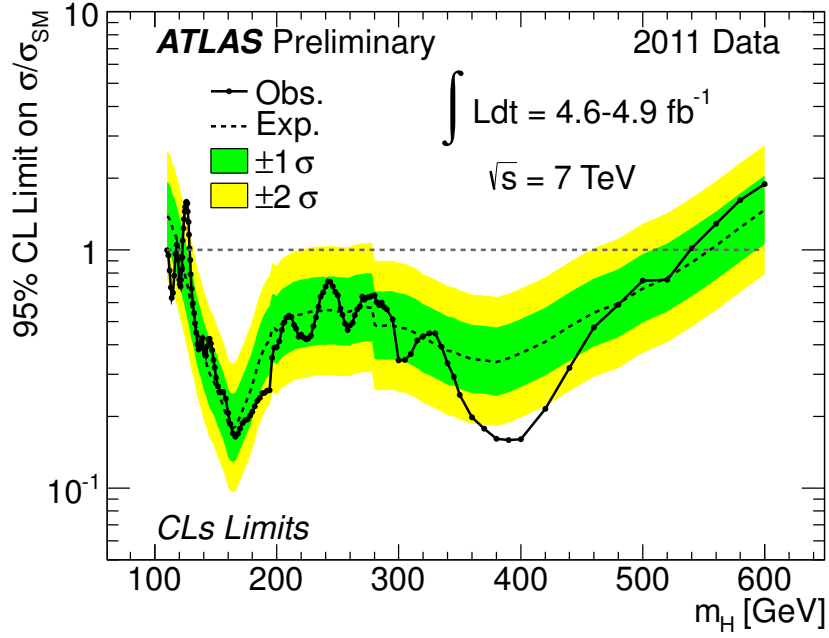


Figura 1.14 Livello di confidenza (CLs) per l'ipotesi di segnale+fondo nella produzione del bosone di Higgs a LHC per l'esperimento ATLAS (alto) e CMS (basso)

1.6 Meccanismi di produzione del bosone di Higgs

La produzione del bosone di Higgs può avvenire in diversi processi, l'intensità relativa dei quali dipende dal valore della sua massa (fig. 1.15).

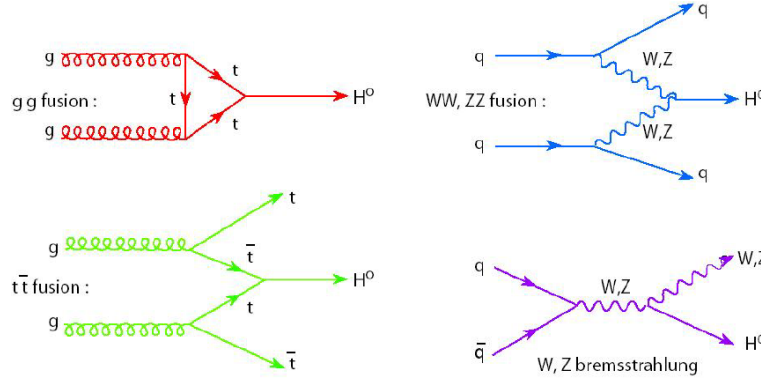


Figura 1.15 Diagrammi di Feynman per i meccanismi di produzione del bosone di Higgs a LHC.

Il meccanismo favorito a LHC é la fusione tra gluoni (gg-fusion) nella quale i gluoni presenti nel mare interagiscono dando luogo ad un loop di quark con emissione di un Higgs. Altri processi possibili sono: la VBF (vector boson fusion), nella quale due bosoni vettori creano un Higgs e due quark aggiuntivi, la produzione associata a W/Z (Higgsstrahlung) e la $t\bar{t}$ -fusion, nella quale oltre l'Higgs vengono prodotti anche due quark top. Gli ultimi due processi sono molto meno frequenti, ma hanno una segnatura sperimentale più chiara dovuta alla presenza di bosoni vettori e quark top. La produzione associata VH é penalizzata dalla necessità di un antiquark che, in una macchina pp, non é di valenza ma proviene dal mare (a Tevatron era il processo più probabile), la produzione in associazione con una coppia $t\bar{t}$ é a sua volta penalizzata dalla difficoltà di produrre tale coppia a causa della grande massa del top. La sezione d'urto di tali processi in funzione della massa dell'Higgs per $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$ é mostrata in figura 1.16.

1.7 Canali di decadimento del bosone di Higgs

Nel paragrafo 1.5 si é calcolata l'ampiezza di decadimento del bosone di Higgs accoppiato a fermioni e a bosoni vettori, si nota che la modalità di

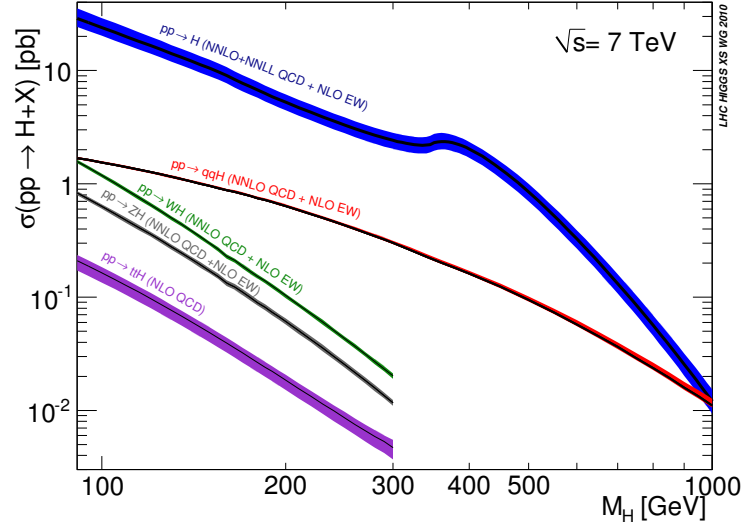


Figura 1.16 Sezioni d'urto di produzione del bosone di Higgs a LHC per un'energia del centro di massa $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$.

decadimento del bosone di Higgs é strettamente correlato con il valore della sua massa. Il decadimento in fermioni dipende linearmente dalla massa dell'Higgs e quadraticamente dalla massa dei fermioni, il decadimento in quark é tre volte maggiore rispetto al decadimento in leptoni dovuto ai 3 possibili stati di colore dei quark. Il decadimento in bosoni vettori va con il cubo della massa dell'Higgs, quindi ad alta massa questo é il canale di decadimento preferito. Non esiste un accoppiamento diretto a fotoni e gluoni poiché l'Higgs non ha carica elettrica né di colore, ma può decadere attraverso accoppiamenti di ordine successivo. In figura 1.17 sono mostrati i valori dei branching ratio per i diversi canali di decadimento in funzione del valore della massa del bosone di Higgs, dai quali si evince quanto appena detto.

1.7.1 Higgs ad alta massa

Per Higgs ad alta massa, dove il range ad alta massa é determinato dal fatto che $m_H > 2m_Z$, il decadimento dominante, come detto precedentemente, é quello nei due bosoni gauge massivi, con un BR di $\approx 70\%$ per il decadimento in WW e di $\approx 30\%$ in ZZ (fig. 1.18). Sopra la soglia dei 350GeV si apre il canale $t\bar{t}$ che raggiunge un BR del 20% per $m_H \approx 500\text{GeV}$ per poi decrescere.

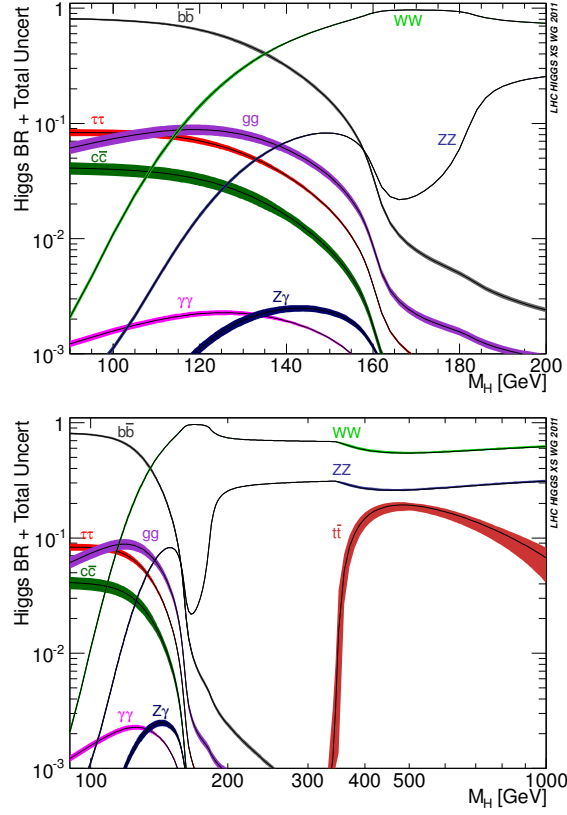


Figura 1.17 Branching ratio dei diversi canali di decadimento in funzione della massa del bosone di Higgs con i relativi errori, nel range 100-200 GeV (alto) e nel range 100-1000 GeV (basso).

1.7.2 Higgs di massa intermedia

Finché $130\text{GeV} < m_H < 2m_W$ il bosone di Higgs decade prevalentemente nei due bosoni di gauge massivi, nonostante uno dei due sia virtuale VV^* . Per $m_H \approx 130\text{GeV}$ è anche presente il decadimento in coppie $b\bar{b}$ con un $\text{BR} \approx 50\%$, ma tale contributo scende al livello di qualche per cento una volta raggiunta la soglia di produzione di due bosoni WW ($m_H \approx 2m_W$). Sopra tale soglia, nell'intervallo considerato, il canale WW domina completamente costituendo $\approx 100\%$ dei decadimenti e coprendo il segnale in ZZ^* in cui uno dei due bosoni Z^* è ancora virtuale.

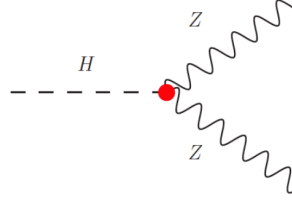


Figura 1.18 Diagramma di Feynman per il decadimento del bosone di Higgs in due bosoni Z.

1.7.3 Higgs di bassa massa

Per $m_H < 130\text{GeV}$ domina il canale di decadimento $b\bar{b}$ con un $BR \approx 75 - 50\%$. I canali $\tau^+\tau^-$ e $c\bar{c}$ sono accessibili con un branching ratio dell'ordine del $\approx 7-5\%$ e $\approx 3-2\%$ rispettivamente. Per $m_H \approx 120\text{GeV}$ anche il canale in gg risulta apprezzabile ($BR \approx 7\%$). I decadimenti nei canali *loop-induced* $\gamma\gamma$ (fig. 1.19) e $Z\gamma$ sono più rari con un BR dell'ordine di qualche $\%$.

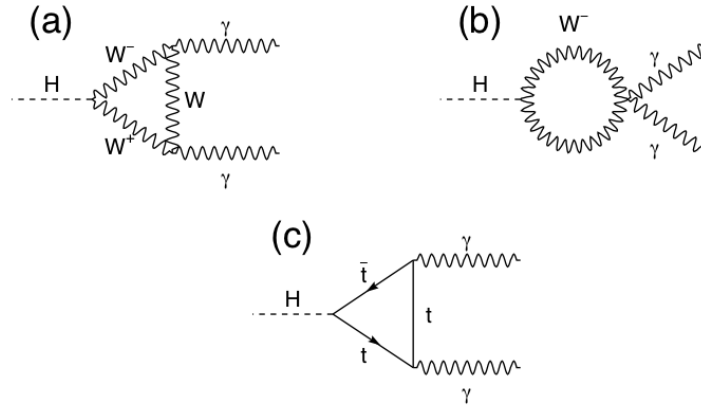


Figura 1.19 Diagramma di Feynman per il decadimento del bosone di Higgs in due fotoni.

Capitolo 2

L'esperimento ATLAS ad LHC

Il *Large Hadron Collider* (LHC) é un acceleratore di particelle in cui due fasci di protoni collidono ad altissime energie. Le particelle prodotte in queste collisioni sono rivelate da quattro grandi esperimenti, ALICE, ATLAS, CMS e LHCb¹. In questo capitolo saranno descritte le caratteristiche tecniche di LHC ed in particolare dell'apparato sperimentale ATLAS.

2.1 L'anello di accumulazione LHC

LHC [12] é un collisionatore protone-protone posto all'interno dello stesso tunnel che ha ospitato in passato l'acceleratore LEP (*Large Electron-Positron Collider*) al CERN di Ginevra (fig. 2.1). L'energia massima raggiungibile da ognuno dei due fasci di protoni per collisioni frontali (*head-on*) é di 7 TeV, con una luminosità di progetto pari a $L = 10^{34} cm^{-2} s^{-1}$. Ad LHC sono anche possibili collisioni tra fasci di ioni (nuclei di Pb) all'energia di 2.76 TeV/nucleone, equivalente ad un'energia totale nel centro di massa di 1.15 PeV e una luminosità nominale di $L = 10^{27} cm^{-2} s^{-1}$. La massima luminosità integrata di progetto é $O(100) fb^{-1}$ all'anno.

Il Large Hadron Collider é costituito da due anelli superconduttivi che fungono da acceleratore e collisionatore di adroni e la sua lunghezza é di 26.7 km. L'intera area sperimentale di LHC si estende sul confine Franco-Svizzero nei pressi di Ginevra, dove ha sede il CERN. Il complesso di acceleratori

¹Nell'area sperimentale di LHC sono presenti anche due esperimenti minori: Totem[17] ed LHCf[18].

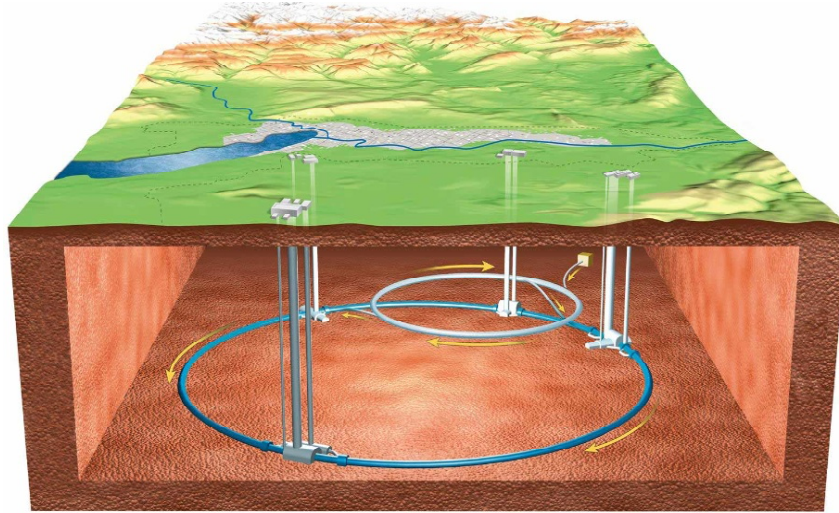


Figura 2.1 Vista schematica della zona sotterranea dove é costruito LHC.

del CERN funge da iniettore. Il collegamento avviene tramite due linee di trasferimento lunghe 2.5 km. Il tunnel ha 8 sezioni rettilinee e 8 sezioni curve e giace tra i 45 m e i 170 m di profondità. Per contenere i costi di questa opera, si é cercato di riutilizzare al meglio le infrastrutture preesistenti, modificandole secondo le caratteristiche richieste da LHC. Anche per le strutture di superficie si é cercato di sfruttare siti già esistenti, infatti gli esperimenti ALICE e LHCb (Punti 2 e 8 in figura 2.2) sono ospitati in zone in cui erano presenti esperimenti del LEP. Per ATLAS e CMS (Punti 1 e 5 in figura 2.2) é stato necessario costruire delle nuove caverne.

2.1.1 La catena di accelerazione

Il processo di accelerazione dei fasci avviene per fasi e in ogni fase il fascio attraversa un diverso dispositivo. La catena di iniettori é anch'essa ereditata da LEP come mostrato in figura 2.3. Seguendo tale catena dalla sorgente di protoni all'ultimo stadio di accelerazione troviamo:

- LINAC2
- Proton Synchrotron Booster (PSB)
- Proton Synchrotron (PS)

- Super Proton Synchrotron (SPS)
- LHC

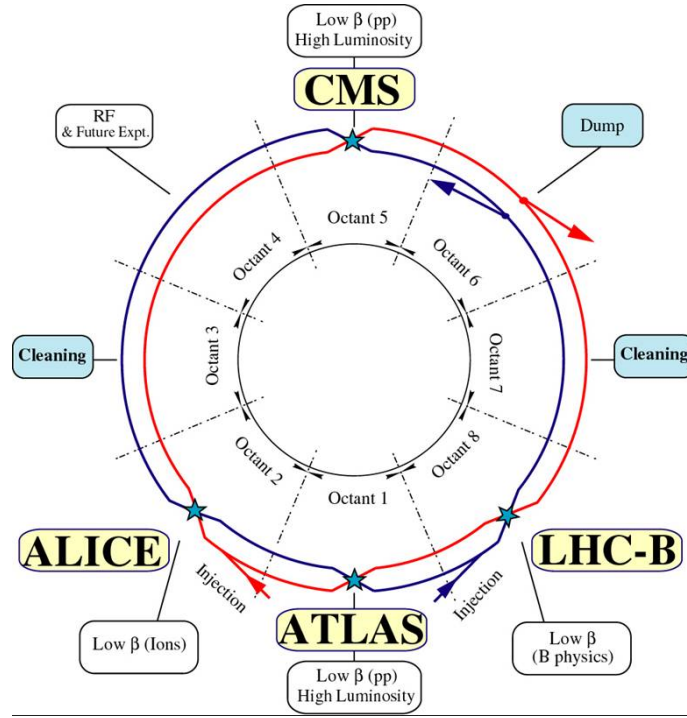


Figura 2.2 Struttura a reticolo di LHC.

L'accelerazione avviene a partire da protoni, ricavati da gas H_2 , i quali vengono portati ad una corrente di fascio di 300 mA. Da questa sorgente, i protoni vengono raccolti e immessi nel LINAC2, che ne accresce l'energia fino a 50 MeV. Effettuato il primo stadio di accelerazione, le particelle passano al PSB che le porta all'energia di 1.4 GeV, poi al PS dove arrivano a 25 GeV e, prima di entrare in LHC, in SPS raggiungono l'energia di 450 GeV. A questo punto i *bunches* vengono iniettati attraverso i due tunnel di trasferimento nel Large Hadron Collider, dove verranno portati all'energia di collisione finale.

In LHC i due fasci (uno per verso) circolano in due camere a vuoto distanziate orizzontalmente 194 mm. Solo ~ 100 m prima dei punti di impatto (IP),

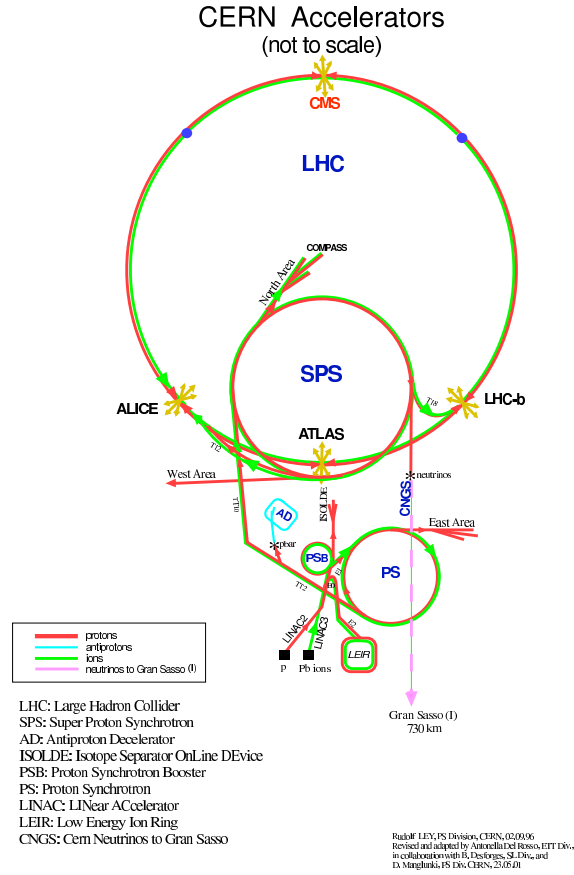


Figura 2.3 Schema dei dispositivi di preaccelerazione ed accelerazione ad LHC.

le camere si uniscono. L'accelerazione all'interno del collisionatore é fornita da 8 cavit  risonanti. Il campo elettrico di queste cavit  a radio frequenza (RF) oscilla a 400.8 MHz per dare una spinta in energia di 0.5 MeV/giro. All'energia massima l'intensit  del campo raggiunge circa i 5.5 MV/m. I fasci sono contenuti grazie a 1232 dipoli magnetici criogenici che sviluppano un campo magnetico $B = 8.33T$. Un campo cos  intenso permette di curvare i protoni accelerati di ~ 0.6 mm per metro. Questi dipoli sono immersi in un bagno di elio superfluido alla pressione di circa 0.13 MPa (1.3 bar) e alla temperatura di 1.9 K, per mantenere le condizioni di superconduttivit  e contenere un energia di circa 600 MJ.

Le limitazioni di spazio e il bisogno di contenere i costi, hanno portato all'adozione di una configurazione "due in uno" per gran parte dei magneti di LHC.

Tale struttura ha permesso di includere i due canali dei fasci all'interno di un'unica e comune massa criogenica, con i flussi magnetici che circolano in versi apposti all'interno dei due canali. Questo rende la struttura dei magneti complicata, specialmente per i dipoli, in cui la separazione tra i due canali   abbastanza piccola da renderli accoppiati sia magneticamente che meccanicamente.

Come gi  accennato precedentemente, i due fasci sono costituiti da pacchetti di protoni. Il numero di tali *bunches* dipende dalla luminosit  che si vuole sviluppare, ma esso deve essere sempre adattato alla frequenza di 40.08 MHz di LHC. Un treno di *bunches* ad alta luminosit  nel 2011 conteneva 1380 pacchetti in ogni fascio, con una separazione di 50 ns e 1.5×10^{11} protoni per *bunch*.

2.1.2 Struttura a reticolo

I due anelli simmetrici di LHC sono divisi in 8 ottanti composti da archi e sezioni rettilinee approssimativamente di 528 metri di lunghezza (fig. 2.2). Le due zone di massima luminosit , in cui sono posizionati gli esperimenti ATLAS e CMS, si trovano in due sezioni rettilinee diametralmente opposte: Punto 1 e Punto 5.

Gli altri due grandi esperimenti, ALICE e LHCb, sono posizionati rispettivamente al Punto 2 e Punto 8, dove la macchina raggiunge la minima luminosit  di $L = 5 \times 10^{32} cm^{-2} s^{-1}$. Nelle rimanenti 4 sezioni rettilinee non vi sono ulteriori intersezioni dei fasci. Le zone di iniezione si trovano negli ottanti 2 e 8, rispettivamente per l'iniezione dei *bunches* in senso orario e antiorario. Gli ottanti 3 e 7, invece, contengono gli apparati per la pulizia e la collimazione del fascio. Le cavit  a radio frequenza (RF) sono poste nel

quarto ottante e costituiscono due sistemi indipendenti (uno per direzione). La sezione rettilinea al Punto 6 contiene i dispositivi per l'estrazione dei fasci: questa operazione viene effettuata usando una combinazione di magneti pulsati velocemente e capaci di produrre deflessioni sia in verticale, che in orizzontale.

2.1.3 Evoluzione della luminosità

Il numero di eventi per secondo generato dalle collisioni protone-protone in LHC é dato dalla:

$$R = \sigma \times L.$$

dove σ é la sezione d'urto del processo di collisione protone-protone (σ_{pp} (inelastica) = 60mb @ 7 TeV) e L é la luminosità della macchina acceleratrice. Quest'ultimo fattore dipende solo dai parametri del fascio e, per un fascio di tipo gaussiano, può essere scritto come:

$$L = \frac{N_b^2 n_b f_{rev} \gamma_r}{4\pi \epsilon_n \beta^*} F, \quad (2.1)$$

dove N_b é il numero di particelle per *bunch*, n_b il numero di *bunches* per fascio, f_{rev} la frequenza di rivoluzione, γ_r il fattore gamma relativistico, ϵ_n l'emittanza trasversa normalizzata², β^* é la funzione beta al punto di collisione³, F il fattore di riduzione di luminosità geometrica dovuto all'angolo di incrocio (*crossing angle*) al punto di interazione (IP).

La luminosità di LHC non é costante durante un ciclo di presa dati (*run*), ma decade a causa della degradazione di intensità e dell'emittanza dei fasci che circolano. La maggiore causa del decadimento della luminosità durante un *run* di fisica é la perdita di fascio dovuta alle collisioni nei punti di interazione. La costante di decadimento iniziale, determinata da questo effetto, é:

$$\tau_{nuclear} = \frac{N_{tot}(0)}{L \sigma_{tot} k}, \quad (2.2)$$

dove $N_{tot}(0)$ é l'intensità iniziale del fascio, L é la luminosità iniziale, σ_{tot} la sezione d'urto totale ($\sigma_{tot} = 110mb$ a 7 TeV) e k é il numero di IPs.

²L'emittanza ϵ si definisce come il prodotto della larghezza della distribuzione in posizione delle particelle nel bunch, σ e della larghezza in impulso, σ' .

³La funzione β^* , anche detta oscillazione di betatrone é il rapporto $\frac{\sigma}{\sigma'}$.

Altri effetti giocano un ruolo nel calo di luminosità ed ognuno di essi é caratterizzato da una propria costante di decadimento τ , come lo scattering all'interno dei fasci (IBS) e l'interazione con il gas residuo all'interno delle cavità. Valori tipici per questi effetti sono:

$$\tau_{IBS} = \sim 80h \quad \tau_{resgas} = \sim 100h$$

Con un picco di luminosità iniziale di $L = 10^{34} cm^{-2}s^{-1}$, ad esempio, e due esperimenti che lavorano nei punti di massima luminosità della macchina, l'espressione (2.2) porta ad un tempo iniziale di decadimento di:

$$\tau_{nuclear} = 44.85h.$$

Combinando tutti gli effetti, quindi, la vita media del fascio τ_L in un *run* al massimo della luminosità sarà dell'ordine di [19]:

$$\tau_L = \sim 22h.$$

Nei primi 3 anni di presa dati LHC ha aumentato periodicamente la luminosità di picco fino a raggiungere nel Giugno 2012 una luminosità di picco $\approx 7 * 10^{33}$ come mostrato in figura 2.4. L'aumento di un fattore ≈ 20 nella luminosità di picco tra il 2010 e il 2011 é dovuto alla variazione dei parametri n_b , β^* e ϵ_n come riportato in tabella 2.1. L'aumento della luminosità di picco ha implicato anche un aumento della luminosità integrata raccolta dagli esperimenti, ad esempio come mostrato in figura 2.5 nei primi 3 mesi di raccolta dati del 2012 si é raccolta la stessa luminosità integrata che era stata raccolta in tutto l'anno 2011.

Parameter	2010	2011
$N_b(10^{11}p/b)$	1.2	1.5
n_b	368	1380
Bunch spacing (ns)	150	50
ϵ_n (μm rad)	2.4-4	1.9-2.3
$\beta^*(m)$	3.5	1

Tabella 2.1 Parametri funzionamento LHC.

2.1.4 Gli esperimenti di LHC

Nei 4 punti in cui i fasci che circolano in LHC collidono, sono situati i rivelatori di 4 grandi esperimenti:

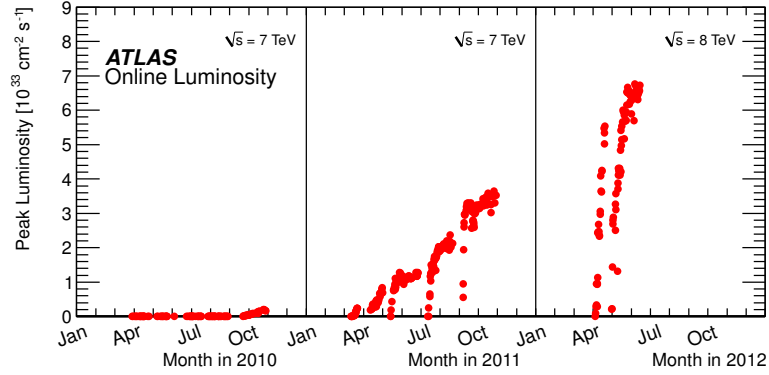


Figura 2.4 Andamento della luminosità di picco di LHC misurata da ATLAS.

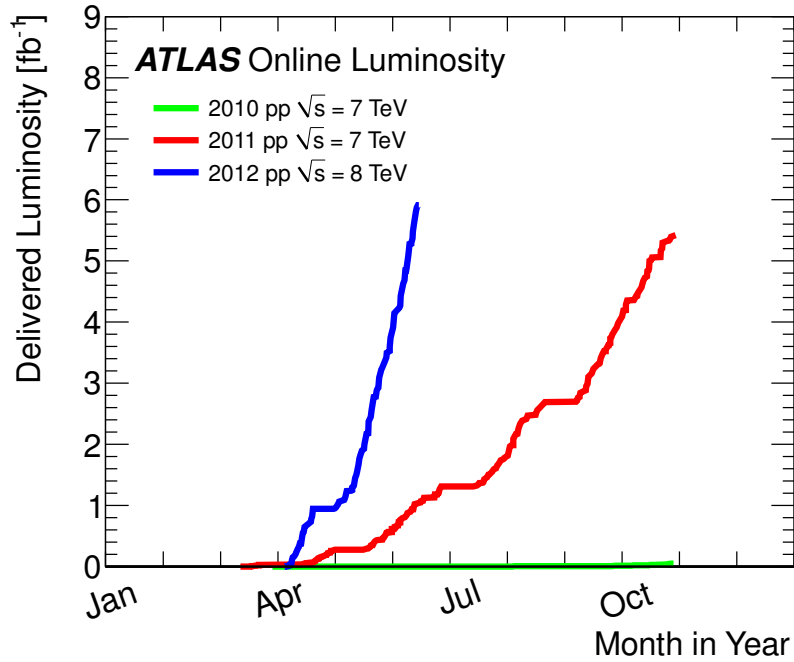


Figura 2.5 Luminosità integrata raccolta da ATLAS.

- ALICE, *A Large Ion Collider Experiment* [16]
- ATLAS, *A Toroidal LHC ApparatuS* [13]
- CMS, *Compact Muon Solenoid* [14]
- LHCb, *Large Hadron Collider bPhysics* [15]

L'insieme dei 4 esperimenti garantisce di poter svolgere il programma scientifico di LHC e assicura la possibilità di controllo incrociato e combinazione statistica dei risultati.

2.2 L'apparato sperimentale ATLAS

Il programma di ricerca a LHC vede in ATLAS (aA Toroidal LHC Apparatus) uno degli esperimenti progettato per sfruttare al meglio le potenzialità

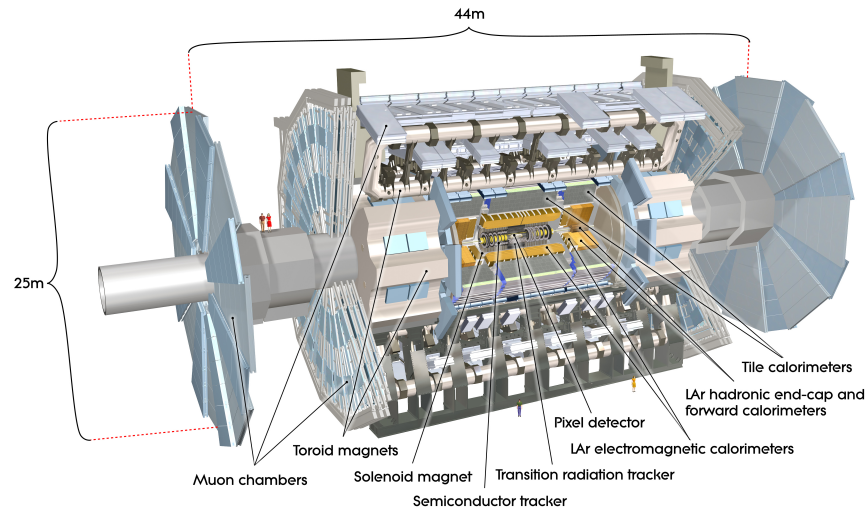


Figura 2.6 Schema dell' apparato sperimentale ATLAS.

del collisionatore protone-protone.

La struttura di ATLAS (fig. 2.6) é quella tipica di un esperimento *multi-purpose* posto su un *collider*: é composto da una sezione a geometria cilindrica attorno all'asse dei fasci, detta *barrel*, lunga 42 m e con raggio di circa 11 m, chiusa alle estremità da due regioni, chiamate *end-cap*, progettate per

ottimizzare la rivelazione di eventi nella regione in avanti. L'apparato copre quasi tutto l'angolo solido intorno al punto d'interazione mediante rivelatori di diverso tipo:

- un sistema di rivelatori di traccia di particelle cariche, per la misura degli impulsi delle tracce vicine alla camera dei fasci e della posizione dei vertici secondari di interazione;
- un solenoide avente per asse l'asse dei fasci;
- un calorimetro elettromagnetico (ECAL), per la rivelazione di cascate elettromagnetiche indotte da fotoni ed elettroni;
- un calorimetro adronico (HCAL), per la rivelazione di sciame adronici e lo studio della struttura dei jets;
- uno spettrometro per muoni, che consente il tracciamento di particelle penetranti con grande precisione;
- un sistema di magneti toroidali immersi in aria.

Il sistema magnetico e i singoli rivelatori che compongono ATLAS saranno descritti in dettaglio nei paragrafi successivi. Il sistema di coordinate utilizzato in ATLAS (fig. 2.7) è un sistema destrorso in cui l'asse x punta verso il centro dell'anello di LHC, l'asse z segue la direzione dei fasci e l'asse y è diretto verso l'alto. La rappresentazione in coordinate sferiche di questo sistema si introduce definendo un angolo azimutale $\phi \in [-\pi, \pi]$, nullo in corrispondenza dell'asse x e che cresce muovendosi in senso orario guardando nella direzione delle z positive, ed un angolo polare θ misurato rispetto all'asse delle z positive. Il punto di interazione determina due regioni, una "a monte" ($z > 0$), l'altra "a valle" ($z < 0$), denominate, rispettivamente, lato A e lato C. Il piano $z = 0$ definisce, invece, il lato B.

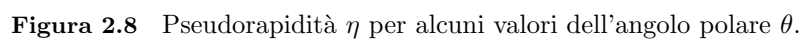
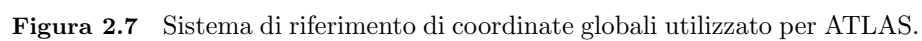
Data una particella di energia E e componente longitudinale (parallela all'asse z) dell'impulso p_L si definisce la sua rapidità come

$$y = \frac{1}{2} \ln \left[\frac{E + p_L}{E - p_L} \right]$$

Si può dimostrare che la differenza in rapidità è un invariante relativistico sotto *boost* longitudinali (ovvero per trasformazioni lungo l'asse z).

Nel limite ultra-relativistico $E \approx p_L$ e la rapidità della particella diventa approssimabile dalla grandezza

$$\eta = -\ln \left[\tan \frac{\theta}{2} \right]$$



che prende il nome di pseudorapidità (fig. 2.8) η é 0 per $\theta = 90^\circ$ (*barrel*) e cresce asintoticamente per $\theta \rightarrow 0$ (*endcap*). Un'altra importante grandezza derivata, utilissima nelle analisi di fisica e negli studi di efficienza di ricostruzione e di trigger, é data da:

$$\Delta R = \sqrt{\Delta^2 \eta + \Delta^2 \phi}. \quad (2.3)$$

la distanza angolare tra due tracce nel piano $\eta - \phi$.

Poiché LHC é un collisore adronico, in cui vengono fatte collidere particelle non elementari composte da partoni (gluoni e quark), l'energia effettiva dell'interazione nel sistema del centro di massa, che dipende dagli impulsi dei partoni che effettivamente partecipano alla singola interazione, non é nota con esattezza. È quindi naturale studiare la cinematica delle interazioni nel piano trasverso xy (la componente trasversa dell'impulso medio dei partoni é trascurabile rispetto a quella longitudinale) in cui si può imporre la conservazione dell'energia.

2.2.1 Il sistema magnetico

In figura 2.9 é riportato il sistema magnetico superconduttore di ATLAS. Tale sistema risulta costituito da un solenoide centrale (**CS**) che fornisce il campo magnetico al rivelatore interno (*Inner Detector*), circondato da un sistema di tre toroidi superconduttori (uno centrale e due alle estremità) progettati per generare un elevato volume magnetico (ricoprendo la regione $|\eta| < 3$) con una struttura aperta (*air-core*) per minimizzare il contributo dello *scattering* multiplo sulla risoluzione in impulso. All'interno dello spettrometro a muoni é presente il campo magnetico toroidale ottenuto tramite questo sistema magnetico.

Il sistema ha una lunghezza di 26 m e un diametro di 20 m. I due toroidi della zona dell'end-cap (ECT, *End-Cap Toroid*) sono disposti alle estremità della zona cilindrica (BT, *Barrel Toroid*) e si allineano con il CS, hanno una lunghezza di 5 m, un diametro esterno di 10.7 m e un diametro interno di 1.65 m.

Il sistema magnetico solenoidale (fornito dal CS) si estende su una lunghezza di 5.3 m ed ha un diametro interno di 2.4 m. Quest'ultimo é in grado di fornire al rivelatore interno un campo centrale di ≈ 2 Tesla con un picco di 2.6 Tesla sul superconduttore stesso. I picchi nel campo magnetico sui superconduttori del BT e degli ECT sono di 3.3 e 4.1 Tesla rispettivamente. Il rendimento in termini di potere curvante (fig. 2.10) é caratterizzato dall'integrale $\int B_\phi dl$, dove B_ϕ é la componente azimutale del campo e l'integrale

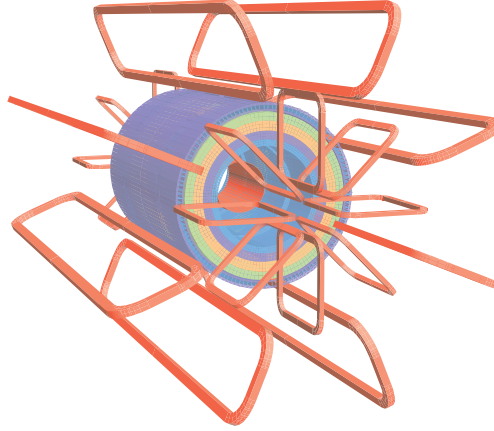


Figura 2.9 Geometria delle bobine e delle masse magnetiche. Sono visibili le otto spire che generano il campo magnetico toroidale nella regione del *barrel* e quelle nelle regioni di *end-cap*. La struttura che genera il campo magnetico solenoidale è situata all'interno del volume calorimetrico schematizzato con quattro strati di diverse proprietà magnetiche. L'ultimo strato rappresenta il giogo di ritorno.

è calcolato lungo la linea retta che congiunge i raggi interno ed esterno dei toroidi. Il BT fornisce un potere curvante compreso tra 2 e 6 $\text{Tesla} \times \text{m}$ e gli ECT contribuiscono con un valore che va da 4 a 8 $\text{Tesla} \times \text{m}$, rispettivamente negli intervalli di pseudorapidità $0 - 1.3$ e $1.6 - 2.7$. Il potere curvante è meno intenso nelle regioni di transizione in cui i due magneti si sovrappongono ($1.3 < |\eta| < 1.6$). La spira del CS è progettata di modo da essere il più sottile possibile in rapporto a sicurezza e affidabilità operazionali. Ognuno dei tre toroidi è formato da otto spire rettangolari assemblate radialmente e simmetricamente intorno all'asse del fascio. Il sistema di spire degli ECT è ruotato di 22.5° rispetto a quello del BT in modo da generare una sovrapposizione radiale ed ottimizzare il potere curvante nelle regioni di interfaccia tra i due sistemi. Le spire sono realizzate con avvolgimenti da 20.5 kA di NbTi superconduttore stabilizzato con alluminio. Infine i magneti sono indirettamente raffreddati da un flusso forzato di elio alla temperatura di 4.5°K attraverso tubi saldati sul rivestimento degli avvolgimenti.

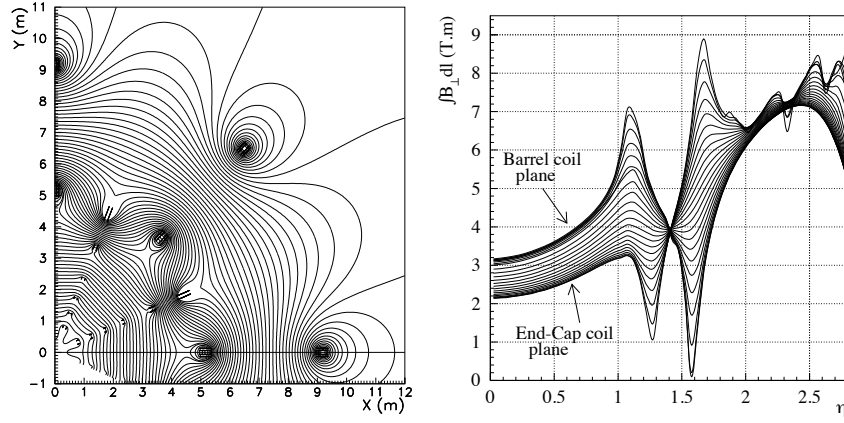


Figura 2.10 (a) Linee di campo magnetico nel piano X-Y; (b) Potere curvante in funzione di η .

2.2.2 Rivelatori di vertice

La fisica dell'esperimento ATLAS esige misure di alta precisione e necessita di rivelatori ad elevata granularità, data l'enorme densità di tracce attesa ad LHC.

Lo schema del rivelatore interno [20] (**ID**, *Inner Detector*) é illustrato in fig 2.11. Esso combina rivelatori ad alta risoluzione nei raggi più interni con

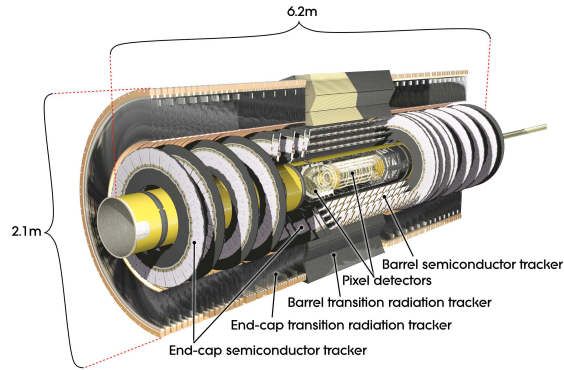


Figura 2.11 Rivelatore interno di ATLAS.

elementi a tracciamento continuo nei raggi più esterni, il tutto all'interno del solenoide centrale (CS), che produce un campo magnetico nominale di

≈ 2 Tesla.

I primi due rivelatori traccianti sono stati realizzati con semiconduttore, con tecnologie a pixel e a microstrisce di silicio (SCT), offrono le caratteristiche migliori, ma il numero totale di strati di precisione deve essere limitato a causa della grande quantità di materiale di cui sono costituiti (che causa un effetto di *scattering multiplo* e introduce una degradazione nella risoluzione del parametro d'impatto trasverso). Altra limitazione all'uso di questa tecnologia è l'elevato costo.

Ogni traccia attraversa tipicamente tre strati di pixel e otto di strisce, mentre nella zona più esterna un tracciante a radiazione di transizione (TRT) fornisce un elevato numero di punti, circa 36 per traccia, con una quantità di materiale ed un costo decisamente più bassi rispetto agli SCT (fig. 2.14). Le due tecniche consentono di seguire facilmente le tracce, che curvano in ϕ , e di ricostruire le traiettorie con alta precisione in entrambe le coordinate ϕ e z .

Il raggio esterno della cavità del rivelatore interno (ID) è di 115 cm e copre una lunghezza totale di 7 m⁴. Meccanicamente, il rivelatore è diviso in tre unità: una parte cilindrica che si estende per ± 80 cm dal punto di interazione e due parti identiche nelle zone di *end-cap* che occupano il resto della cavità cilindrica.

Nella regione cilindrica gli strati di rivelatore ad alta precisione sono organizzati in cilindri concentrici intorno all'asse del fascio, mentre i rivelatori delle zone di *end-cap* sono montati su dischi perpendicolari all'asse del fascio.

Questo tipo di rivelatore è quello maggiormente soggetto ai danni provocati dalle radiazioni, per cui sarà necessaria una sostituzione relativamente frequente per mantenerne elevate prestazioni⁵.

La copertura in termini di pseudorapidità è pari a $|\eta| \leq 2.5$. L'ID ha la funzione di ricostruire le tracce e i vertici d'interazione inoltre può misurarne alcune proprietà associate come la molteplicità di tracce cariche al vertice, i parametri d'impatto delle tracce e il numero di hits delle tracce nel detector. Sussistono una serie di condizioni minime di qualità affinché un pattern di hits nell'ID venga ricostruita e selezionata come traccia nell'ID, in particolare $p_T > 400 \text{ MeV}$ e devono soddisfare delle richieste di qualità. Nel 2011 le richieste di default sulle tracce consistevano nel richiedere almeno 7 hits nei

⁴Tali dimensioni sono limitate rispettivamente dal raggio interno del criostato che costituisce il calorimetro elettromagnetico e dai calorimetri delle zone di *end-cap*.

⁵Il progetto meccanico del sistema a pixel prevede la possibilità di sostituirne lo strato più interno denominato *B-layer* per via delle particelle che saranno maggiormente studiate con l'impiego di tale rivelatore.

detector a semiconduttore (pixel+SCT) e al massimo 2 *holes* nei pixel. L'efficienza di ricostruzione delle tracce é definita come la frazione di particelle con $p_T > 400 \text{ MeV}$ e $|\eta| < 2.5$ che matchano con una traccia ricostruita. La ricostruzione dei vertici richiede che un vertice abbia almeno due tracce associate, l'efficienza di ricostruzione di un vertice funzione del numero medio d'interazioni per bunch crossing. Le performances di ricostruzione nell'ID così come misurate nel 2010/2011 sono riportate in fig. 2.12.

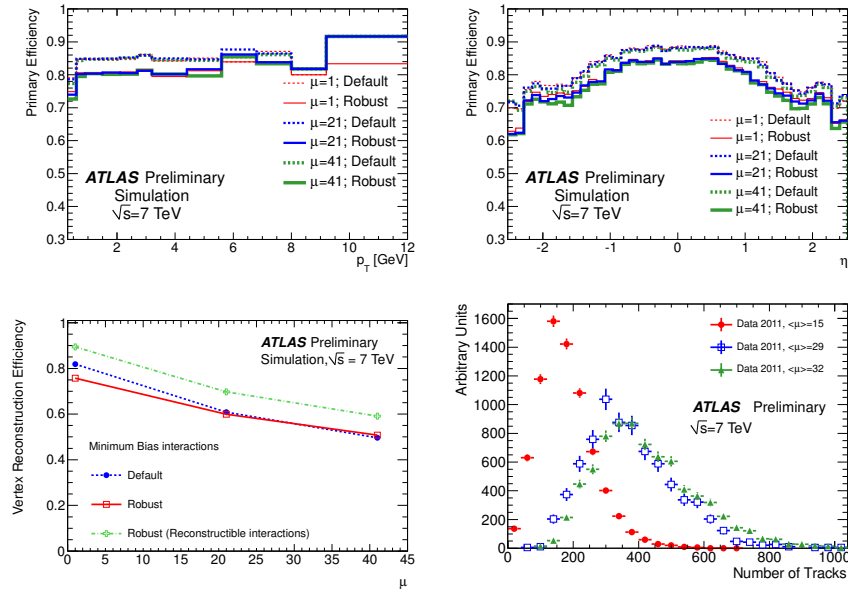


Figura 2.12 In alto a sinistra é mostrata l'efficienza di ricostruzione delle tracce al variare del p_T . In alto a destra, invece l'efficienza di ricostruzione delle tracce al variare di η . In basso a sinistra l'efficienza di ricostruzione dei vertici come funzione di $\langle \mu \rangle$ e, infine, in basso a destra il numero di tracce ricostruite per diversi valori di $\langle \mu \rangle$. La selezione *Robust* per le tracce differisce da quella standard per richieste più stringenti ovvero almeno 9 hits nei detector a semiconduttore (pixel+SCT) e 0 hole nei pixel.

Rivelatori a pixel

Il rivelatore a pixel [21] é progettato per fornire un insieme di tre misure ad altissima precisione nella zona più prossima al punto di interazione. Il sistema contribuisce in maniera fondamentale alla risoluzione del parametro di impatto e alla possibilità dell'ID di rivelare particelle di vita media breve

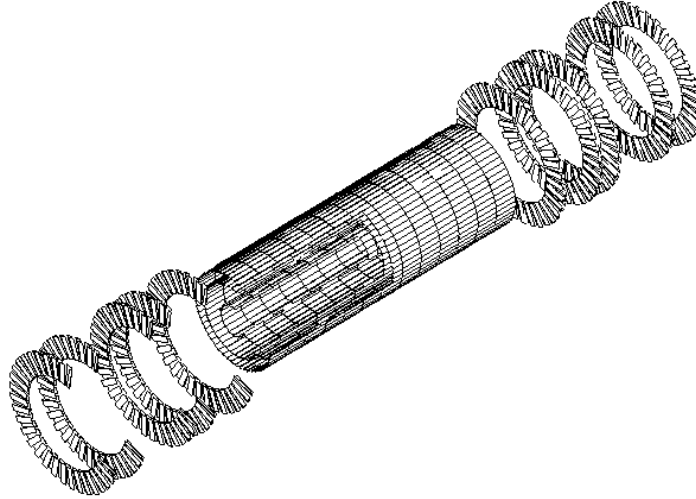


Figura 2.13 Vista 3D del rivelatore a pixel.

come adroni B e leptoni τ .

La segmentazione bidimensionale (in $R-\phi$ e z) dei sensori fornisce le misure dei punti senza alcuna ambiguità (tipica dei rivelatori a strisce bidimensionali) ma richiede l'uso di tecniche di elettronica avanzate.

Il sistema contiene 140 milioni di elementi rivelatori, con un passo di $50\mu\text{m}$ nella direzione $R-\phi$ e di $300\mu\text{m}$ in z , e consiste di tre corpi cilindrici aventi raggi medi di circa 4 cm, 11 cm e 14 cm, e di cinque dischi per ciascun lato di raggi compresi tra 11 e 20 cm, che completano la copertura angolare (fig. 2.13).

Il rivelatore è progettato per essere altamente modulare, contenendo approssimativamente 1500 moduli nei cilindri e 700 moduli nei dischi. Le dimensioni dei moduli sono identiche per tutti e due i tipi: 64.2 mm di lunghezza per 22.4 mm di larghezza. Lo spessore di ogni strato è circa pari all'1.7% di una lunghezza di radiazione a incidenza normale. Le risoluzioni spaziali, mediate sulla distribuzione in pseudorapidità, sono: $\sigma(R-\phi) \simeq 12\mu\text{m}$ per tutti i pixel, $\sigma(z) \simeq 66\mu\text{m}$ per la regione del *barrel* e $\sigma(R) \simeq 77\mu\text{m}$ per i dischi. I moduli di elettronica per la lettura hanno grosse aree, con circuiti individuali per ogni elemento del pixel e includono memorie di transito per immagazzinare i dati durante l'attesa della decisione del trigger di primo livello.

Tracciatore a semiconduttore

Il sistema di SCT (*Semi Conductor Tracker*) é progettato per fornire otto misure di precisione per traccia nella zona radiale intermedia contribuendo così alle misure di impulso, parametro d'impatto e posizione del vertice, oltre che al riconoscimento delle traiettorie grazie all'elevata granularità del rivelatore.

Nella zona cilindrica sono presenti otto strati di microstrisce al silicio che forniscono la misura delle coordinate $R-\phi$ e z . Le singole dimensioni sono di $6.36 \times 6.40 \text{ cm}^2$ con 768 strisce di lettura con passo di $80 \mu\text{m}$.

La lettura viene prima amplificata, poi discriminata ed i segnali sopra soglia vengono immagazzinati da una memoria di transito fino alla decisione del primo livello di trigger. Complessivamente il sistema di SCT contiene 61 m^2 di rivelatori al silicio, per un totale di 6.2 milioni di canali di lettura.

La risoluzione spaziale é di $16 \mu\text{m}$ in $R-\phi$ e $580 \mu\text{m}$ in z .

I moduli della zona Barrel sono montati su quattro cilindri in fibra di carbonio che portano il sistema di raffreddamento, con raggi di 30.0, 37.3, 44.7 e 52.0 cm. I moduli delle zone di *end-cap* sono montati su nove dischi, fino ad un massimo di tre anelli ciascuno. Sia il rivelatore a pixel che il sistema di SCT sono stati progettati con materiali a basso coefficiente di espansione termica ed integrati con un robusto sistema di raffreddamento per garantire l'alta stabilità termica richiesta, infatti, questi detectors lavorano a bassa temperatura ($\approx -7^\circ\text{C}$) per minimizzare i danni dovuti alle radiazioni, a cui sono sottoposti.

Tracciatore a radiazione di transizione

La parte più esterna dell'ID, il TRT (*Transition Radiation Tracker*)(fig. 2.14), é un *tracker* a tubi, con diametro di 4mm, combinato con un detector di radiazione di transizione (radiatore) per identificare gli elettroni. É in grado di operare agli altissimi flussi di particelle presenti nella zona in cui é posizionato grazie all'isolamento dei fili di rivelazione all'interno di singoli volumi di gas.

Il TRT é composto da tre strati cilindrici nel *barrel* mentre nell'*end-cap* é costituito da 20×2 dischi. Ogni strato o disco é composto da strati multipli di tubi: nel *barrel* ci sono 73 strati di tubi mentre nell'*end-cap* ce ne sono 160. Il filo centrale anodico, $31 \mu\text{m}$ di diametro, é fatto di tungsteno placcato in oro, il catodo, all'interno del tubo stesso, é composto da alluminio protetto da uno strato di grafite-*polyimide*. Il TRT opera con una miscela di gas di 70%*Xe*, 20%*CO*₂e 10%*CF*₄; il gas viene ionizzato al passaggio di

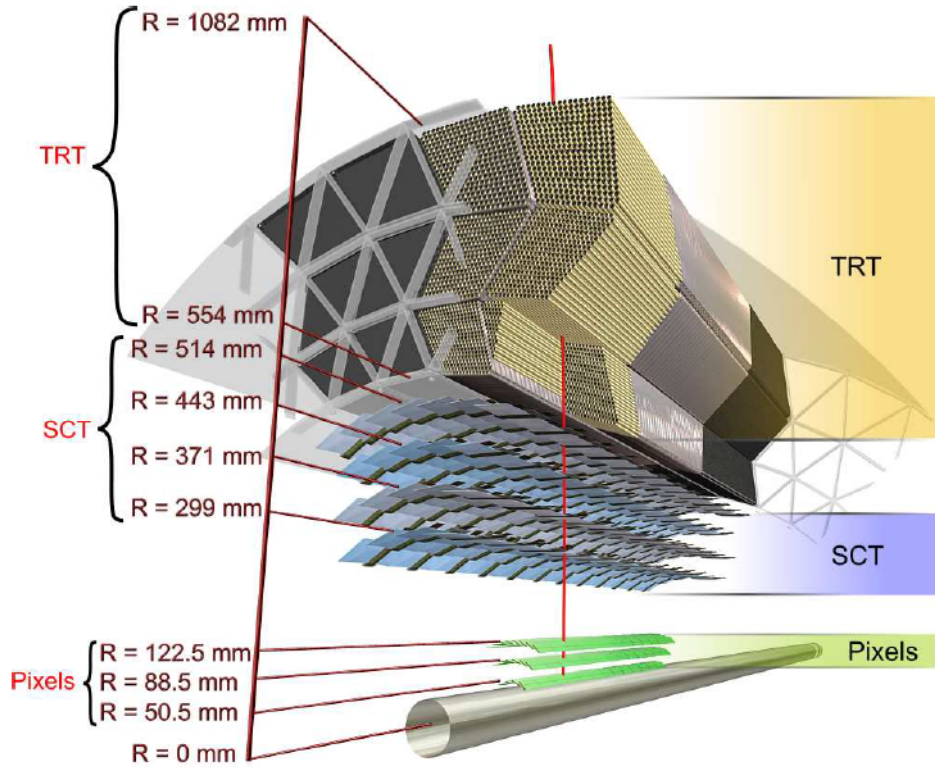


Figura 2.14 Vista 3D dell'ID di ATLAS composto da 3 rivelatori diversi.

particelle, il tempo di raccolta degli ioni sul filo del tubo viene misurato per valutare la distanza della traccia della particella dal filo. I tubi del rivelatore sono circondati da una schiuma di propilene, la cui struttura porosa, caratterizzata da minuscole bolle d'aria all'interno del materiale, fa sì che al passaggio di una particella carica ultrarelativistica, il campo elettrico vari bruscamente sulle superfici di contatto generando una radiazione detta *radiazione di transizione*, la cui intensità è proporzionale al γ della particella. Ciò è dovuto alla diversa costante dielettrica di aria e propilene.

I fotoni emessi vengono assorbiti per effetto fotoelettrico dal gas con una sezione d'urto $\sigma_{f.e.} \propto Z^{57}$ per questo motivo è stato scelto un gas nobile pesante come lo Xeno ($Z = 54$). Lo Xe assorbendo questi fotoni produce un segnale significativamente amplificato per questo l'elettronica di *front-end* ha discriminatori ad alta soglia. L'elettronica presenta anche discriminatori a bassa soglia per rivelare radiazione dovuta a ionizzazione. Per questo

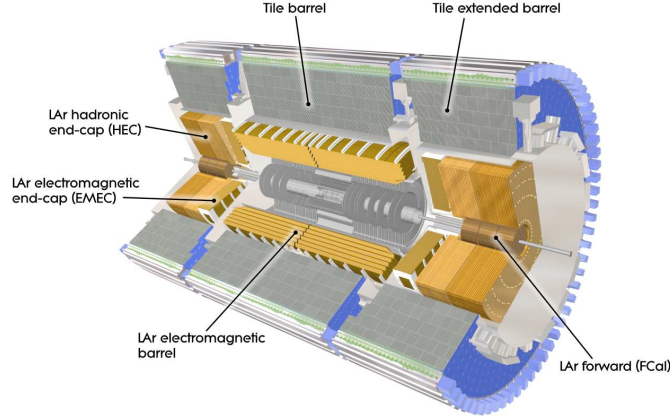


Figura 2.15 Sistema calorimetrico.

motivo le richieste di qualità sulla traccia fanno distinzione tra i hits e hits ad alta soglia. Grazie alla piccola distanza tra i tubi, il TRT permette di misurare un grande numero di hits per ogni traccia (≈ 36). La bassa risoluzione spaziale ($130 \mu\text{m}$) è compensata dal gran numero di tubi che garantisce complessivamente un'accuratezza nella misura di almeno $50 \mu\text{m}$, mediata su tutti i tubi e includendo un errore sistematico di circa $30 \mu\text{m}$ dovuto all'allineamento.

2.2.3 Calorimetria

Il sistema calorimetrico in ATLAS, mostrato schematicamente in fig. 2.15, è stato progettato per essere in grado di ricostruire l'energia di elettroni, fotoni, adroni, e getti adronici (*jets*), nonché per misure di energia trasversa mancante, di direzione e di identificazione di particelle. Esso è composto di:

- un calorimetro elettromagnetico (EM), che copre la regione di pseudorapidità $|\eta| < 3.2$;
- un calorimetro adronico cilindrico (HC *Tile Barrel*), che copre la regione $|\eta| < 1.7$;
- due calorimetri adronici nelle zone di end-cap (HEC), che coprono la regione $1.5 < |\eta| < 3.2$;

- due calorimetri in avanti (FCAL), che coprono la regione $3.1 < |\eta| < 4.9$.

Il calorimetro elettromagnetico [22] é un rivelatore a piombo (Pb) e Argon liquido (LAr). É realizzato con geometria a fisarmonica ed contenuto in un criostato cilindrico che circonda la cavità del rivelatore interno. Nella regione $|\eta| < 1.8$ é preceduto da un precampionatore che ha il compito di correggere le misure per l'energia persa nel materiale a monte del calorimetro (rivelatore interno, criostati, spire).

Il calorimetro adronico “*Tile*” [23] é suddiviso in tre sezioni, un cilindro centrale e altri due cilindri identici, ed é basato su una tecnica a campionamento con piastre di scintillatori plastici immerse in un assorbitore di ferro. Questa stessa tecnica é utilizzata nella fessura⁶ centrale in cui si trova il calorimetro intermedio a piastre (ITC).

Per i calorimetri delle zone di *end-cap* si utilizzano rame (Cu) e Argon liquido, mentre per i calorimetri in avanti si usano argon liquido ed elettrodi sagomati a barre in una matrice di tungsteno. Anche per le zone di *end-cap* sono previsti due criostati progettati per contenere sia i relativi calorimetri elettromagnetici e adronici che i calorimetri in avanti.

Calorimetro elettromagnetico (EM)

Il calorimetro elettromagnetico é composto da una parte cilindrica ($|\eta| < 1.475$) e due zone di *end-cap* ($1.375 < |\eta| < 3.2$). La parte cilindrica é composta di due semicilindri identici separati da una fessura sottile (6 mm) nel piano $z = 0$. I calorimetri di *end-cap* sono invece divisi in un disco interno ($2.5 < |\eta| < 3.2$) e uno esterno ($1.375 < |\eta| < 2.5$) coassiale col primo. Le celle calorimetriche sono segmentate ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.025$), in corrispondenza degli elettrodi di lettura⁷. Il campionamento longitudinale dello sciame é ottenuto ripetendo 4 volte lungo la direzione radiale la struttura delle celle. Inoltre, la geometria a fisarmonica consente di ottenere una simmetria completa in ϕ senza fenditure nella direzione azimutale.

Lo spessore totale ammonta a circa $25X_0$ nel *barrel* e ad oltre $26X_0$ nelle zone di *end-cap*. Complessivamente il calorimetro elettromagnetico é composto da un numero totale di canali pari circa a 190000.

⁶La fessura fornisce lo spazio necessario per il passaggio dei cavi e servizi provenienti dai rivelatori più interni.

⁷Nella regione di precampionamento (corrispondente a $4.5X_0$, essendo X_0 la lunghezza di radiazione) in cui é necessaria una segmentazione maggiore ($\Delta\eta \times \Delta\phi \simeq 0.003 \times 0.1$) per garantire un più elevato potere di identificazione di elettroni, fotoni e un maggior potere di reiezione del fondo di jet.

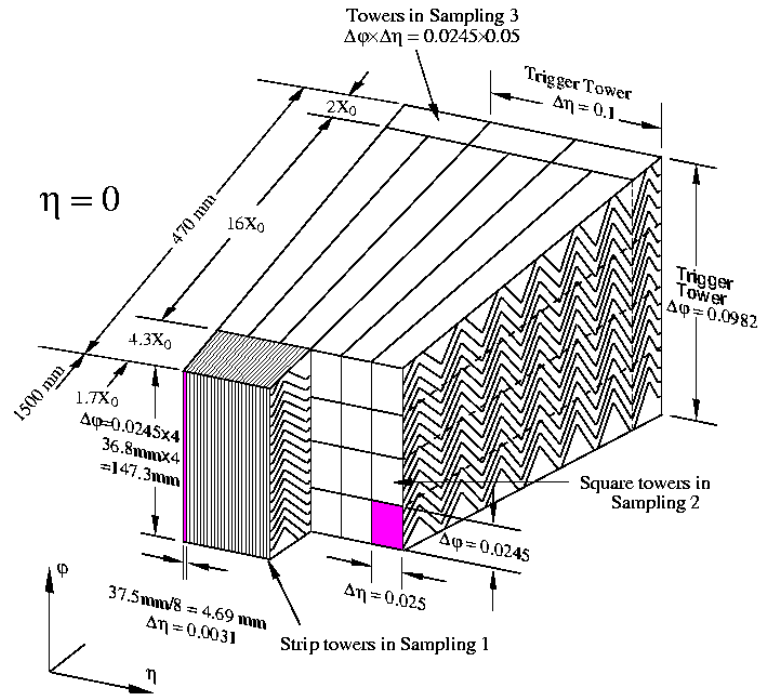


Figura 2.16 Struttura del calorimetro elettromagnetico.

La risoluzione in energia per un calorimetro elettromagnetico é data, in generale, dalla somma in quadratura (denotata con $\oplus$) di termini indipendenti:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c$$

dove a é il termine di campionamento (che include anche fluttuazioni statistiche), b é il termine che tiene conto del rumore dovuto all'elettronica e alla sovrapposizione (*pile-up*) di segnale e c é una costante che tiene conto di effetti meccanici, di calibrazione e di sorgenti di non uniformité che comportano errori sistematici. I valori di tali parametri determinano la risoluzione in energia per il calorimetro EM in ATLAS é atteso $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 10\%$, nell'intervallo energetico da 2 GeV a 5 TeV.

La risoluzione angolare prevista é pari a circa $40\text{mrad}/\sqrt{E(\text{GeV})}$ e permette una buona misura della direzione degli sciame in η .

Minimum Bias Trigger Scintillators

In ciascuna regione di endcap del calorimetro elettromagnetico di ATLAS sono montati 2×16 piatti scintillanti connessi a tubi fotomoltiplicatori (PMT). Questo sistema di scintillatori, denominati *Minimum Bias Trigger Scintillators* (MBTS), é posizionato a $|z| = 3.56\text{m}$. È segmentato in η (due segmenti) ed in ϕ (otto segmenti); copre la regione di pseudorapidità $2.09 < |\eta| < 3.84$. Il sistema di MBTS é stato utilizzato nei primi mesi di presa dati a bassa luminosità, per il trigger di eventi di minimum bias, ovvero interazioni a bassa molteplicità con produzione di particelle a basso impulso trasverso. La segnatura ricercata é la coincidenza dei segnali dovute a particelle cariche in una o entrambe le stazioni (i due endcap)[24].

Calorimetri adronici

I calorimetri adronici coprono complessivamente l'intervallo di pseudorapidità $|\eta| < 4.9$ usando tecniche differenti a seconda della zona in cui operano. Lo spessore complessivo del calorimetro adronico deve fornire un buon contenimento per gli sciame adronici e ridurre al minimo le particelle che attraversano lo spettrometro giungendo fino allo spettrometro a muoni; in totale, per $\eta = 0$ esso é pari a 8 lunghezze di interazione (λ), ed é in grado di fornire una buona risoluzione per getti adronici di alta energia e una buona misura dell'energia trasversa mancante E_T^{miss} .

Il sistema é composto di un cilindro centrale e due cilindri estesi radialmente

da un raggio interno di 2.28 m fino a un raggio esterno di 4.25 m, longitudinalmente segmentati in tre strati e azimutalmente suddivisi in 64 moduli, per un totale di circa 10000 canali di lettura.

Nella parte cilindrica il calorimetro utilizza la tecnica del campionamento dove l'assorbitore é in ferro mentre le piastre scintillanti fungono da materiale attivo. La struttura é periodica lungo z con piastre di spessore pari a 3 mm e piatti di ferro di spessore totale, in un periodo, pari a 14 mm.

Nelle *end-cap*, ogni sezione del calorimetro adronico consiste di due dischi indipendenti di raggio esterno pari a 2.03m. Il disco a monte é formato da piatti in rame spessi 25 mm mentre l'altro, più lontano dal punto di interazione, utilizza piatti da 50 mm. La parte attiva é costituita da argon liquido. La segmentazione delle celle calorimetriche di lettura é di $\Delta\eta \times \Delta\phi \simeq 0.1 \times 0.1$ sia nel *barrel* che nelle zone di *end-cap*.

Il calorimetro in avanti (FCAL) ha struttura particolarmente complessa a causa dell'alto livello di radiazioni della zona in cui si trova immerso, a circa 4.7 m di distanza dal punto di interazione. Poiché situato in una zona con alta densità di particelle é più soggetto a deterioramento rispetto ad altri rivelatori di questo tipo posti più distanti dal punto di interazione. Esso completa il sistema calorimetrico e assicura livelli ridotti di radiazione di fondo nello spettrometro a muoni. Ogni calorimetro adronico in avanti é costruito da tre ruote spesse 45cm : FCAL1, FCAL2 e FCAL3. La prima ruota é costruita impilando lastre di rame di forma circolare. Su ogni lastra sono stati praticati 12260 fori. In ogni foro é inserito a contatto con la lastra un tubo di rame con al suo interno una sbarra di rame. Nella prima ruota si utilizza il rame per ottimizzare la misura delle particelle elettromagnetiche. La seconda e la terza ruota sono simili con la differenza che il materiale passivo é costituito da Tungsteno al fine di massimizzare le lunghezze di interazione presenti e necessarie per contenere gli sciami adronici. Anche qui la parte attiva é costituita da Argon liquido, che riempie le fessure tra le barre e i tubi.

Il numero complessivo di canali di lettura é di 3584.

Per la risoluzione in energia vale la relazione:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\frac{c_{int}^2 + c_{camp}^2}{E}} \oplus a$$

dove a tiene conto di fluttuazioni non gaussiane nella componente elettromagnetica dello sciame, c_{int} tiene conto di fluttuazioni intrinseche nella frazione di energia iniziale che viene trasformata in energia sensibile e c_{camp} riguarda fluttuazioni statistiche e di campionamento. I valori della risoluzione in

energia sono $50\%/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus 3\%$ per $|\eta| < 3.0$ e $100\%/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus 10\%$ per $3.0 < |\eta| < 4.9$.

2.2.4 Lo spettrometro a muoni

Lo spettrometro a muoni ad alta risoluzione é uno dei rivelatori più importanti dell'apparato sperimentale in quanto la produzione di muoni ad alto impulso trasverso sono tra le segnature sperimentali più chiare, più pulite e più semplici da rivelare, sia nella ricerca del bosone di Higgs, che nella ricerca della supersimmetria. Esso é dotato di un sistema di trigger indipendente ed é inoltre in grado di effettuare misurazioni *stand-alone* in un'ampia gamma di impulso trasverso, pseudorapidità ed angolo azimutale.

Lo spettrometro é stato progettato di modo da essere indipendente dagli altri apparati di misura (più soggetti a perdita di risoluzione causa di condizioni ambientali sfavorevoli quali un elevato rumore di fondo) e da soddisfare le seguenti richieste:

- risoluzione in impulso trasverso dell'1%
- buona copertura in pseudorapidità fino a valori di $|\eta| < 3$, il che garantisce una buona efficienza di rivelazione per "oggetti" di alta massa che decadono in muoni;
- misura della seconda coordinata spaziale (ϕ) con una risoluzione spaziale di 5 – 10 mm per la ricostruzione delle tracce *off-line*;
- buona selettività del trigger. Le soglie sull'impulso trasverso (*high- p_T trigger*) di 10 – 20 GeV sono adeguate per stati finali di massa elevata a luminosità massima, mentre per individuare violazioni di CP e studiare la fisica del *quark b* sono necessarie soglie a $p_T \simeq 5$ GeV (*low- p_T trigger*);
- buona risoluzione temporale per poter garantire la corretta identificazione della collisione dei pacchetti di particelle (*bunches*) che ha generato l'evento selezionato dal sistema di trigger (identificazione del *bunch-crossing*).

Lo spettrometro é presente in entrambe le regioni *barrel* ($|\eta| < 1.05$) ed *end-cap* ($|\eta| > 1.4$), nonché nella regione intermedia, detta di transizione. Nel piano $R - \phi$ (cfr. fig. 2.17) la struttura del sistema muonico é divisa in 16 segmenti secondo la simmetria ad ottante del toroide ed, a causa della differente copertura in ϕ , consta di settori piccoli (*small*) e grandi (*large*).

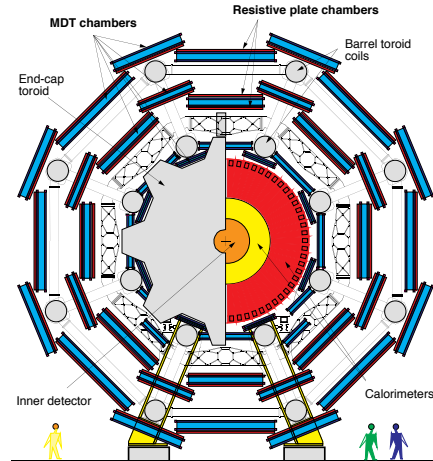


Figura 2.17 Spettrometro a muoni nella sezione X-Y.

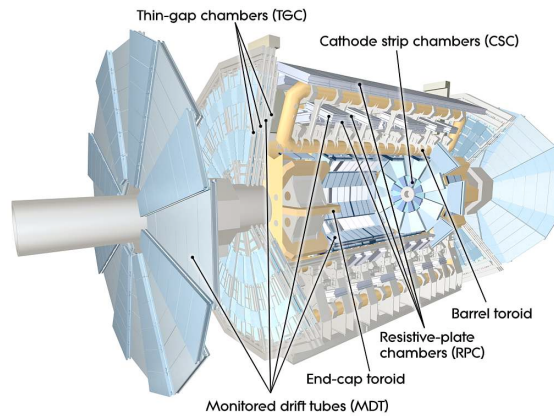


Figura 2.18 *Layout* dello spettrometro di muoni e disposizione delle diverse tecnologie di camere all'interno dello spettrometro.

Il principio di funzionamento é basato sulla deflessione delle tracce dei muoni nell'attraversare il campo magnetico toroidale generato da tre grandi magneti (uno nel *barrel* e due nelle regioni di *end-cap*) descritti nella sezione 2.2.1.

Il posizionamento dei rivelatori all'interno dello spettrometro tiene conto dell'efficiente sfruttamento del potere di curvatura dei magneti, di una copertura completa sul *range* di pseudorapidità $|\eta| \leq 3$ e sull'intero intervallo dell'angolo azimutale ($0 \leq \phi \leq 2\pi$), nonché di una geometria a torri proiettive verso il vertice di interazione per l'allineamento delle camere. All'interno del volume magnetico vengono alloggiati piani di camere di precisione, per avere alta risoluzione spaziale nelle misure d'impulso trasverso dei muoni, e piani di camere di trigger, per una rapida risposta temporale e specializzate per il trigger (fig. 2.18).

Le **camere di precisione** sono disposte in tre stazioni. Nel *barrel* esse sono disposte su tre cilindri concentrici con l'asse dei fasci ed aventi i raggi di circa 5, 7.5 e 10 m rispettivamente per le stazioni interna (*Inner*), mediana (*Middle*) ed esterna (*Outer*), ricoprendo un intervallo di pseudorapidità $|\eta| < 1$. Le camere nelle *end-cap*, di forma trapezoidale, coprono la regione $1 < |\eta| < 2.7$ e sono disposte su quattro dischi concentrici con l'asse del fascio alle distanze di 7, 10, 14 e 21 m dal punto di interazione.

Le misure di precisione delle tracce di muoni sono eseguite nella proiezione R (nelle regioni di transizione e di *end-cap*) e z (nel *barrel*).

Le camere *Monitored Drift Tubes* [26] (MDT) coprono la gran parte del *range* in η , fornendo misure di precisione. A grandi valori di pseudorapidità e vicino al vertice di interazione sono utilizzate, nel piano più interno ($2 < |\eta| < 2.7$), le camere *Cathode Strip Chambers* [26] (CSC) che offrono una maggiore granularità al fine di sostenere l'elevato *rate* e le difficili condizioni di fondo; la disposizione di questi due rivelatori traccianti é mostrata in figura 2.18.

Il **sistema di trigger** copre il *range* di pseudorapidità $|\eta| < 2.4$. Nel *barrel* sono impiegate camere *Resistive Plate Chambers* [27] (RPC) disposte su tre piani, due dei quali situati su entrambi i lati delle camere MDT della stazione mediana e uno sopra (sotto) gli MDT della stazione più esterna per i settori grandi (piccoli). Lungo la coordinata assiale z le camere sono segmentate in 6 o 7 unità fisiche dell'ordine di 2.6 m che seguono esattamente la segmentazione delle camere MDT alloggiate nella stessa struttura meccanica che garantisce una buona tolleranza meccanica ed un buon allineamento rispetto al sistema di riferimento assoluto di ATLAS.

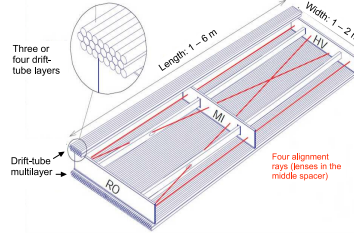


Figura 2.19 Camera MDT.

Nella regione delle *end-cap* sono, invece, utilizzate le camere *Thin Gap Chambers* [28] (TGC) montate verticalmente e di forma trapezoidale.

Esse sono segmentate in unità non più larghe di 3 m, a seconda della loro disposizione, secondo la geometria ad ottante del toroide.

Le camere di trigger hanno la funzione di identificare il *bunch-crossing* avendo una risoluzione temporale migliore di 25 ns. Inoltre forniscono una misura della seconda coordinata, ortogonale a quella misurata dalle camere di precisione, con una risoluzione tipica di 5-10 mm.

Le camere di precisione

MDT: Le camere MDT sono costituite da due multistrati di tubi di *drift* in alluminio, montati su entrambi i lati di una struttura rigida di supporto (*spacer frame*). Ogni multistrato é formato da tre strati di tubi per le stazioni mediana ed esterna, e da quattro strati per la stazione interna. Ogni tubo, di diametro esterno pari a 3 cm, contiene un filo anodico centrale di spessore pari a $50\ \mu\text{m}$ e una miscela di gas non infiammabile di $\text{Ar}:\text{CO}_2$ nella frazione 93:7 alla pressione di 3 – 5 bar che garantisce la linearità del tempo di deriva, un piccolo angolo di Lorentz e la longevità dell'apparato. I tubi, supportati da una struttura⁸ che evita la deformazione per gravità o temperatura, operano in regime proporzionale con un tempo di *drift* massimo di $\sim 700\ \text{ns}$ e sono orientati lungo il piano ortogonale all'asse dei fasci, permettendo la misura della coordinata $R - \eta$ con una risoluzione di singolo filo di $\sim 80\ \mu\text{m}$. Le 1194 camere MDT ricoprono un'area di $5500\ \text{m}^2$ per un totale di circa 3.7×10^4 canali di lettura.

⁸Essa contiene anche le componenti del sistema RASNIK [29] di monitoraggio ottico che permette di valutare lo spostamento dei fili con una accuratezza inferiore ai $5\ \mu\text{m}$.

CSC: Le CSC sono camere proporzionali multifilo con una cella simmetrica in cui la distanza anodo-catodo eguaglia la spaziatura tra gli anodi (cfr. figura 2.20). La miscela di gas impiegata é $Ar:CO_2:CF_4$ nella proporzione

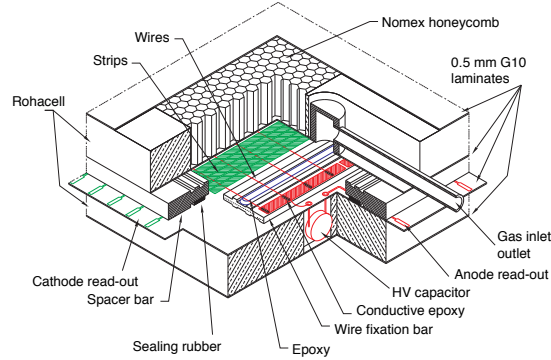


Figura 2.20 Schema del rivelatore CSC.

di 30%:50%:20%. Misure di posizione precise lungo il filo anodico sfruttano la tecnica del centro di gravità della carica indotta dalla valanga su uno dei due catodi opportunamente segmentato in *strip* con un *pitch* di 5 mm. La coordinata trasversa può essere determinata segmentando il secondo catodo in *strip* parallele ai fili anodici o, alternativamente, leggendo direttamente il segnale di questi ultimi. Il tempo di *drift* massimo é minore di 25 ns, mentre la risoluzione sulle misure di posizione lungo i fili anodici é dell'ordine di 50 μm .

Le camere di trigger

RPC Sono rivelatori a gas costituiti da una coppia di piani paralleli di bachelite, materiale con resistività $\rho \simeq 10^{10} \div 10^{11} \Omega \text{ cm}$ (fig. 2.21) separati da una *gap* di $\sim 2 \text{ mm}$ mediante spaziatori isolanti in policarbonato equamente distribuiti. Il volume tra i piani é riempito con una miscela di gas composta da tetrafluoroetano ($C_2H_2F_4$), isobutano ($(CH_3)_3CH$) e da esafluoro di zolfo (SF_6) nelle percentuali 96.7%, 3.0% e 0.3% rispettivamente. Le superfici esterne dei due piani di bachelite sono ricoperte da un sottilissimo strato di vernice di grafite; gli strati sono collegati uno al sistema di alta tensione, l'altro a massa.

La grafite é, infine, ricoperta da una pellicola isolante di polietilene (PET)

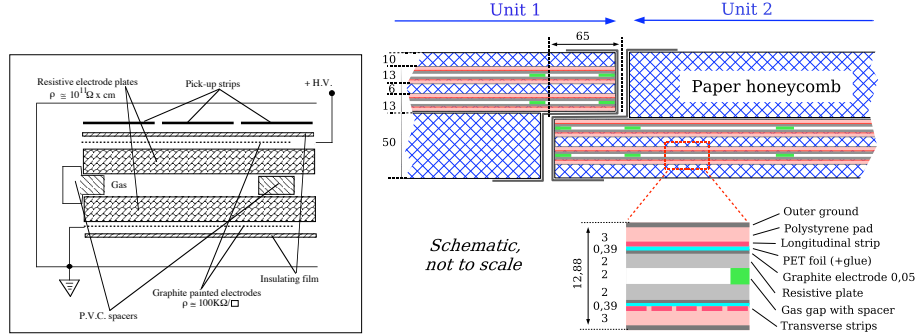


Figura 2.21 (a) Schema di principio di una camera RPC a singola gap; (b) sovrapposizione delle camere lungo la direzione z .

dello spessore di $200 \mu\text{m}$. Gli ioni prodotti dalla ionizzazione primaria, dovuta all'interazione delle particelle all'interno del volume di gas, vengono accelerati dal forte campo elettrico (5 kV/mm) presente applicato tra i piani, generando nuove ionizzazioni.

Il segnale prodotto viene indotto capacitivamente su due piani di strisce di rame (*strip*) ortogonali tra loro che forniscono le misure delle coordinate denominate " η " e " ϕ ".

Una *strip* si comporta come una linea di trasmissione e permette al segnale di propagarsi in due direzioni opposte con perdite minime in ampiezza ed informazione temporale. La carica indotta sulle *strip* si divide in due parti uguali: metà del totale raggiunge l'elettronica di *front-end*; l'altra metà è assorbita da una resistenza posta ad un'estremità della striscia di lettura.

Il *pitch* delle strisce " η " varia nell'intervallo $26.5 \div 35.3 \text{ mm}$, quello delle strisce " ϕ " nell'intervallo $26.6 \div 30.5 \text{ mm}$. In ATLAS la struttura degli RPC è più complessa: ogni singola unità RPC è composta da due o quattro sottounità indipendenti disposte su due *layer*.

Una camera di trigger consiste in una o due unità RPC assemblate insieme (fig. 2.22). In quest'ultimo caso le due unità si sovrappongono per evitare regioni "morte". Il numero totale di unità di RPC dello spettrometro a muoni è di 1088, per un totale di superficie ricoperta di 3500 m^2 . Tali unità RPC sono classificate in Unità Standard e Unità Speciali⁹; queste ultime coprono meno del 3% dell'area totale. La risoluzione spaziale tipica è dell'ordine di

⁹Così dette perché ricoprono le regioni dello spettrometro in cui sono presenti interferenze meccaniche con altre parti del rivelatore (i piedi, le strutture di sostegno delle spire del toroide, i corridoi per il passaggio dei cavi ecc).

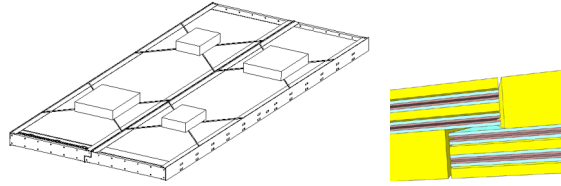


Figura 2.22 (a) Camera di trigger composta dall'assemblaggio di due unità RPC di ATLAS; (b) Dettaglio della zona di sovrapposizione di due unità RPC.

~ 1 cm, quella temporale di ~ 1 ns. Inoltre, per far fronte all'altissimo flusso di particelle prodotte a LHC, gli RPC opereranno in un regime di basso guadagno detto "avalanche" che, a differenza del regime *streamer*, permette di tollerare flussi fino a ~ 1 kHz/cm².

TGC Le TGC sono simili alle camere multifilo, con la differenza che la distanza anodo-anodo è maggiore di quella anodo-catodo. Sono camere che operano in regime di saturazione e utilizzano fili di diametro uguale a $50\mu\text{m}$, con un *pitch* di 2 mm, racchiusi tra due catodi di grafite posti a distanza di 1.4 mm dal piano anodico. Sulle superfici esterne degli strati di grafite sono installate delle *strip* parallele ai fili anodici delle MDT, che forniscono il segnale di *trigger*, e delle *strip* ortogonali alle prime, che forniscono la seconda coordinata.

2.3 Il *trigger* di ATLAS

A LHC per bunches di 25 ns la frequenza (*rate*) di incrocio dei fasci (*bunch crossing*) è di circa 40 MHz, corrispondente ad una frequenza di interazione di circa 1 GHz. La tecnologia attuale consente velocità di scrittura di dati su un supporto di memoria corrispondente¹⁰ a circa 200 Hz: di conseguenza, un esperimento di fisica delle alte energie deve disporre di un insieme di dispositivi sia hardware che software (*sistema di trigger*) che consenta di eliminare in tempo reale (*online*) eventi non interessanti, riducendo la frequenza degli eventi di circa un fattore $10^6 - 10^7$, preservando allo stesso tempo gli eventi interessanti (*alta efficienza*).

¹⁰Le informazioni registrate da ATLAS per ciascun evento occupano in media 1.5 Mbyte di dati.

Il sistema di trigger di ATLAS (fig. 2.23) si organizza su tre livelli di selezione online degli eventi, *primo livello* (LVL1), *secondo livello* (LVL2) ed *event filter* (EF). Tale suddivisione é motivata dal fatto che applicare tagli stringenti o criteri di selezione complessi può richiedere in generale un tempo di calcolo non compatibile con l'elevata frequenza di bunch-crossing: in questa maniera, ciascun livello applica criteri di selezione sempre più stringenti su un flusso di eventi ridotto dai livelli precedenti, ed ha così a disposizione un maggiore tempo operare la selezione.

Il primo livello di trigger di ATLAS é stato progettato per ridurre il rate

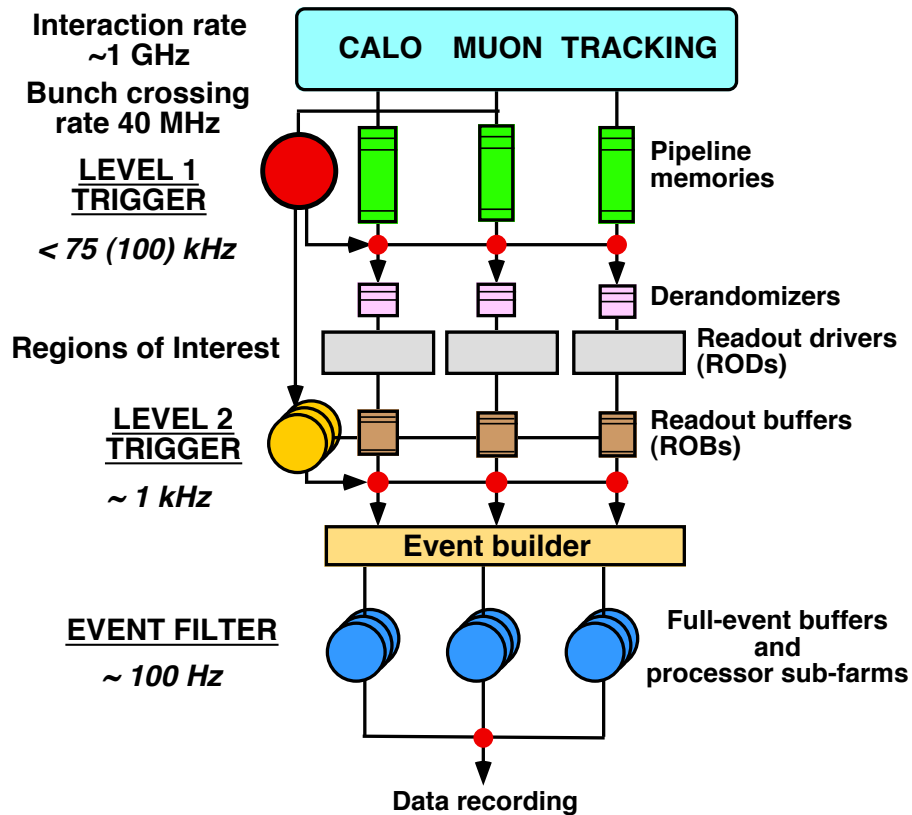


Figura 2.23 Schema dell'organizzazione in livelli del trigger di ATLAS.

iniziale di eventi da 1GHz ad uno in uscita pari a circa 75 kHz. Esso compie una prima selezione basata su informazioni raccolte da un sottoinsieme

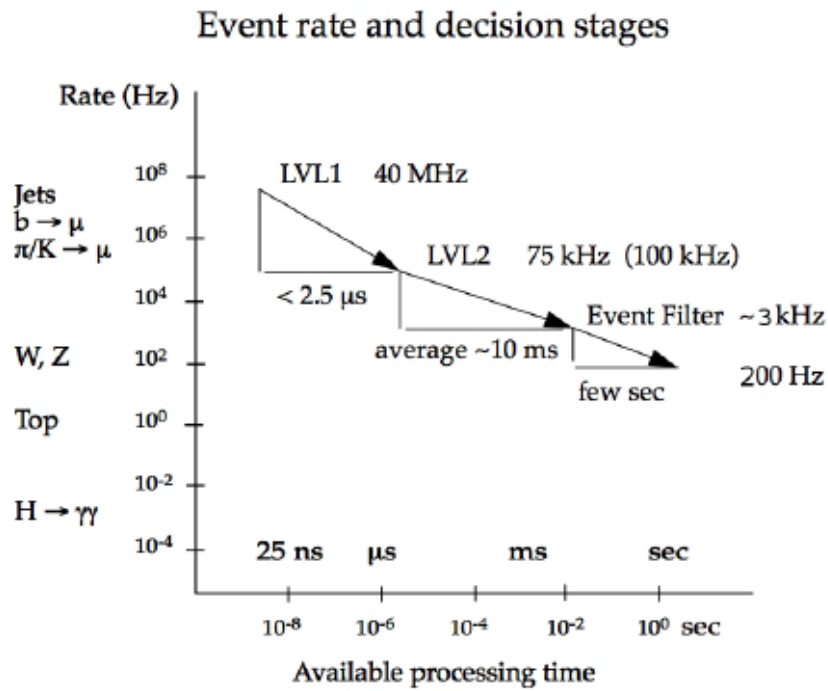


Figura 2.24 Frequenza degli eventi prima e dopo le selezioni applicate dai vari livelli di trigger.

dei rivelatori dell'apparato sperimentale ATLAS: lo spettrometro a muoni e calorimetro. Eventi compatibili con muoni di alto impulso trasverso (p_T) vengono identificati usando esclusivamente RPC e TGC; elettroni e fotoni di alto impulso trasverso, jet adronici, decadimenti adronici di leptoni τ , energie mancanti trasverse¹¹ e grandi depositi di energia trasversa totale vengono ricercati dai trigger calorimetrici, che accedono alla somma dei depositi energetici in blocchi di celle dei calorimetri ECAL e HCAL. Il tempo a disposizione per questa prima selezione é di circa $2.5 \mu s$.

A LVL1 vengono costruite delle regioni di interesse (*Regions of Interest*, RoI), grazie alle informazioni raccolte (p_T, η, ϕ e somme di energia degli oggetti che hanno fatto scattare il trigger). Il secondo livello di trigger ha l'obiettivo di ridurre a circa 1 kHz i 75 kHz in uscita dal primo livello. Rispetto al LVL1, il secondo livello ha accesso all'informazione di un numero maggiore di rivelatori al massimo della granularità, raccolte in regioni di estensione limitata attorno alle RoI. Il LVL2 fa uso di algoritmi di software semplici e rapidi, che compiono una prima ricostruzione della particelle vere e proprie prodotte nell'evento e una misura più precisa dei loro parametri, consentendo criteri di selezione più complessi rispetto ad esempio alle semplici soglie in p_T del primo livello. Il tempo disponibile per accedere alle informazioni dei rivelatori e compiere una decisione é dell'ordine di 10-20 ms.

Il terzo ed ultimo stadio di selezione online degli eventi é l'event filter, che compie la sua decisione basandosi sulle informazioni complete e alla massima granularità ottenute da tutti i rivelatori dell'esperimento. Esso fa uso degli stessi algoritmi usati nell'analisi offline, riadattati opportunamente, per effettuare selezioni più accurate rispetto a quelle dei precedenti livello di trigger; il tempo a disposizione per una decisione é infatti dell'ordine di 1 s.

2.3.1 Trigger Calorimetrico di primo livello

Il trigger calorimetrico di primo livello fa uso di informazioni calorimetriche provenienti da ≈ 7200 *Trigger Towers* (TT) con granularità $0.1 \times 0.1 \text{ in } \delta\eta \times \delta\phi$ formati sommando celle calorimetriche. Ci sono TT separati per il calorimetro EM e il calorimetro adronico. Questi trigger coprono la regione $|\eta| < 2.5$,

¹¹L'energia trasversa si definisce come

$$E_T = E \sin \theta,$$

dove θ é l'angolo azimutale del deposito energetico di energia E .

che é il limite di copertura dell'ID e del calorimetro EM ad alta granularità. L'algoritmo di trigger é basato su una finestra di 4x4 torri (fig. 2.25 sia nel calorimetro EM che in quello adronico e usa sei elementi:

- Quattro cluster elettromagnetici, ognuno é sommato con due TT, in questo modo si misura l' E_T delle cascate elettromagnetiche
- Un *core* adronico, le quattro torri adroniche dietro i cluster elettromagnetici, la somma di questi cluster é usata per l'isolamento nel calorimetro adronico
- Quattro cluster adronici che sono usati per misurare l' E_T degli sciami adronici. Questi cluster sono formati a partire dal *core* adronico e dai 4 cluster EM.
- Un anello d'isolamento elettromagnetico composto da 12 TT che circondano i cluster
- Un anello di isolamento adronico composto da 12 TT dietro l'anello d'isolamento elettromagnetico
- Una RoI formata da un cluster 2x2 di TT usata per identificare le RoI candidate.

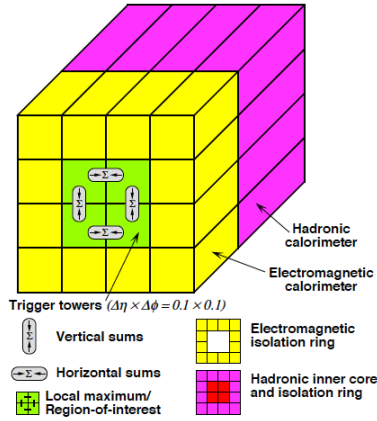


Figura 2.25 Finestra composta da 4x4 TT nel calorimetro, con gli elementi che la compongono.

Un trigger é soddisfatto se il *core* della finestra contiene una coppia di TT con un'energia combinata che passa la soglia di trigger richiesta.

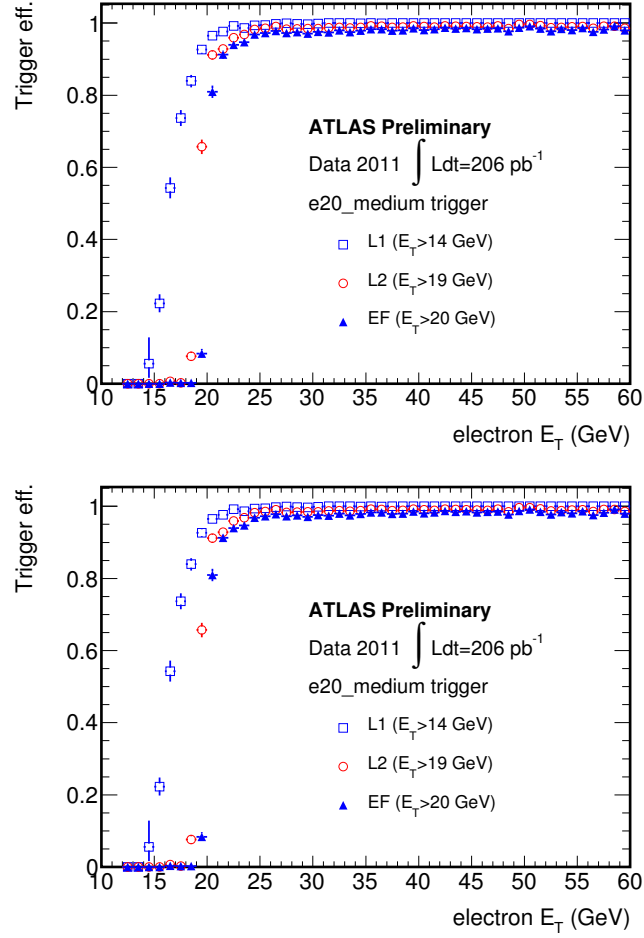


Figura 2.26 L'efficienza di trigger al variare dell' E_T (alto) e di η (basso) dell'elettrone per i diversi livelli di trigger.

Trigger muonico di primo livello

Il trigger muonico di primo livello fa uso dei rivelatori RPC nel barrel e dei TGC negli endcap, suddivisi in tre stazioni numerate progressivamente dall'interno all'esterno del rivelatore (quindi RPC1, RPC2, RPC3 e TGC1, TGC2, TGC3). In figura 2.27 é mostrato il principio di funzionamento del

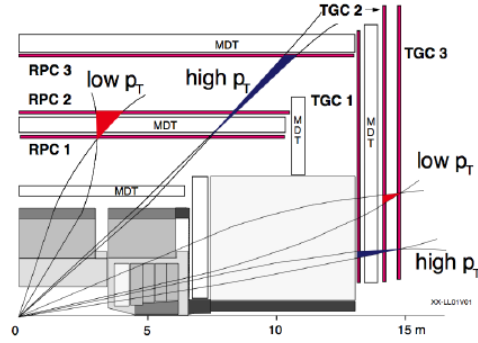


Figura 2.27 Sezione longitudinale della regione di barrel dello spettrometro per muoni: sono rappresentati i tre strati di RPC nel barrel e i tre strati di TGC negli endcap, assieme alle *coincidence window* di basso (rosso) ed alto (blu) impulso trasverso.

LVL1 muonico: nel *barrel*, a partire da ogni hit nello strato RPC2, viene ricercata un'hit di trigger in almeno una delle altre due stazioni, entro una finestra di larghezza finita attorno alla linea che congiunge l'hit di partenza al punto di interazione (*coincidence window*). A *coincidence window* strette corrispondono tracce muoniche meno curvate, e dunque impulsi trasversi maggiori; in questa maniera si possono costruire delle configurazioni di trigger corrispondenti a diverse soglie di impulso trasverso:

- soglie di basso p_T , per cui nel barrel si richiede la coincidenza tra un'hit RPC1 e un'hit RPC2, mentre negli endcap un'hit in ciascuno degli strati TGC: MU0, MU5, MU6, MU8, MU10;
- soglie di alto p_T , per cui anche nel barrel si richiedono tre hit in RPC1, RPC2 ed RPC3: MU11, MU20, MU40,

in cui il numero corrisponde al minimo impulso trasverso richiesto (alla soglia MU0 corrisponde una *coincidence window* completamente aperta). In tutti i casi, il LVL1 fornisce una prima stima della posizione in η , ϕ della RoI che ha fatto scattare il trigger.

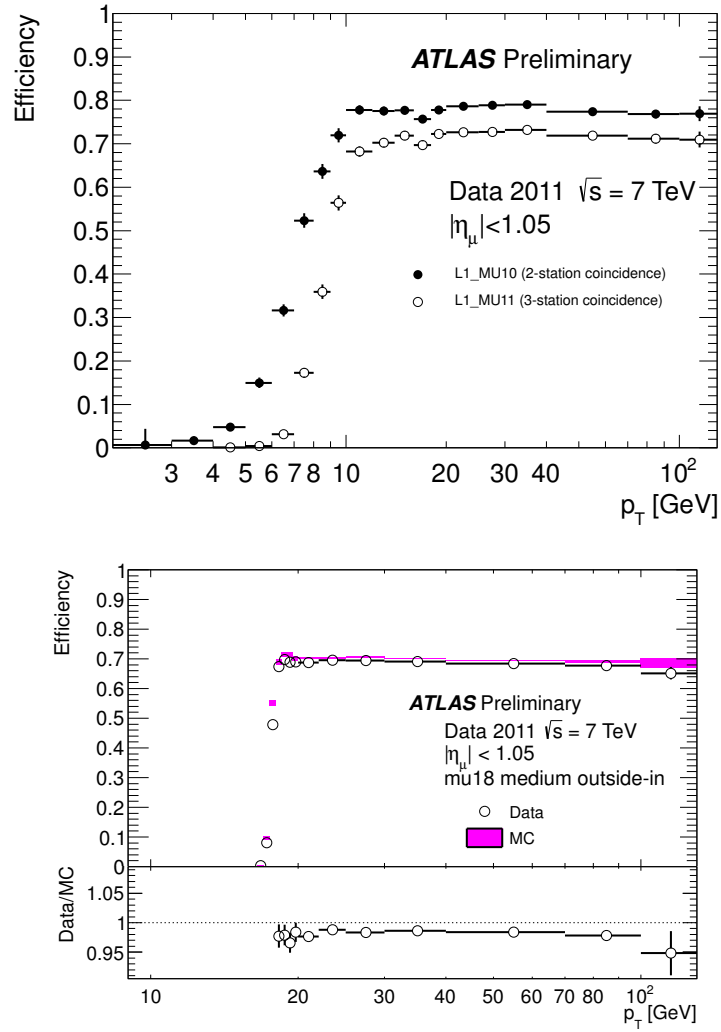


Figura 2.28 L'efficienza di trigger di muoni a LV1 (alto) e a livello EF (basso) al variare del p_T del μ .

2.4 Identificazione e ricostruzione dei leptoni

2.4.1 Gli elettroni

La ricostruzione degli elettroni avviene attraverso diversi algoritmi. L'algoritmo *standard* di tipo "cluster-based", utilizzato per elettroni ad alto p_T e per elettroni "forward". Per ricostruire elettroni all'interno di jet o di basso p_T si utilizza un algoritmo di tipo "track-based".

L'algoritmo *cluster based* è schematizzabile in tre fasi:

- la clusterizzazione, in cui vengono analizzati i depositi energetici nei calorimetri elettromagnetici e ricostruiti i cluster associabili ad un elettrone;
- l'analisi dei profili d'onda, in cui vengono ricavati i parametri del profilo della cascata elettromagnetica rispetto al baricentro;
- infine, il track matching che avviene in due passi: prima vengono confrontati (ϕ, η) all'origine della traccia con le coordinate (ϕ, η) del cluster; successivamente, se c'è un ragionevole accordo ($\Delta\phi < 0.1, \Delta\eta < 0.05$), la traccia viene estrapolata nel calorimetro elettromagnetico per ogni compartimento in profondità e per ognuno di questi ricavato il relativo $(\Delta\phi, \Delta\eta)$. Le tracce che superano la selezione vengono associate ai rispettivi cluster (elettroni) ricostruiti e ordinate in base alla distanza ΔR dal baricentro.

L'algoritmo *track based* è anch'esso schematizzabile in tre fasi:

- una pre-selezione iniziale per ridurre il numero di tracce presenti nell'ID da utilizzare nell'analisi e di oggetti *fake* ricostruiti. Si selezionano esclusivamente le tracce con un $p_T > 2$ GeV che soddisfano alcuni criteri di qualità: numero di hits nel rivelatore a pixel ≥ 2 di cui almeno uno nel *b-layer*, numero di hits di precisione (tra rivelatore a pixel e SCT) ≥ 7 , parametro di impatto della traccia nel piano trasverso $|d_0| \leq 1$ mm ed, infine, numero di hits lungo la traccia nel TRT ≥ 20 ;
- la clusterizzazione, in cui tutte le tracce che superano la pre-selezione vengono estrapolate fino al secondo compartimento del calorimetro elettromagnetico e viene formato attorno ad esse un cluster di dimensioni $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 7$ nel *barrel* e 5×5 negli *end-caps*. Successivamente vengono rimossi i candidati con un deposito di energia localizzato principalmente nel primo compartimento del calorimetro elettromagnetico;

- l'analisi del profilo d'onda, in cui si cerca la cella con il maggiore deposito energetico all'interno di una finestra attorno alla traccia estrapolata in modo da misurare i parametri del profilo d'onda della cascata elettromagnetica.

Per ogni cluster ricostruito vengono calcolate energia e posizione all'interno di una finestra definita. L'energia viene quindi corretta per la risposta del calorimetro elettromagnetico e delle perdite in quello adronico in funzione di (η, ϕ) e per gli effetti geometrici del rivelatore.

I parametri (E, η, ϕ) del quadri-impulso dell'elettrone ricostruito e le relative matrici di errore si ottengono combinando le informazioni dell'*inner detector* e del calorimetro elettromagnetico.

Il metodo di combinazione è basato sull'analisi della deviazione standard σ dei parametri E_{clus} e p_{track} . A seconda del valore assunto, associa all'energia E dell'elettrone E_{clus} ($\sigma > 3$) oppure ad una combinazione di E_{clus} e p_{track} . La pseudorapidità η viene impostata a seconda del numero di hits nel rivelatore al Si. Nel caso in cui ci siano meno di 3 hits viene utilizzata una combinazione di η_{clus} e η_{track} , altrimenti solo η_{track} . L'angolo ϕ , invece, viene sempre definito dalla traccia e nessuna combinazione è prevista per questo.

L'identificazione degli elettroni ad ATLAS è effettuata attraverso dei tagli sulle variabili con potere discriminante fra elettroni veri e *fake*¹², usando le informazioni dei calorimetri e dell'*inner detector* separatamente o in maniera combinata. Questi set di tagli definiscono i menù per gli elettroni: *loose*, *medium*, *tight*.

- **Loose:** questo set di tagli esegue una semplice identificazione dell'elettrone basata su poche informazioni ricavate dai calorimetri. In particolare, si analizzano le perdite nel calorimetro adronico e i parametri (larghezza e profilo laterale) della cascata elettromagnetica nello strato intermedio di quello elettromagnetico. Questo set ha un'eccellente identificazione di elettroni, ma un basso livello di reiezione di fondo;
- **Medium:** con questo set la qualità dell'identificazione viene aumentata aggiungendo le informazioni derivanti dalle strips del primo strato del calorimetro EM e dai parametri della traccia. La reiezione dei $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ viene effettuata individuandone il pattern caratteristico, un

¹²Elettroni *fake* sono jets ricostruiti erroneamente come leptoni ad alto p_T

deposito di energia con due massimi relativi, e grazie ad un'ulteriore analisi dei parametri del profilo della cascata elettromagnetica. Per lo studio della traccia, invece, vengono considerati il numero di hits nel rivelatore a pixel, nei rivelatori al Si in generale (quindi a pixel e SCT) e il parametro d'impatto nel piano trasverso d_0 . Questo set di tagli aumenta la reiezione del fondo di un fattore 3-4 e riduce l'efficienza di identificazione degli elettroni di $\sim 10\%$;

- **Tight:** in questo set, infine, si fa uso di tutto il potenziale attuale di identificazione del rivelatore. Si applicano tagli anche al numero di hits nei rivelatori di vertice (per ridurre gli elettroni da conversione), il numero di hits nel TRT, il rapporto fra il numero di hits ad alta soglia e quelli nel TRT (per ridurre il fondo dominante dovuto agli adroni carichi), le differenze fra le (η, ϕ) del cluster e della traccia estrapolata, il rapporto E/p fra l'energia del cluster E e l'impulso della traccia p .

Queste definizioni corrispondono ad un insieme di condizioni sempre più stringenti su tagli di isolamento applicati all'elettrone ricostruito. Le selezioni più stringenti contengono anche i tagli delle selezioni più *loose*; in questo modo tutti gli elettroni *medium* passano anche i tagli *loose* e gli elettroni *tight* passano la selezione *medium*. Dai primi run ad alta luminosità ($\approx 10^{33} fb^{-1} s^{-1}$) del 2011 sono stati introdotti nuovi menù con 3 punti operativi riottimizzati denominati “++”. In tabella 2.2 vengono mostrati i tagli per i menù e le differenze con i menù ++.

Electron ID	Cuts	Difference with ++ ID
Loose	Detector acceptance ($ \eta < 2.47$) Hadronic leakage veto Shower lateral width and shape (2^{nd} calo layer)	No track quality cuts
Medium	Veto two maxima in shower transverse profile (rejects $\pi_0 \rightarrow \gamma\gamma$) Shower width and shape (1^{st} calo layer) Track quality cuts (N_{hits}^{SCT} , N_{hits}^{pixel} and IP)	No track-cluster match No TRT HT hits
Tight	Track-cluster match ($\Delta\eta < 0.005$; $\Delta\phi < 0.02$) E/p (ratio of cluster energy to track momentum) TRT total hits and high threshold (HT) hits	Looser requirements

Tabella 2.2 Definizioni dei menù degli elettroni.

Le efficienze di ricostruzione per i vari menù degli elettroni vengono valutate studiando processi di riferimento quali $Z \rightarrow ee$ o $J/\Psi \rightarrow ee$ o da studi di E/p usando $W \rightarrow e\nu$. Le discrepanze dati sperimentali e previsioni

MC vengono fattorizzate nell'introduzione di fattori di scala (*scale factor*, SF) definiti come $\epsilon_{data}/\epsilon_{MC}$ e tabulati in funzione η, p_T, ϕ 2.29.

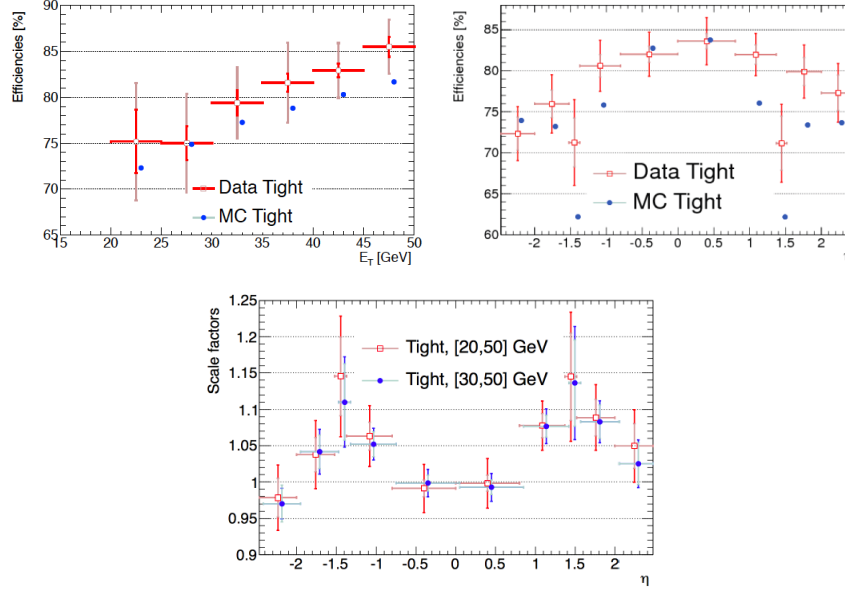


Figura 2.29 In alto le efficienze di ricostruzione per elettroni tight provenienti dal decadimento della Z in funzione di $p_T\eta$. In basso gli SFs in funzione di η .

2.4.2 I muoni

Differenti strategie, corrispondenti a differenti modi di combinare i dati provenienti dall'inner detector (ID) e dallo spettrometro di muoni (MS), sono state sviluppate per ricostruire e identificare i muoni:

- **Muoni “Standalone” (SA):** le tracce del MS vengono riportate all'indietro al vertice d'interazione. Si utilizza una parametrizzazione dell'*Energy Loss* nel calorimetro per ottenere il momento del muone al vertice d'interazione. Vengono usati per estendere l'accettanza fino a $|\eta| = 2.7$;
- **Muoni Combinati (CB):** le tracce dell>ID sono combinate con le tracce dell'intero MS. Esistono due algoritmi che effettuano questa combinazione: STACO e Muid. I muoni CB sono i μ di migliore qualità in ATLAS;

- **Muoni “Segmented Tagged” (ST)**: le tracce dell’ID vengono estrapolate fino al MS e confermate dai segmenti ricostruiti nei diversi settori del MS;
- **Muoni “Calo” (CALO)**: le tracce dell’ID vengono estrapolate fino ai calorimetri e combinate con i depositi energetici. Vengono usati per recuperare efficienza a $\eta \approx 0$, poiché quella zona non é coperta da camere del MS a causa di spazio riservato al passaggio di servizi per l’ID ed i calorimetri;

Le catene di ricostruzione dei muoni *Staco* e *Muid* sono costituite da tre diversi algoritmi per ognuna delle prime tre tipologie descritte, chiamati *Muonboy*, *STACO* e *Mutag* per la catena STACO e *MuGirl*, *Muid* e *Moore* che ricostruiscono rispettivamente muoni *standalone*, *combined* e *segment tagging*.

L’algoritmo *STACO*, in particolare, esegue una combinazione statistica basata sulle matrici di covarianza dei parametri misurati nell’ID e nel MS. Date due tracce misurate in due posizioni distinte definite dai rispettivi vettori di parametri, p_1 e p_2 , e dalle relative matrici di covarianza, C_1 e C_2 , il vettore di parametri della traccia combinato, p , é soluzione dell’equazione

$$(C_1^{-1} + C_2^{-1}) \times p = C_1^{-1} \times p_1 + C_2^{-1} \times p_2 \quad (2.4)$$

con la relativa matrice di covarianza C e il χ^2 dati da

$$C = (C_1^{-1} + C_2^{-1})^{-1} \quad (2.5)$$

$$\chi_{match}^2 = (p_1 - p_2)^T (C_1 + C_2)^{-1} (p_1 - p_2) \quad (2.6)$$

L’algoritmo lavora quindi su due diverse tracce, una proveniente dall’ID e l’altra estrapolata fino all’asse z dal MS, scremate effettuando dei tagli di qualità. Successivamente forma coppie di tracce MS ed ID effettuando ulteriori tagli sul χ^2 , calcolato sull’asse z e alla base del MS, e sulla probabilità che le due tracce abbiano la stessa carica. Le coppie che sopravvivono alle selezioni vengono, infine, ordinate in base al valore del χ_{match}^2 e quella con il valore minore (ovvero la combinazione migliore) associata ad un muone ricostruito. Le tracce ID e MS associate vengono rimosse da quelle in input e l’algoritmo ricomincia fino a che non ci sono più ulteriori combinazioni possibili. L’algoritmo *Muid*, invece, effettua un *refit* parziale: utilizza il vettore della traccia nell’ID e le matrici di covarianza e poi aggiunge le misure effettuate nel MS. I muoni CB sono i candidati di migliore qualità, la loro efficienza di ricostruzione in funzione della pseudorapidità é mostrata in

figura 2.30. Il momento di un muone CB é calcolato come media pesata delle misure separate di p_T effettuate nell'ID e nel MS. Per i muoni vengono effettuati degli studi per valutare le efficienze di ricostruzione in modo da ripesare i MC con degli SFs per riprodurre i dati sperimentali. L'efficienza di ricostruzione dei muoni viene misurata dai dati sperimentali usando il metodo di "tag and probe" su decadimenti dimuonici del bosone Z (fig. 2.30).

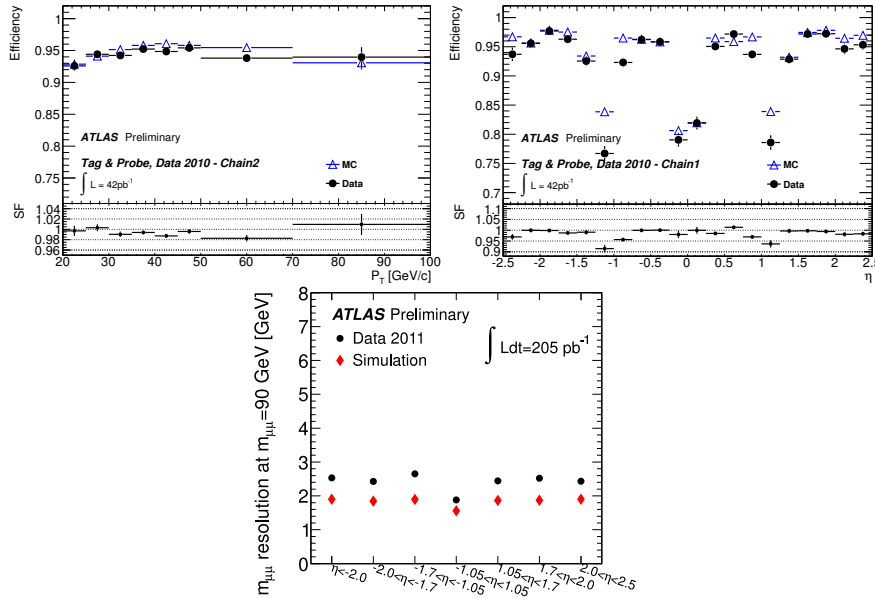


Figura 2.30 In alto le efficienze di ricostruzione per muoni provenienti dal decadimento della Z in funzione di p_T e η . In basso la risoluzione in p_T al variare di η per muoni STACO.

2.5 Identificazione e ricostruzione dei jets

I partoni, a causa del confinamento del colore, non emergono come singole particelle ma, attraverso un processo di frammentazione e adronizzazione, sotto forma di jets. I jets non hanno un'esistenza indipendente dall'algoritmo di ricostruzione in quanto gli algoritmi di ricostruzione non trovano jets preesistenti ma li definiscono. In ATLAS viene utilizzato un algoritmo di ricostruzione basato sulle informazioni provenienti dalle celle calorimetriche combinate attraverso il "topological clustering", ovvero le celle vengono raggruppate in cluster basati sulle relazioni con le celle nell'intorno e la signi-

ficanza dei loro contenuti energetici. Ci sono tre diverse modalità di scelta dell'intorno di celle che l'algoritmo utilizza per la costruzione dei *cluster*: *all2D*, in cui nello stesso strato e nello stesso calorimetro vengono considerate le 8 celle attorno in (η, ϕ) a quella considerata, *all3D*, in cui nello stesso calorimetro si aggiungono a quelle precedenti le celle che si sovrappongono (anche solo parzialmente) a quella analizzata e localizzate negli strati antecedente e retrostante, ed infine il *super3D*, in cui vengono considerati tutti i calorimetri e, pertanto, tutte le celle che si sovrappongono a quella analizzata. Quest'ultima rappresenta l'opzione di default.

Le celle da includere nel *cluster* vengono scelte in base a tre diverse soglie, dipendenti dal rumore dei calorimetri σ_{noise} : i *seeds* dei clusters sono costituiti dalle celle con una significanza dell'energia, $|E|/\sigma_{noise}$, superiore a 4, successivamente vengono incluse le celle vicine con un valore di $|E|/\sigma_{noise}$ maggiore di 2 ed infine il cluster viene costruito con tutte le celle con $|E|/\sigma_{noise}$ maggiore di 0. I valori citati sono di default, ma è possibile variarli in base alle caratteristiche dell'analisi.

Infine è possibile utilizzare 2 diverse definizioni del rumore dei calorimetri σ_{noise} a seconda che si usi solo il rumore dell'elettronica, *elecNoise*, oppure che si consideri anche il rumore dovuto al *pile-up* dei segnali, *totalNoise*. Quest'ultimo è quello usato di default.

2.5.1 L'algoritmo anti- k_T

L'algoritmo *anti* - k_T [37] è l'algoritmo di ricostruzione più utilizzato da quando è stato proposto poiché, oltre ad essere stabile per correzioni infrarosse e collineari (*IRsafe*)¹³, il profilo del jet ricostruito non è influenzato dalla radiazione *soft* (*soft-resilient*) ed è riconducibile ad un cono senza richiederlo a priori come accade in altri algoritmi.

Si definiscono le distanze d_{ij} fra gli oggetti (particelle, pseudojets) i e j e d_{iB} fra l'oggetto i ed il fascio (B). La clusterizzazione inclusiva procede identificando la distanza minore, se questa è d_{ij} si combinano gli oggetti i e j altrimenti se è d_{iB} i è un jet e si rimuove dalla lista. Le distanze vengono quindi ricalcolate e la procedura reiterata fino a quando la lista degli oggetti non viene esaurita.

Tale procedura è caratteristica degli algoritmi di clusterizzazione che si

¹³Se il jet è stabile per l'aggiunta o la rimozione di una particella *soft* si parla di *IR safety*. Se lo *splitting* di una particella ad alto p_T non influenza la ricostruzione del jet l'algoritmo è *Collinear safe*.

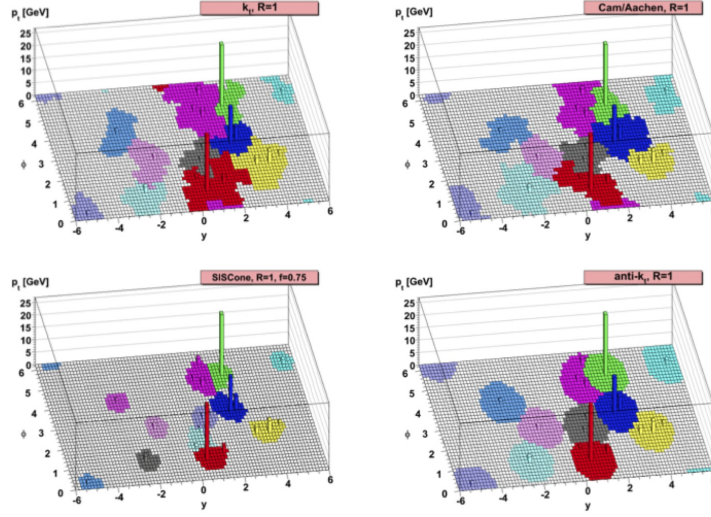


Figura 2.31 Esempio dei jet ricostruiti con quattro diversi algoritmi. In basso a destra l'algoritmo *anti-k_T*

distinguono in base alla definizione delle distanze in generale date da

$$d_{ij} = \min(k_{Ti}^{2p}, k_{Tj}^{2p}) \frac{\Delta_{ij}^2}{R^2} \quad (2.7)$$

$$d_{iB} = k_{Ti}^{2p} \quad (2.8)$$

con $\Delta_{ij}^2 = (y_i - y_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2$ e k_{Ti}, y_i e ϕ_i rispettivamente momento trasverso, rapidità e angolo azimutale dell'oggetto i . Il valore della potenza p è caratteristica dell'algoritmo: $p = 1$ per l'algoritmo k_T , $p = 0$ per quello di Cambridge-Aachen e $p = -1$ per l' $\text{anti-}k_T$.

Prendendo in esame la distanza $d_{ij} = \min(1/k_{Ti}^2, 1/k_{Tj}^2) \Delta_{ij}^2 / R^2$ si può vedere come questa sia dominata dalla particella più dura (con k_T maggiore) in modo tale che le particelle meno energetiche tendano a clusterizzare con questa anziché fra loro. In questo modo si ricostruisce attorno alla particella ad alto k_T un jet con un profilo conico, includendo tutte le particelle soffici presenti entro una distanza R . Se, invece, nell'intorno è presente un'altro oggetto molto energetico la regione di sovrapposizione fra i due coni viene associata alla particella più dura.

Pertanto, in ogni caso, le particelle a basso k_T non modificano il profilo del jet che rimane comunque conico e dipende solo dalle particelle più energetiche: i bordi del jet risultano indipendenti dalla radiazione soffice (*sof-resilient*)

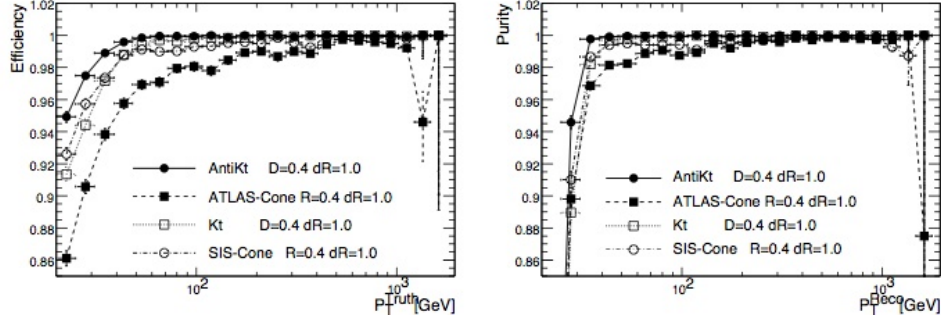


Figura 2.32 Efficienza (sinistra) e purezza (destra) di ricostruzione per jet isolati in eventi *dijet* di QCD.

ma flessibili rispetto a quella dura.

2.5.2 Efficienze di ricostruzione dei jets.

L'efficienza e la purezza degli algoritmi di ricostruzione possono essere stimate confrontando il numero di jets ricostruiti e rispetto a quelli 'veri' generati nella simulazione Monte-Carlo. In particolare:

- l' efficienza è definita come il rapporto fra il numero di jet 'veri' che vengono ricostruiti N_{reco} e quelli 'veri' totali $N_{tot,true}$, ovvero

$$\epsilon = \frac{N_{reco}}{N_{tot,true}} \quad (2.9)$$

- la purezza è definita come il rapporto fra il numero di jet ricostruiti che sono 'veri' N_{true} e quelli ricostruiti in totale $N_{tot,reco}$, ovvero

$$p = \frac{N_{true}}{N_{tot,reco}} \quad (2.10)$$

In figura 2.32 sono mostrati i valori di efficienza e purezza per quattro diversi algoritmi di ricostruzione (anti- k_T , ATLAS-Cone, k_T , SIS-Cone) calcolati utilizzando dei samples *dijet* Monte-Carlo. Per valori di $p_T < 100$ GeV si osservano delle significative discrepanze fra i quattro algoritmi, fra i quali l'anti- k_T risulta possedere le migliori performance.

2.5.3 *B-Tagging*

É possibile distinguere jet provenienti da b quark attraverso delle particolari caratteristiche che li contraddistinguono:

- Vita media lunga dell'adrone con b (decade per interazione debole) prodotto nell'adronizzazione ($\tau \approx 1.6ps$) con conseguente presenza di un vertice secondario distinguibile dal primario (per p_T di 20 GeV sono separati in media di circa $L=1.8mm$);
- Alta molteplicità di tracce cariche;
- Alto p_T dei prodotti di decadimento;

Esistono vari metodi per l'identificazione dei b-jets. Quello utilizzato in questa analisi si basa sulla misura del parametro d'impatto (IP), mostrato in figura 2.33, e sulla ricostruzione di vertici secondari. Il parametro d'im-

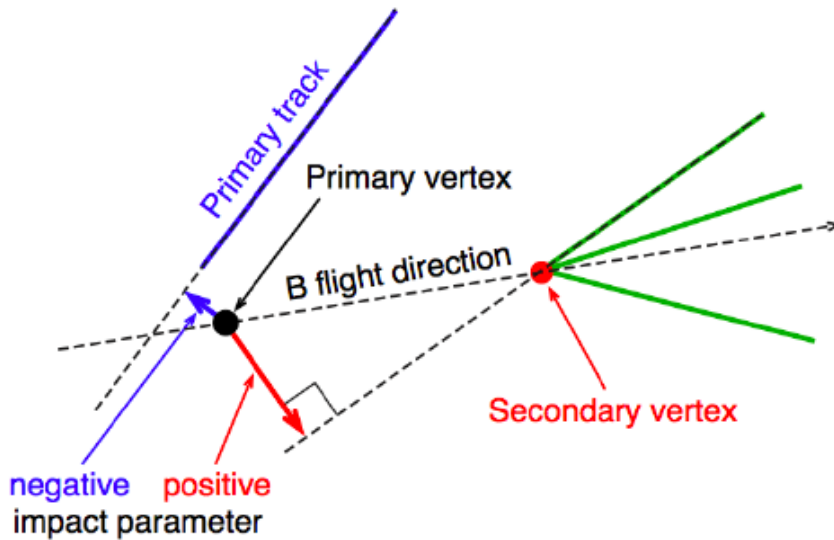


Figura 2.33 Definizione del parametro d'impatto

patto fornisce una misura della distanza della traccia dal vertice primario. Conoscere la posizione del vertice primario nelle collisioni protone-protone é fondamentale per il *b-tagging* poiché definisce il punto rispetto al quale misurare il parametro d'impatto. Un'altra questione importante per il *b-tagging* é la scelta del vertice primario, che é meno triviale in presenza di eventi di *pile-up*. L'algoritmo di b-tagging attualmente utilizzato in ATLAS

é denominato MV1 (*Multi Variate Tagger*) [38], é una rete neurale che prende in input i pesi degli algoritmi:

- IP3D[38], basato sulla distribuzione della significanza del parametro d'impatto calcolata nel piano trasverso e nella proiezione longitudinale
- SV1[38], basato sulla ricostruzione dei vertici secondari
- JetFitterCOMBNN[38], che esegue un fit sulla direzione di volo degli adroni con b e combina questa informazione con i due tagger precedenti attraverso una rete neurale

I jets con un peso, $w_{MV1} > 0.601713$ sono selezionati come b-jets[38]. Questo taglio corrisponde ad una efficienza di tagging del 70% con una reiezione di jet da light quark di circa 130 (fig. 2.34).

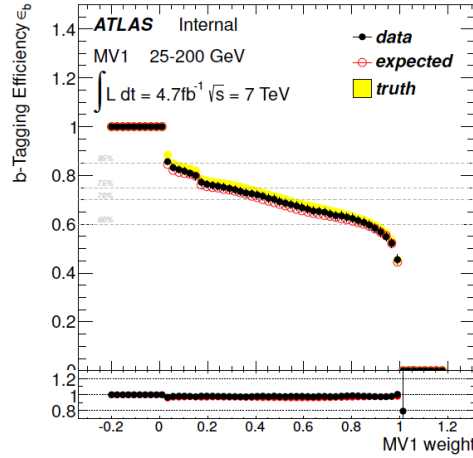


Figura 2.34 Efficienza del tagger MV1

2.6 La missing energy $\cancel{E}_T$

L'impulso trasverso p_T nel piano (x,y) delle particelle nello stato iniziale è nullo e, per le leggi di conservazione, tale deve rimanere anche nello stato finale. Pertanto, la somma vettoriale di tutti gli impulsi trasversi prodotti nell'interazione deve essere uguale a zero, $\vec{p}_T = 0$.

In presenza di neutrini nello stato finale la somma dei p_T nell'evento é diversa da zero poiché essi, a causa della loro piccolissima sezione d'urto, sfuggono

al rivelatore generando uno sbilanciamento in energia nel piano trasverso. Grazie alle leggi di conservazione, l'energia mancante nell'evento (*missing energy*, $\cancel{E}_T$) é pertanto una buona misura dell'energia delle particelle non rivelate, pari in modulo ed opposta in verso alla somma vettoriale dei $\vec{p}_T$ ricostruiti nell'evento.

La *missing energy*, tuttavia, é originata anche dalla non ermeticit  del rivelatore, che non permette la rivelazione di tutte le particelle prodotte, o da errori nelle misure. Si parla, in questo caso, di *missing energy* strumentale.

2.7 Il *computing* in ATLAS

Come visto nel paragrafo 2.3, all'uscita dal *trigger* di ATLAS, organizzato in tre livelli, il rate di eventi selezionati ed inviati alla acquisizione dati é di ≈ 200 Hz. I quattro esperimenti a LHC hanno prodotto 13PB di dati nel 2010. Questi numeri hanno reso necessario lo sviluppo di sistemi *software* e di *computing* in grado di manipolare in maniera sicura ed efficiente i diversi formati di dati su cui si svolgono le analisi di fisica.

Il *software offline* di ATLAS si occupa dei dati relativi agli eventi nel percorso che va dall'*output* del processo di acquisizione dati, i cosiddetti " *raw data*", alla analisi. Durante tale percorso i dati vengono immagazzinati in diversi formati; di seguito descriveremo brevemente il flusso di dati.

I *Raw Data*, in uscita all'EF passano alla digitizzazione e successivamente

Oggetto	Ordine di grandezza	Valore
Dati Raw	MB	1.6
ESD	MB	0.5
AOD	KB	100
TAG	KB	1
Dati Simulati	MB	2.0
ESD Simulati	MB	0.5
Tempo di ricostruzione (1 evento)	KSI2k-s	15
Tempo di simulazione (1 evento)	KSI2k-s	400
Tempo di analisi (1 evento)	KSI2k-s	0.5
Frequenza di eventi in uscita all'EF	Hz	200

Tabella 2.3 Dimensioni dei vari formati degli eventi in ATLAS con i relativi parametri operazionali.

alla ricostruzione; ciascun *file* di tal tipo contiene le informazioni relative ad un singolo *run*, ovvero ad un periodo di tempo prolungato durante il quale

le impostazioni di selezione del *trigger* non vengono cambiate; inoltre, gli eventi in ciascun *file* non sono ordinati temporalmente.

In uscita al processo di ricostruzione vi sono gli *Event Summary Data* (ESD), oggetti *C++* immagazzinati in formato POOL ¹⁴ROOT¹⁵ che contengono sufficienti informazioni per consentire l'identificazione delle particelle, la ricostruzione delle tracce, la calibrazione dei jet, etc.

L'analisi viene poi svolta a partire dagli AOD (*Analysis Object Data*), *file* di dimensioni ridotte rispetto agli ESD contenenti le informazioni fisiche di interesse per l'analisi ma non per la ricostruzione; come gli ESD, gli AOD sono oggetti *C++* immagazzinati in formato POOL ROOT.

Le caratteristiche generali di un evento possono essere riassunte nell'*Event*

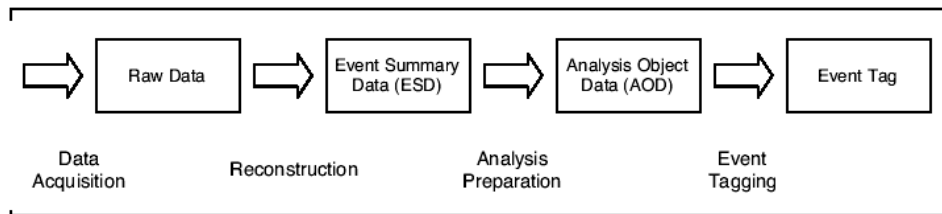


Figura 2.35 Flusso di dati in ATLAS.

TAG, un *file* di circa 1kB per evento che permette un rapido accesso al sottoinsieme di eventi di interesse.

Per tale motivo ATLAS adotta un modello computazionale distribuito su scala geografica in tutti i paesi membri della Collaborazione e che si basa sulla *Grid* (cfr. par. 2.7.2).

L'infrastruttura GRID é di fatto utilizzata anche per la parte inerente alla produzione di campioni simulati MC (generazione eventi ai collisori p-p, simulazione della risposta dell'apparato sperimentale ATLAS, e ricostruzione

2.7.1 Il *software* di ATLAS: il *framework* ATHENA

L'esigenza di avere un modello di calcolo relativamente facile da usare e modulare ha portato la Collaborazione ATLAS ad adottare una metodologia *objected-oriented*, basata soprattutto sulla programmazione in *C++*.

¹⁴POOL é l'acronimo di *Pool Of persistent Object for LHC*, e costituisce un *framework* di immagazzinamento dati accessibile ai membri della Collaborazione ATLAS attraverso la *Grid*.

¹⁵Il pacchetto *Root* é un insieme di librerie fornite dal CERN per l'analisi dati che ingloba una serie di strumenti per l'analisi dei dati di fisica delle alte energie.

Il *framework* comune di analisi, ATHENA [31], permette di supportare un modello i cui componenti sono basati su diversi *file* di configurazione, il che permette un alto livello di astrazione; tramite tale *framework* si accede ad una serie di programmi per la simulazione, la ricostruzione e la visualizzazione degli eventi, nonché ad efficaci *tools* per l'analisi.

ATHENA si basa sul *framework* Gaudi [32], originariamente sviluppato dall'esperimento LHCb e ora utilizzato in un progetto comune.

Le potenzialità di tale *framework* sono molteplici, quali:

- una netta separazione tra dati e algoritmi, il che permette di cambiare agevolmente, durante il *run time*, il tipo di algoritmo specifico per una voluta trasformazione dei dati, aumentando così la flessibilità del *framework*;
- tempi di vita differenti per i diversi tipi di dati¹⁶;
- l'uso di algoritmi diversi per il trattamento e l'immagazzinamento dei dati.

L'architettura di ATHENA si basa su un insieme di componenti, ovvero di blocchi di *software*, che interagiscono e hanno diversi compiti; l'intelligenza operativa che li coordina e ne gestisce le attività è detta *Application Manager*.

Una delle maggiori potenzialità di tale architettura è data dal fatto che l'utente può stabilire i componenti che vuole utilizzare e come vuole che interagiscano, nonché implementarli rispetto alle proprie esigenze.

In figura 2.36 sono mostrati i componenti principali dell'architettura.

I dati in *input* vengono processati attraverso degli algoritmi, organizzati secondo una struttura gerarchica; tale struttura prevede:

- gli Algoritmi, applicazioni definite dagli utenti che condividono un'interfaccia comune e che sono chiamati una volta per evento;
- i *Sequencer*, o sub-algoritmi che, a loro volta, impartiscono ordini dando vita ad una struttura ad albero;
- i *Tool*, oggetti algoritmici ridotti e flessibili utilizzati dagli algoritmi per determinati *task* specifici.

¹⁶ Ad esempio, i dati relativi alla calibrazione dell'apparato devono avere una vita media più lunga di quella relativa ad un singolo evento

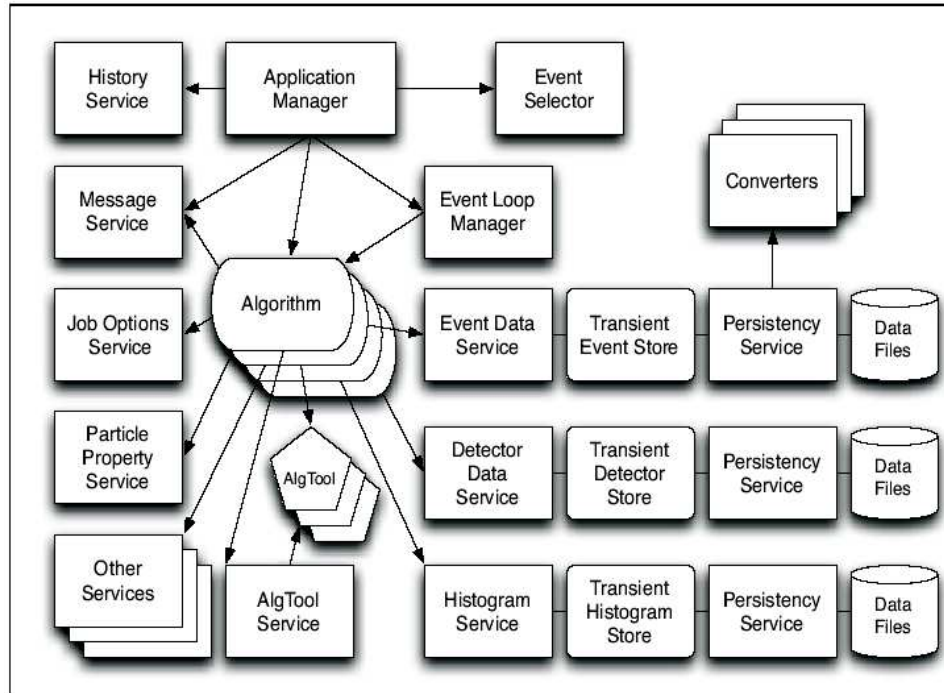


Figura 2.36 Maggiori componenti del *framework* ATHENA

I *service* sono strumenti che provvedono alle richieste degli algoritmi; di questi, i principali servono alla configurazione dei *job* (*JobOptionSvc*), ai messaggi di *output* dei *job* (*MessageSvc*), al monitoraggio delle *performance*, come il consumo di memoria (*MemStatSvc*) o l'utilizzo del tempo macchina (*ChronoStatSvc*), nonché alla registrazione dell'*iter* di processamento dei dati (*HistorySvc*), alla generazione di numeri casuali e all'immagazzinamento dei dati in istogrammi ed ennumple.

I diversi tipi di dati sono immagazzinati, a seconda delle loro caratteristiche, nel *Transient Data Store* (TDS). Per accedere ai dati (*retrieve*) o immagazzinarli gli algoritmi utilizzano lo *Store Gate Service* (*StoreGateSvc*).

Ogni *job* segue un determinato *iter*: ATHENA parte creando un'istanza all'*Application Manager*, che, a sua volta, inizializza un insieme di *service* essenziali tra cui l'*Event Loop Manager*, a cui passa il controllo.

Compiti di quest'ultimo sono quelli di

1. inizializzare tutti gli algoritmi principali, detti *top algorithm*, definiti

tramite il *Job Option Service*;

2. eseguirli in un *loop* di eventi;
3. chiudere le applicazioni.

A loro volta, come detto in precedenza, gli algoritmi possono utilizzare dei sub-algoritmi, e così via. Un altro componente fondamentale di ATHENA è il cosiddetto *Converter*. I *Converter* si occupano di convertire i dati in diversi dati equivalenti, utili in diversi contesti. Ad esempio, alcuni *Converter* servono per la conversione dei dati da formato *Byte-Stream*, utilizzato nel contesto del *trigger*, a formato RDO (*Raw Data Object*), utilizzato nel contesto della simulazione, a formato RIO (*Reconstruction Input Object*), utilizzato nel contesto di ricostruzione. Ogni *Converter* è in grado di convertire tra due formati di dati bilateralmente. Per la configurazione dei componenti e degli algoritmi, nonché per permettere all'utente di modificare la configurazione, ATHENA usufruisce di tecniche di *scripting* in Python, un linguaggio di programmazione *open-source* e dinamico che permette di interfacciare la maggior parte dei *service* svolti in ATHENA.

In particolare, lo *scripting* permette di configurare le *Job-Options*, ovvero l'insieme delle impostazioni da eseguire durante il *run* di un *job* che effettui tanto la generazione degli eventi quanto la simulazione o la ricostruzione.

La maggiore potenzialità del *framework* ATHENA è data dal fatto che all'interno di esso si trovano tutte le infrastrutture necessarie al trattamento dei dati relativi agli eventi nel processo che parte dal *read-out* del rivelatore o, nel caso di simulazione, dall'*output* del generatore, fino alla visualizzazione dei dati per l'analisi a seguito della ricostruzione.

L'insieme del codice pubblico che costituisce il *software* di ATHENA viene immagazzinato nella *SubVersion* (SVN)[39] *repository* a cui l'utente può accedere *online*.

Il codice è diviso in *package* contenenti *file* con determinate caratteristiche; i *package* sono organizzati secondo una struttura gerarchica, le varie versioni del *software* sono dette "*ATLAS release*".

2.7.2 L'ATLAS Virtual Organization e la Grid

Il modello di calcolo in ATLAS è stato realizzato in modo da fornire a tutti i membri della Collaborazione un accesso veloce ai dati raccolti durante il periodo di acquisizione.

Infatti, l'enorme mole di dati prodotta necessita di un sistema che permetta la riduzione del flusso di dati, la selezione dei dati e l'accesso ad essi per

l'analisi.

A tale scopo é utilizzata la “*LHC-Grid*”, una infrastruttura di risorse computazionali su scala geografica (cfr. fig. 2.38) che usa internet per lo scambio di informazioni e che può essere considerata l'equivalente computazionale del *World Wide Web* (WWW).

Dal 2002 il CERN ha deciso che LCG (*LHC Computing Grid*) fornirà le infrastrutture e la tecnologia *Grid* per il *computing* di LHC.

L'utente che ha bisogno di ingenti potenze di calcolo può, una volta ottenuta un'opportuna certificazione, accedere ai servizi della *Grid* tramite la rete; sarà il sistema stesso a cercare i siti che possono fornire la potenza di calcolo richiesta.

L'architettura del sistema prevede che gli utenti siano organizzati in *Virtual Organizations* (VO), che forniscono infrastrutture di *computing* (in cui sono presenti risorse strettamente computazionali e di immagazzinamento dati) e per le quali stabiliscono i termini di accesso.

Un sistema del genere permette così a persone che lavorano allo stesso progetto, dislocate in vari paesi del mondo, di avere accesso alle strumentazioni e alle risorse computazionali di cui avrebbero bisogno, senza conoscere i dettagli dell'architettura sottostante.

In particolare, l'*Atlas Virtual Organization* é una struttura gerarchica orga-



Figura 2.37 Siti di Grid nel mondo.

nizzata in vari livelli detti *Tier* [34] che permette una forte decentralizzazione ed una condivisione delle risorse computazionali:

- Il *Tier-0* al CERN La *Tier-0 facility* é responsabile dell'archivia-

zione dei dati primari (*Raw*) selezionati dagli algoritmi di *Trigger*. Essa fornisce una rapida ricostruzione della calibrazione e del primo flusso di eventi ed ha il compito di distribuirli ai *Tier-1*.

- **I *Tier-1*** 10 *Tier-1 facilities* distribuite nei paesi della Collaborazione (in Italia é al CNAF) hanno il compito di immagazzinare e garantire un accesso a lungo termine dei *Raw Data* e dei dati derivati: ESD, AOD, TAG.
- **I *Tier-2*** Le *Tier-2 facilities* hanno diversi compiti da svolgere, tra i quali il calcolo delle costanti di calibrazione di alcuni detector, la simulazione e l'analisi. Tipicamente, in questo tipo di *facilities* sono trasferiti una parte degli AOD e l'intero campione di TAG; inoltre, esse provvedono a tutta la capacità di simulazione dell'evento.
- **La *CERN Analysis Facility*** Tale *facility* ha come scopo principale l'analisi dei dati.
- **Le risorse: i *Tier-3*** Le *Tier-3 facilities* forniscono un supporto all'analisi dati *user-based*.

Le potenzialità della *Grid* sono correlate alla sua notevole complessità. Interagire da utente con l' "infrastruttura" (sottomettere un *job*¹⁷ o accedere a risorse di *storage*) può risultare un compito assolutamente non banale e a tale scopo sono state sviluppate delle applicazioni con il ruolo di interfaccia tra la complessa struttura della "griglia" e l'utilizzatore finale. Nell'*ATLAS Virtual Organization* esistono due applicazioni, *pAthena*[35] e *GANGA*[36], in grado di permettere agli utenti di sottomettere *jobs* in uno qualsiasi dei siti della *Grid*, di ottenere dati dai sistemi di archiviazione e di monitorare tutte queste operazioni.

pAthena e PanDa *PanDa* é stato concepito come un sistema in grado di gestire la sottomissione di un gran numero di *jobs*, di assicurare un'efficiente ricerca di risorse computazionali e di minimizzare il tempo di latenza e quello di esecuzione ma supportando, allo stesso tempo, le analisi del singolo utente.

Le maggiori richieste che hanno guidato lo sviluppo di *PanDa* sono l'intermediazione, l'utilizzazione efficiente delle risorse, un numero minimo di operazioni da eseguire da parte dell'utente e una stretta integrazione fra la

¹⁷Un programma o una serie di programmi.

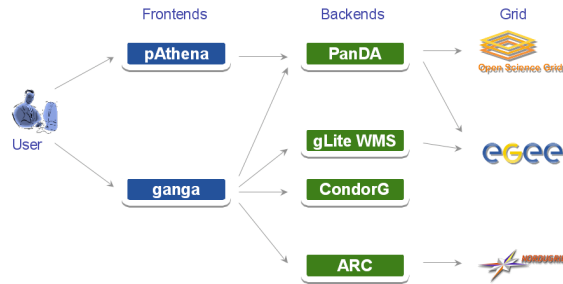


Figura 2.38 Architettura dell’analisi distribuita di ATLAS: differenti risorse della *Grid* possono essere raggiunte attraverso differenti sistemi di produzione.

gestione dei dati e del flusso di lavoro. Il risultato é un sistema modulare che produce uno sfruttamento delle risorse computazionali a partire da un “*pilot*”¹⁸: in particolare, lo *Scheduler* di *PanDa* manda i *pilots* alle macchine di un sito (*Worker Nodes*, nel vocabolario della *Grid*); successivamente i *pilots* interrogano il server di *PanDa* (che ha raccolto tutti i *jobs* di analisi) per ricevere i *jobs* e mandarli in esecuzione sui *Worker Nodes* individuati nella fase precedente.

Il server di *PanDa* é il principale componente del sistema e si occupa di gestire centralmente tutte code e le informazioni dei *jobs*.

L’applicazione *pAthena* permette di sottomettere al sistema *PanDa* dei *jobs* di ATLAS definiti da un utente. Essa fornisce una semplice e potente interfaccia a riga di comando che eredita parte della sintassi del *software* di ATLAS, *Athena* (cfr. par. 2.7.1), e fondamentalmente aggiunge a questa alcune informazioni necessarie a preparare il *job* per l’ambiente di esecuzione della *Grid*.

pAthena definisce automaticamente i *jobs* di ATLAS a partire da informazioni iniziali molto semplici: il nome del file di input da analizzare, il file contenente la *jobOptions* (lo script usato per gestire l’esecuzione di *Athena*), e il nome del file di output. Una volta che i *jobs* sono stati creati da *pAthena*, essi vengono mandati al *PanDa* server, posti in una coda, nella quale permarranno fino al momento dell’esecuzione nei *Worker Nodes*.

I *jobs* sottomessi con questa applicazione possono essere monitorati sia usan-

¹⁸Si tratta di un *job* “pilota” che si occupa di impostare al meglio le risorse del particolare sito individuato dal sistema *PanDa*, in modo da renderle ottimali per i *jobs* di analisi che si stanno sottomettendo.

do una interfaccia a riga di comando, *pbook* (istallata insieme con *pAthena*), oppure via web attraverso il sistema di “monitoring” di *PanDa*¹⁹.

¹⁹La pagina web di *PanDa* da cui ogni utente può effettuare il monitoraggio dei propri lavori di analisi é <http://panda.cern.ch:25980/server/pandamon/query>.

Capitolo 3

Il canale $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow l^+l^-q\bar{q}$

La ricerca del bosone di Higgs é uno degli obiettivi principali del programma scientifico dell'esperimento ATLAS [40]. In questo lavoro di tesi verrà discussa l'analisi relativa al decadimento dell'Higgs nel canale $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow l^+l^-q\bar{q}$ dove l^+l^- sono i leptoni provenienti dal decadimento di una Z che possono essere sia elettroni che muoni, $q\bar{q}$ i quark dal decadimento della seconda Z .

Lo studio di questo canale di decadimento é usualmente diviso in due regioni di massa del bosone di Higgs:

- $m_H > 200GeV$ (denominata “alta massa” o **HM**)
- $m_H < 200GeV$ (denominata “bassa massa” o **LM**)

La segnatura sperimentale di tale processo é costituita, pertanto, da due leptoni di carica opposta prodotti dal decadimento di una Z e da due jets dovuti al decadimento adronico della seconda Z (vedi figura 3.1).

Nella regione di alta massa il bosone di Higgs può decadere in due bosoni Z reali pertanto la richiesta che per entrambe le Z sia possibile ricostruire la massa invariante consente di ridurre sensibilmente il contributo di alcuni processi di fondo. Nella regione di bassa massa uno dei due bosoni Z é virtuale. Questo aspetto introduce alcune difficoltà sperimentali e differenze rispetto all'analisi ad alta massa.

Nello stato finale leptoni e jets sono prodotti principalmente nella zona centrale di pseudorapidità, come ci si aspetta per un decadimento di uno stato ad alta massa, e con grande momento trasverso (vedi figura 3.2).

Nella regione di alta massa ($m_H > 300GeV$), i bosoni Z sono prodotti con p_T sensibilmente > 0 nel sistema di riferimento del laboratorio e con-

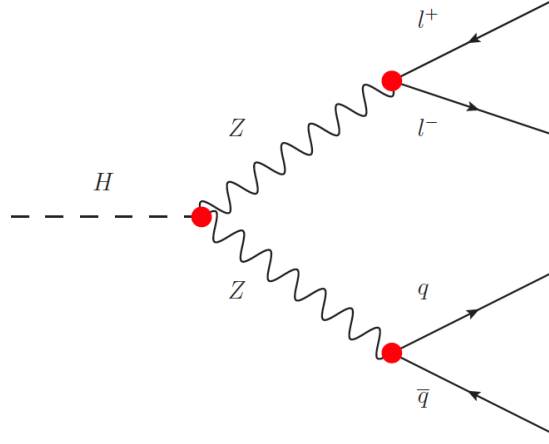


Figura 3.1 Diagramma di Feynman relativo al decadimento $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow l^+l^-q\bar{q}$

seguentemente i prodotti di decadimento sono caratterizzati da un minore angolo di apertura (vedi figura 3.3).

Il segnale $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow l^+l^-q\bar{q}$ é stato generato utilizzando il generatore Monte Carlo POWHEG [41] per valori di m_H nell'intervallo [110-600] GeV. Tale generatore calcola separatamente i meccanismi di produzione del bosone di Higgs, *gluon fusion* e VBF, al next-to-leading order (NLO) (par. 1.6). Gli eventi di segnale generati vengono adronizzati con PYTHIA [42]. Il campione di segnale POWHEG *gluon fusion* é stato ripesato per tenere conto delle correzioni di QCD sulle distribuzioni in p_T del bosone di Higgs [43].

La sezione d'urto di produzione moltiplicata per il *branching ratio*, $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow l^+l^-q\bar{q}$, dipende fortemente dalla massa dell'Higgs. I valori per i campioni simulati sono riportati in tabella 3.1 per $m_H = 130\text{GeV}$ si ha $\sigma \approx 85\text{fb}$, per $m_H = 200\text{GeV}$ si ha $\sigma \approx 210\text{fb}$ mentre per $m_H = 600\text{GeV}$ si ha $\sigma \approx 15\text{fb}$ [44]

3.1 Processi di fondo per il segnale $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow l^+l^-q\bar{q}$

I processi di fondo al segnale considerato possono essere divisi in due diverse categorie:

3.1. PROCESSI DI FONDO PER IL SEGNALE $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow L^+ L^- Q \bar{Q}$ 91

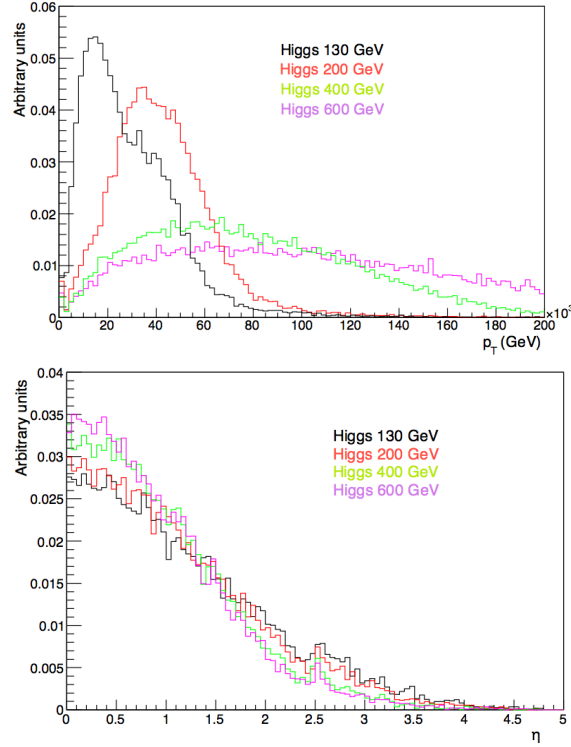


Figura 3.2 Distribuzione di p_T (alto) e quella di η (basso) dei leptoni provenienti dal decadimento $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow l^+ l^- q \bar{q}$ per differenti valori della massa m_H

- fondo dovuto a processi di Modello Standard che presentano stati finali con topologie sperimentali simili a quelle del segnale
- processi di fondo provenienti da errori di ricostruzione che danno luogo a leptoni “fake”. I leptoni “fake” possono essere generati dal decadimento in volo di $\pi e K$, prodotti internamente a jet (quando ad esempio il leptone prodotto esce dal cono del jet e non viene associato a questo), dalla conversione di fotoni, dai decadimenti del quark b.

Ulteriori contributi dovuti ad errori di ricostruzione sono dati da limitata risoluzione di ricostruzione dell'energia dei jets oppure errata ricostruzione dell' $\cancel{E}_T$.

Di seguito sono riportate le principali caratteristiche dei processi di fondo.

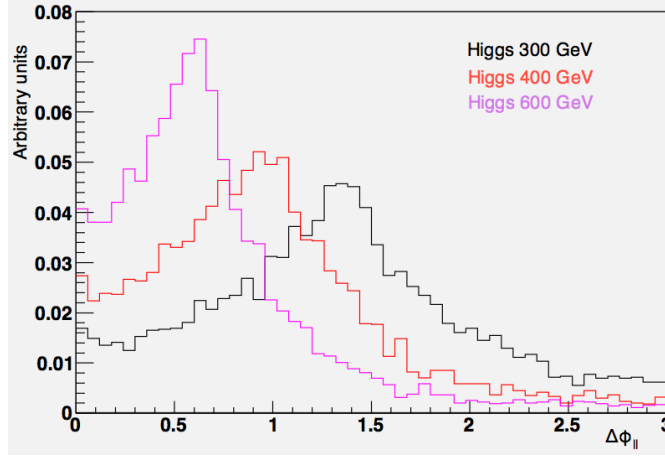


Figura 3.3 Separazione angolare nel piano $r - \phi$ tra i leptoni provenienti dal decadimento $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow l^+l^-q\bar{q}$ per differenti valori della massa m_H

m_H (GeV)	Total $llqq$	Gluon fusion $llqq$	Vector-boson fusion $llqq$	Total Γ_H (GeV)
130	85.84	79.35	6.48	$4.91 \cdot 10^{-3}$
150	132.95	121.80	11.15	$1.73 \cdot 10^{-2}$
200	212.7	189.00	22.93	1.43
300	117.8	104.54	13.00	8.43
360	107.4	98.41	8.42	17.6
400	83.4	77.11	6.12	29.2
460	49.6	45.26	4.27	50.8
500	34.8	31.20	3.49	68.0
560	20.7	18.05	2.63	98.7
600	14.8	12.56	2.22	123

Tabella 3.1 Sezioni d'urto in fb per $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow l^+l^-q\bar{q}$. E' anche mostrata la larghezza totale di decadimento del bosone di Higgs Γ_H from [45].

3.1.1 Z+jets

Il fondo dominante al segnale $H \rightarrow l^+l^-q\bar{q}$ é dato da processi con stati finali Z+jets (fig. 3.4). La sezione d'urto calcolata al NLO per produzione di un bosone Z con un numero di partoni nello stato finale $N_p = 0, 1, \dots, 5$ é mostrata in tabella 3.2. Quindi, é possibile attendere un miglior rapporto segnale/fondo per il canale $l^+l^-b\bar{b}$ qualora sia possibile riconoscere efficiente-

3.1. PROCESSI DI FONDO PER IL SEGNALE $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow L^+L^-Q\bar{Q}$ 93

mente i jets provenienti da b-quark rispetto a quelli da light quark. Il fondo Z +jets é modellato con il generatore ALPGEN [46] interfacciato con HERWIG [47] per l'adronizzazione e JIMMY [48] per la simulazione di *underlying events* (UE).

Process	$\sigma(\text{fb})$
$Z + 0p, Z \rightarrow \ell\ell$	836 000
$Z + 1p, Z \rightarrow \ell\ell$	168 000
$Z + 2p, Z \rightarrow \ell\ell$	50 500
$Z + 3p, Z \rightarrow \ell\ell$	14 000
$Z + 4p, Z \rightarrow \ell\ell$	3 510
$Z + 5p, Z \rightarrow \ell\ell$	988
$Zb\bar{b} + 0p, Z \rightarrow \ell\ell$	8 208
$Zb\bar{b} + 1p, Z \rightarrow \ell\ell$	3 100
$Zb\bar{b} + 2p, Z \rightarrow \ell\ell$	1 113
$Zb\bar{b} + 3p, Z \rightarrow \ell\ell$	488

Tabella 3.2 Sezioni d'urto per il processo $Z + jets$ simulati attraverso il generatore Monte Carlo ALPGEN, dove p si riferisce al numero di partoni. Le sezioni d'urto includono un k -factor di 1.25. Si assume che le sezioni d'urto per $Z \rightarrow ee$, $Z \rightarrow \mu\mu$, e $Z \rightarrow \tau\tau$ siano le stesse.

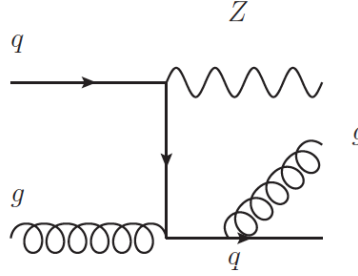


Figura 3.4 Diagramma di Feynman per un processo del tipo Z +jets

3.1.2 Produzione di coppie di quark Top ($t\bar{t}$)

Il quark top con un BR del 99% decade in Wb , e il bosone $W^\pm$ in una coppia $q\bar{q}$ o in una coppia $l^\pm\nu$. Si hanno pertanto tre segnature finali diverse di un evento $t\bar{t}$: dileptonico ($l^+\nu l^-\bar{\nu}b\bar{b}$), semileptonico ($l^\pm\nu q\bar{q}b\bar{b}$) e totalmente

adronico ($q\bar{q}q\bar{q}b\bar{b}$). Il canale dileptonico presenta le stesse particelle dello stato finale del nostro segnale di Higgs, fatta eccezione per la presenza di neutrini, che corrisponde ad una grande quantità di energia trasversa mancante. La sezione d'urto calcolata al NLO è $164600 fb$, il campione Monte Carlo utilizzato è preselezionato durante la generazione richiedendo almeno un leptone con $p_T > 1 GeV$ proveniente dal decadimento di un bosone W. La sezione d'urto filtrata è $91550 fb$. Questo fondo è modellato con il generatore MC@NLO [49] interfacciato con HERWIG e JIMMY.

3.1.3 Produzione di *Di-bosoni*

Eventi con due bosoni massivi ZZ hanno la stessa identica segnatura finale di un evento di segnale di Higgs (fondo irriducibile), ad eccezione che i prodotti di decadimento non sono vincolati alla massa invariante del bosone di Higgs. La sezione d'urto di produzione di un evento ZZ è dello stesso ordine di quella del segnale.

$$\frac{\sigma_{ZZ}}{\sigma_H}(m_H = 200 GeV) \approx 1.2 \quad (3.1)$$

La sezione d'urto totale calcolata al NLO per ZZ è $6500 fb$ [50]. Un altro background con due bosoni massivi, WZ, è stato preso in considerazione in questo studio, vista la limitata risoluzione di ricostruzione dell'energia dei jet, un bosone W che decade adronicamente può essere ricostruito all'interno della finestra di massa del bosone Z. La sezione d'urto totale calcolata al NLO per WZ è $17600 fb$ [51]. Questo fondo è stato modellato con gli stessi generatori utilizzati per la produzione di eventi $t\bar{t}$.

3.1.4 QCD *Multijet*

Ci sono due sorgenti di fondo derivanti da eventi *multijet* di QCD. In primo luogo, jets di adroni possono essere erroneamente ricostruiti come elettroni o muoni provenienti dal vertice d'interazione primaria. Questa topologia costituisce fondo al segnale se i 2 leptoni “fake” hanno una massa invariante che rientra nei tagli di selezione. Sebbene la probabilità di questo errore di identificazione è molto bassa il contributo non risulta trascurabile perché la produzione di multijets dovuta alla QCD ha una sezione d'urto elevata $\mathcal{O}(mb)$ (per eventi di *dijets* nei quali il jet *leading* ha $p_T > 80 GeV$ e il secondo ha $p_T > 60 GeV$ la sezione d'urto misurata in ATLAS è $\sigma \approx 0.6 \pm 0.1 \mu b$). In secondo luogo adroni contenenti quark pesanti possono decadere per interazione debole e produrre leptoni. Questo processo ha una sezione

d'urto sensibilmente più piccola dell'ordine dei 10 nb. La stima del fondo dovuto ai processi di QCD richiede l'utilizzo di un metodo *data-driven* che sarà descritto nel paragrafo 3.4.2.

3.1.5 Drell-Yan

Per masse dell'Higgs $m_H < 200\text{GeV}$, ovvero quando una delle due Z é virtuale, un processo alla Drell-Yan (fig. 3.5) in associazione ad uno o più partoni potrebbe condurre allo stesso stato finale del segnale.

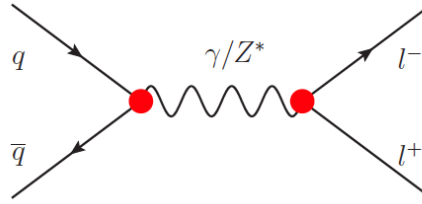


Figura 3.5 Diagramma di Feynman per un processo alla Drell-Yan

Questo processo ha una sezione d'urto pari a circa 8nb e il suo contributo é limitato a basse masse invarianti ($10\text{GeV} < m_{ll} < 40\text{GeV}$). Per ridurre questo fondo si può richiedere che la massa invariante del sistema dei due jet abbia una massa vicina a quella della Z, così come viene fatto per il fondo Z+jets. Questo fondo é stato modellato con gli stessi generatori utilizzati per la produzione di eventi Z+jets.

3.1.6 W+jets

La produzione associata di un bosone W ad uno o più partoni potrebbe condurre allo stesso stato finale del segnale se si aggiunge a quello vero un leptone *fake*, fatta eccezione della presenza di un neutrino. La reiezione quasi totale di questo fondo si avvale di richieste sulla $\cancel{E}_T$, massa invariante delle coppie di leptoni e jets. La sezione d'urto di questo processo calcolata al NLO é $\sigma \approx 21\text{nb}$.

3.2 Strategia di analisi

La strategia scelta per l'analisi LM consiste nel richiedere che la Z virtuale decada leptonicamente, poiché l'approccio in cui la Z virtuale decada adroni-

camente rende quasi impossibile la discriminazione segnale/fondo, in quanto è completamente dominato da fondo irriducibile $Z+\text{jets}$ e QCD. Per ottimizzare la sensibilità aspettata, l'analisi viene divisa in due sottocanali *taggato* e *non taggato*, che contengono rispettivamente eventi con esattamente 2 b-jets e meno di 2 b-jets (eventi con più di 2 b-jets vengono scartati).

3.3 Selezione degli eventi

3.3.1 Preselezione

Al campione di eventi dati e MC è stata applicata una preselezione relativamente alle seguenti informazioni:

- Le *Good Run Lists* (GRLs) sono liste selezionate di runs, divisi in blocchi di luminosità. Un blocco di luminosità è l'unità minimale di tempo per la presa dati (nel 2011 la durata era pari a due minuti, per il 2012 è un minuto). Una GRL è formata applicando dei criteri di qualità sui dati (Data Quality), come stabilità e la focalizzazione del fascio, luminosità istantanea, condizioni dei vari sottorivelatori, a tutti i run di fisica validi e a tutti i *luminosity blocks*. Nell'analisi viene utilizzata la GRL compilata dal gruppo dello Standard Model. Dopo queste richieste la luminosità raccolta nel 2011 è pari a $4.71 fb^{-1}$.
- Gli eventi sono selezionati usando trigger di singolo leptone o trigger dileptonici. Per il singolo trigger di muone la soglia è $18 GeV$ in p_T , mentre per il trigger di singolo elettrone la soglia è $20 - 22 GeV$ in p_T (dipendente dalla luminosità istantanea di LHC). I trigger dileptonici supportano quelli di leptone singolo, le soglie sono $10 GeV$ in p_T per i 2 muoni e $12 GeV$ in p_T per gli elettroni.
- Un'altra richiesta presente nella preselezione include un taglio sul vertice d'interazione, nel quale è richiesto almeno un vertice ricostruito con almeno 3 tracce associate aventi $p_T > 0.4 GeV$.
- Veto sul LAr error, nel quale tutti gli eventi affetti da corruzione di dati nel calorimetro adronico vengono rimossi.
- L'ultimo step presente nella preselezione prevede un ripesaggio del MC dovuto agli effetti del *pile-up*. Per i dati raccolti nel 2010, il *pile-up* era costituito principalmente da eventi di interazione multipla all'interno

dello stesso pacchetto di protoni (*in-time pile-up*) ed una modellizzazione in funzione del numero di vertici di interazione per evento risultava essere sufficiente. Nel 2011 si é reso necessario considerare anche la sovrapposizione fra segnali appartenenti a pacchetti diversi (*out-of-time pile-up*) attraverso la stima del numero medio di interazioni, $\langle \mu \rangle$, per *bunch crossing*. Nei dati, $\langle \mu \rangle$ viene stimato attraverso la luminosità istantanea L_{inst} misurata in una data finestra di tempo (*lumblock*) e la sezione d'urto inelastica totale ($\sigma_{total} = 71.5mb$) ed é pari a

$$\langle \mu \rangle = \frac{L_{inst} \cdot \sigma_{total}}{N_{bunches} \cdot f_r} \quad (3.2)$$

dove $N_{bunches}$ corrisponde al numero di *bunches* che collidono ed f_r alla frequenza di rivoluzione. Il reweight consiste, quindi, nel ripesare il MC con una funzione $w(\langle \mu \rangle)$ in modo che esso riproduca correttamente la distribuzione sperimentale del numero medio di eventi di *pile-up*, $\langle \mu \rangle$. La configurazione utilizzata nella produzione dei Monte Carlo ha necessariamente dovuto seguire quella della luminosità e della struttura del fascio di LHC. In tabella 2.1 sono mostrati i valori relativi al numero di 'treni' e di bunches e le rispettive separazioni temporali. In figura 3.6 sono mostrate le distribuzioni degli eventi in funzione del numero medio di interazioni per bunch crossing $\langle \mu \rangle$ per i campioni Monte Carlo utilizzati nell'analisi. Il *pile-up* può influenzare questa analisi in due modi: il primo e più importante, jets provenienti da eventi di *pile-up* possono essere ricostruiti come jets provenienti dal decadimento del bosone di Higgs; il secondo, jets provenienti dal vertice primario o la $\cancel{E}_T$ possono ricevere contributi in energia da eventi di *pile-up*.

3.3.2 Identificazione degli oggetti fisici

Eseguita la preselezione, gli eventi selezionati passano attraverso il successivo step della selezione, in cui sono scelti gli oggetti in accordo con le loro proprietà fisiche e con le interazioni nel rivelatore. La selezione é leggermente differente per l'analisi a bassa massa (**LM**) e quella ad alta massa (**HM**). Di seguito sono riportate le caratteristiche di qualità richieste sugli oggetti fisici presenti nell'analisi.

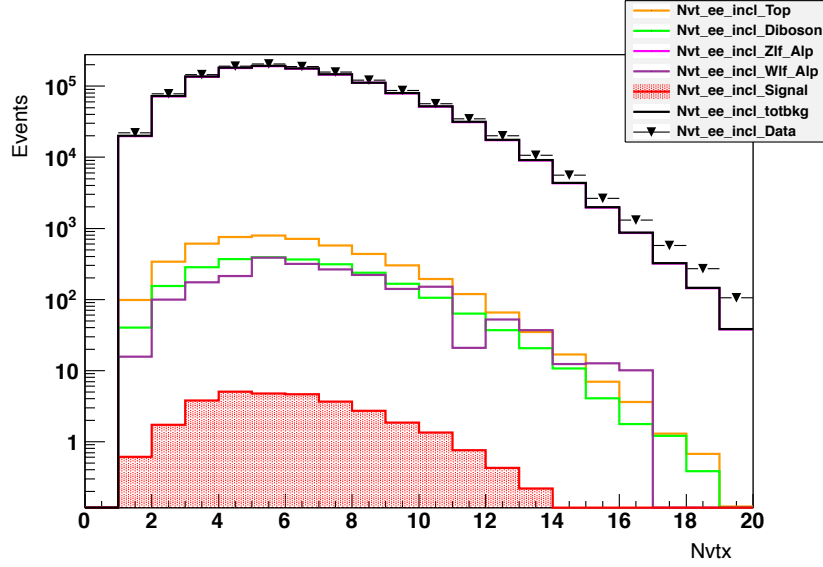


Figura 3.6 Numero di eventi al variare del numero medio di interazioni per *bunch crossing*. Nei processi di fondo non è incluso il contributo da eventi *multijet-QCD*.

Elettroni “good”

Un elettrone ricostruito si definisce ‘buono’ (*good*) se:

- possiede un’energia trasversa $E_T > 7(20)$ GeV per l’analisi **LM** (**HM**) ed è stato ricostruito all’interno del range in η coperto dall’*inner detector* ($|\eta_{cluster}| \lesssim 2.5$) escluso il crack fra i sistemi calorimetrici ($1.52 < |\eta_{cluster}| < 2.47$);
- la qualità dell’identificazione è di tipo *tight++* (*medium++*) (descritto nel par. 2.4.1) per l’analisi **LM** (**HM**);

Infine, per ridurre il contributo di elettroni “fake” provenienti dai jets, vengono effettuate altre due ulteriori richieste:

- l’isolamento, ovvero si effettua un taglio sulla frazione di energia (o impulso) depositata nei calorimetri (misurata nel *tracker*) attorno all’elettrone in cono con $\Delta R = 0.2$, E_T^{cone20} (p_T^{cone20}) rispetto all’energia (impulso) dell’elettrone stesso, in particolare si chiede $p_T^{cone20}/p_T^e < 0.1$;

- l'esclusione dell'elettrone dalla lista “good” se è presente in un cono con $\Delta R = 0.1$ anche un muone “good” (*Overlap Removal*).

Muoni “good”

Un muone ricostruito si definisce (“good”) se:

- ha un impulso trasverso $p_T > 7(20)$ GeV per l'analisi **LM** (**HM**) ed è all'interno dell'accettanza angolare del *tracker*, ovvero $|\eta| < 2.5$;
- Alla traccia ricostruita nell'ID associata al muone vengono applicate richieste di qualità, in particolare sul numero di hits nei vari comparti del sistema di *tracking* (tab. 3.3);

Richieste di qualità della traccia nell'ID
$N_{\text{hits}}^{\text{b-layer}} > 0$ (tranne dove il muone attraversa un'area morta) $N_{\text{hits}}^{\text{pixel}} + N_{\text{dead}}^{\text{pixel}} > 1$ $N_{\text{hits}}^{\text{SCT}} + N_{\text{dead}}^{\text{SCT}} \geq 6$ $N_{\text{holes}}^{\text{pixel}} + N_{\text{holes}}^{\text{SCT}} < 3$ $ \eta < 1.9$: $N_{\text{tot}}^{\text{TRT}} > 5$ and $N_{\text{outliers}}^{\text{TRT}} < 0.9 \times N_{\text{tot}}^{\text{TRT}}$ $ \eta \geq 1.9$: If $N_{\text{tot}}^{\text{TRT}} > 5$, require $N_{\text{outliers}}^{\text{TRT}} < 0.9 \times N_{\text{tot}}^{\text{TRT}}$, dove $N_{\text{tot}}^{\text{TRT}} = N_{\text{hits}}^{\text{TRT}} + N_{\text{outliers}}^{\text{TRT}}$.

Tabella 3.3 Tabella riassuntiva delle richieste di qualità per la traccia dell'ID associata al muone. N_{hits} (N_{holes}) rappresenta il numero di hits (hits mancanti) in un particolare rivelatore dell'ID, mentre N_{dead} si riferisce al numero di sensori fuori uso attraversati dal muone in un particolare rivelatore.

- la distanza fra l'intersezione della traccia dell'elettrone con l'asse dei fasci z_0 e la posizione del vertice primario è inferiore a 1 cm, e il parametro d'impatto è inferiore a 1mm, questi due tagli permettono di rigettare i muoni provenienti dai raggi cosmici;
- la significanza del parametro d'impatto definita come $|d_0/\sigma(d_0)|$ è minore di 3.5 (**LM**);

Infine, per ridurre il contributo di muoni provenienti dai jets, viene richiesto l'isolamento ($p_T^{\text{cone20}}/p_T^\mu < 0.1$); nell'analisi **LM** si applica una condizione aggiuntiva richiedendo che non ci siano jets all'interno di un cono $\Delta R = 0.3$ dalla traccia del muone.

Jets “good”

Un jet si definisce (“good”) se:

- possiede un’impulso trasverso $p_T^{jet} > 20(25)$ GeV per l’analisi **LM** (**HM**) ed una pseudorapidità $|\eta| < 2.5$;
- non sono “bad” jets, ovvero a cui non sono associati depositi di energia nei calorimetri. Questi possono provenire da problemi legati al rivelatore (*HEC spike*, *EM coherent*), dalle condizioni del fascio di LHC o da sciame di raggi cosmici;
- possiede una *Jet Vertex Fraction* [52], $|JVF| > 0.75$. Questa variabile misura la probabilità che un jet origini da un particolare vertice (fig. 3.7), in questo modo possibile discriminare jet provenienti da collisioni da pile-up da jet provenienti da hard-scattering;
- Non si sovrappone all’interno di un cono $\Delta R = 0.4$ ad un elettrone *good* (*overlap removal*).

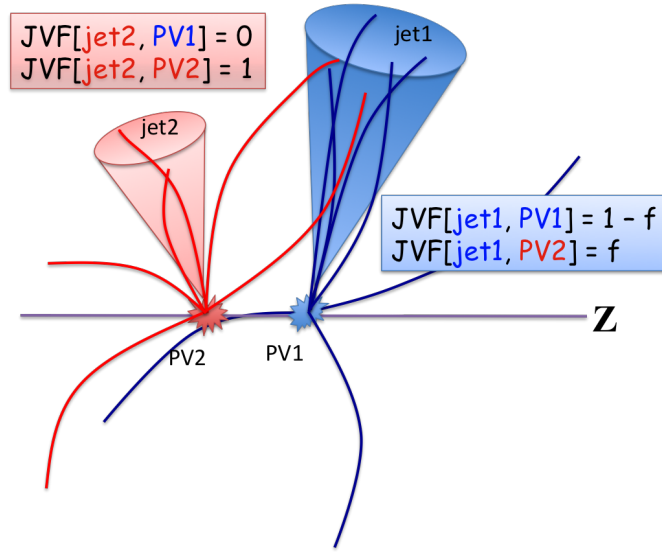


Figura 3.7 Definizione della variabile JVF

3.3.3 Selezione cinematica

Dopo l'identificazione degli oggetti fisici si é utilizzata una selezione basata su tagli cinematici in modo da rigettare gli eventi di fondo riducibile (vedi paragrafo 3.1).

La selezione inizia con la ricostruzione della coppia di leptoni provenienti dal decadimento della Z. Il primo step é quello di richiedere la presenza di esattamente due leptoni “good” dello stesso flavour (2 elettroni oppure 2 muoni), gli eventi in cui sono presenti più di due leptoni “good” vengono rigettati per ridurre il contributo del processo di produzione di WZ, dove entrambi i bosoni decadono leptonicamente. Successivamente viene richiesto che questa coppia di leptoni abbia segno opposto. Per l'analisi **HM** questa richiesta viene fatta solo per la coppia di muoni perché la probabilità di ricostruire in modo errato la carica degli elettroni é più alta rispetto ai muoni [53], a causa della grossa perdita di energia dovuta alla produzione di sciami elettromagnetici nell'ID e nel calorimetro. A questo punto per l'analisi **LM** vengono effettuate delle richieste cinematiche aggiuntive per i due leptoni selezionati:

- Per la coppia di muoni almeno un muone deve avere $p_T > 20\text{GeV}$ oppure entrambi i muoni devono avere un $p_T > 12\text{GeV}$.
- Per la coppia di elettroni almeno un elettrone deve avere $p_T > 20\text{GeV}$ oppure entrambi devono avere un $p_T > 14\text{GeV}$.

Queste richieste di cinematica aggiuntiva per i due leptoni permettono di rigettare processi di fondo con leptoni “soft” inoltre si richiede che il leptone o i leptoni selezionati abbiano un p_T compatibile con quello delle soglie di trigger utilizzate per l'evento in considerazione (vedi paragrafo 3.3.1). In figura 3.8 é riportata la massa invariante dileptonica ricostruita a questo livello dell'analisi.

La discrepanza tra dati e MC più evidente nella regione di bassa massa invariante ($m_{ll} < 60\text{GeV}$) é dovuta al contributo degli eventi QCD multijets non inclusi in figura. Nella figura 3.9 é stato incluso questo contributo attraverso la stima data-driven che verrà descritta nel par. 3.4.2.

La selezione **LM** richiede che la massa invariante ricostruita della coppia di leptoni sia compresa in una finestra di massa pari a $20 < m_{ll} < 76\text{GeV}$, che equivale alla richiesta di una Z virtuale. Questa richiesta riduce il contributo da processi come Z+jets, produzione di coppie $t\bar{t}$, Diboson e W+jets.

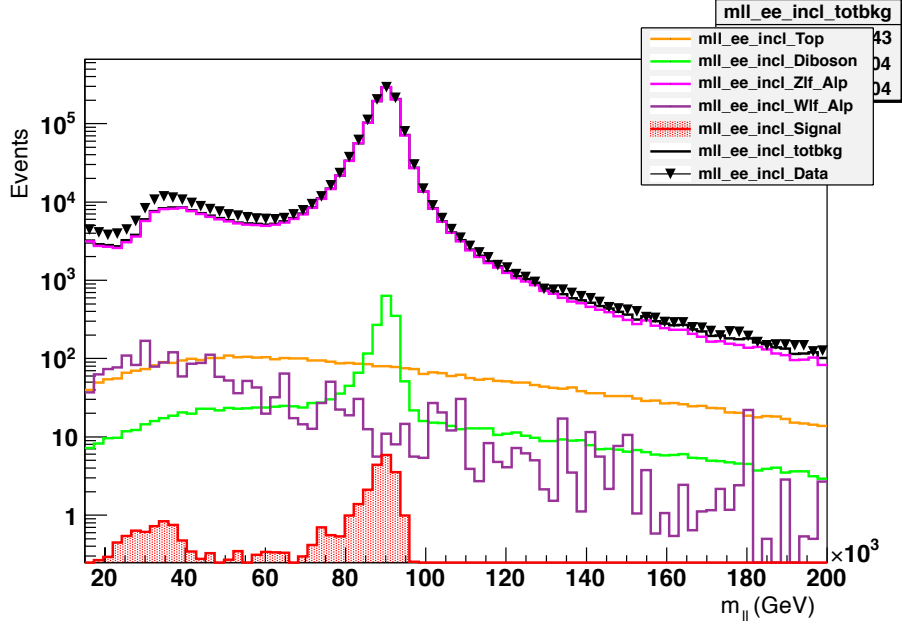


Figura 3.8 Distribuzioni della massa invariante ricostruita del dileptone senza includere il contributo di processi di QCD.

Per l'analisi **HM**, invece, la Z reale quindi la finestra di massa selezionata è data da $83 < m_{ll} < 99 \text{ GeV}$. Poiché nel segnale non sono presenti neutrini si richiede che $\cancel{E}_T$ sia minore di 30(50) GeV per l'analisi **LM(HM)**, questa richiesta riduce drasticamente processi in cui sono presenti neutrini come $W + \text{jets}$ e la produzione di coppie $t\bar{t}$. In figura 3.10 è mostrata la distribuzione dell' E_T^{miss} dopo la richiesta di segno opposto per i due leptoni.

La selezione continua con la richiesta di una coppia di jets provenienti da una Z e viene richiesto che negli eventi siano presenti almeno 2 jets “good”. In figura 3.11 è mostrata la distribuzione del numero di jets presenti in un evento.

A questo livello di selezione l'analisi viene divisa in due sottocanali al fine di ottimizzare il rapporto segnale/fondo:

- “taggato” eventi con esattamente 2 jets taggati dall'algoritmo di b-tagging (2 b-jets)

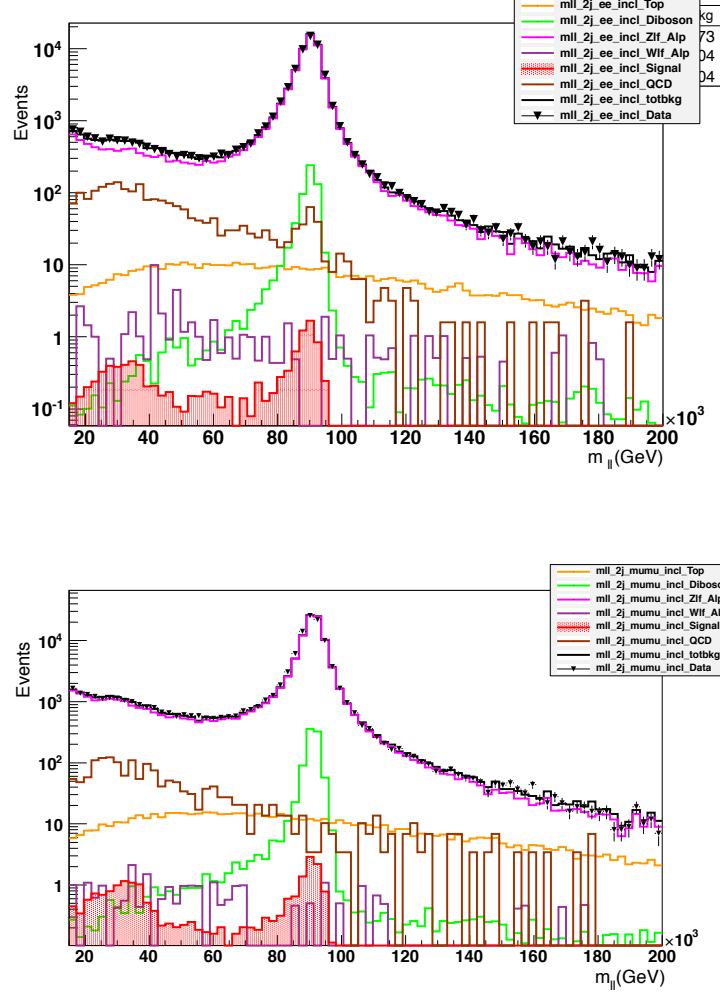


Figura 3.9 Distribuzioni della massa invariante ricostruita del dileptone dopo la richiesta sulla $\cancel{E}_T$ ($\cancel{E}_T < 30\text{GeV}$) e sul numero di jets buoni includendo il contributo di processi dovuti a processi di QCD per il canale elettronico in alto e il canale muonico in basso.

- “non taggato” eventi con al più 1 b-jet

Eventi con più di due jets taggati vengono rigettati.

Come descritto nel par. 3.1.1 la categoria taggata ha un rapporto segna-

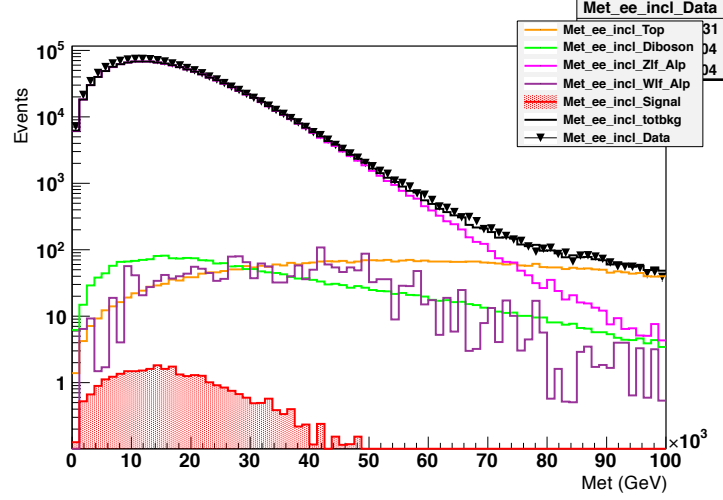


Figura 3.10 Distribuzione dell'energia trasversa mancante senza tener conto del contributo di processi di QCD.

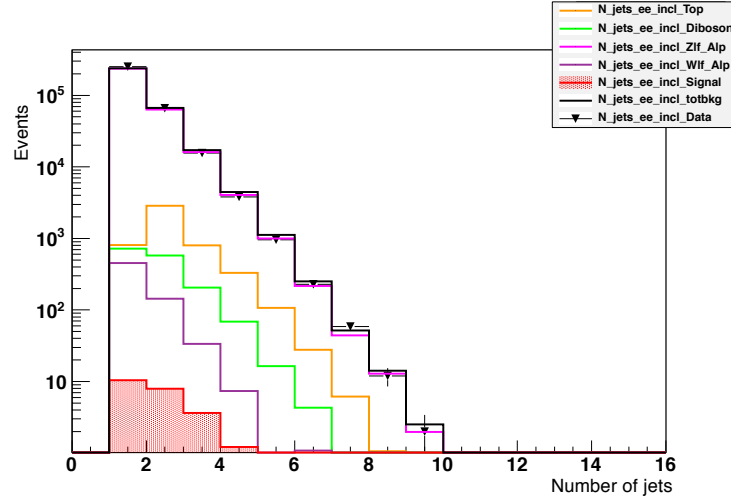


Figura 3.11 Distribuzione del numero di jets “good” senza tener conto del contributo di processi di QCD.

le/fondo atteso più alto rispetto a quella non taggata. La massa invariante ricostruita della coppia di jets deve essere consistente con quella del bosone Z (fig. 3.12).

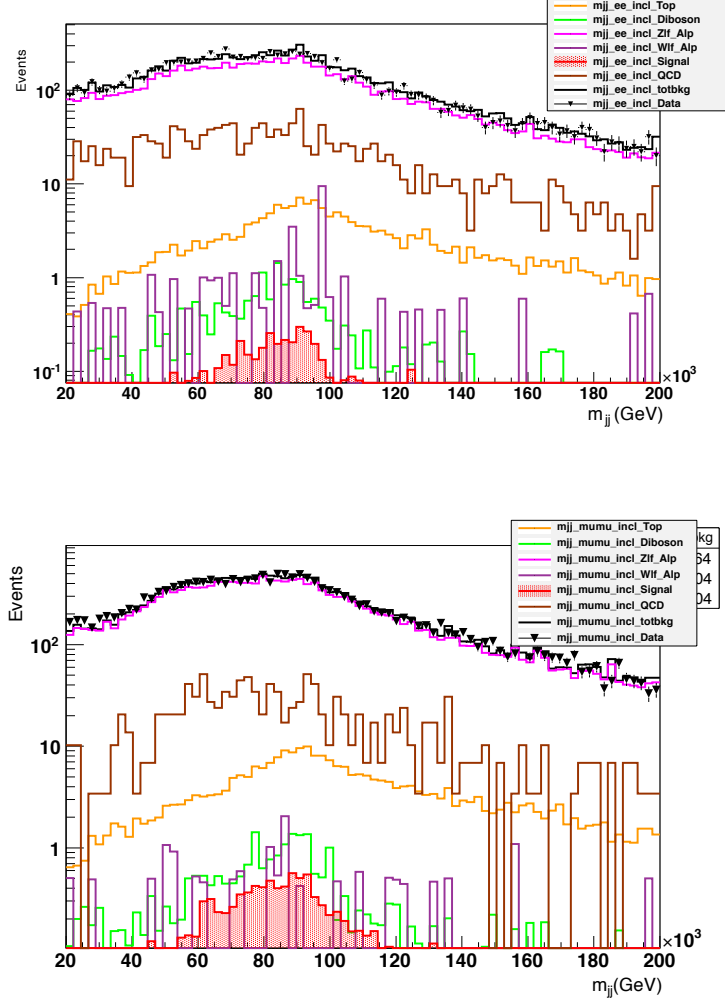


Figura 3.12 Distribuzione della massa invariante dei due jets selezionati in alto per gli elettroni in basso per i muoni.

Si richiede difatti che $60 < m_{jj} < 105$ ($70 < m_{ll} < 105$) GeV per l'analisi **LM** (**HM**). Questa selezione é asimmetrica attorno al picco del bosone Z a causa della presenza di code non gaussiane a bassa massa. Nel caso in cui sono ricostruiti più di 2 “good” jets nel canale non taggato la coppia di jets nell'analisi LM viene scelta utilizzando un fit cinematico jet-jet descritto nel paragrafo 3.3.4.

	Elettroni			Muoni		
Sample	Segno opposto	MET	> 2 Jets	Segno opposto	MET	> 2 Jets
$W + \text{jets}$	2130.1	828.4	61.5	1948.5	631.0	24.2
$Z + \text{jets} - \text{DY}$	1229424.5	1094914.9	66134.1	2343056.3	2080062.3	114431.9
Top	5062.9	704.1	530.2	7953.9	1037.4	748.3
Diboson	2566.3	1415.2	589.9	4276.1	2308.9	924.7
QCD	-	-	2235.2	-	-	1675.9
Background	1239183.3	1097862	69551.0	2357234.8	2084039.6	117805.0
$m_H(130)$	31.7	27.0	11.0	55.8	47.8	21.0
Data	1330431	1185856	69565	2369284	2107426	117801

Tabella 3.4 Numero di eventi selezionati in seguito alle richieste di segno opposto per i leptoni, MET, il numero di jets, per le stime MC del fondo e del segnale.

Per l'analisi HM si costruiscono tutte le coppie formate utilizzando i 3 jets con p_T più alto. Nel caso in cui siano presenti candidati multipli in un evento, gli stessi vengono selezionati ma con un opportuno peso.

A queste, che sono le selezioni per una ricerca del bosone di Higgs con massa $m_H < 300\text{GeV}$, si aggiungono nel caso di altissima massa ($m_H > 300\text{GeV}$):

- i jets selezionati devono avere un $p_T > 45\text{GeV}$
- i due leptoni devono avere un $\Delta\phi_{ll} < \frac{\pi}{2}$
- i due jets devono avere un $\Delta\phi_{jj} < \frac{\pi}{2}$

Nelle tabelle 3.4, 3.5 e 3.6 viene mostrato come varia il numero di eventi selezionati al procedere dell'analisi.

3.3.4 Fit cinematico sulla massa invariante jet-jet

Nell'analisi LM per il canale non taggato il criterio per la selezione della coppia di jets é basato su un fit che impone il vincolo cinematico $m_{jj} \approx m_Z$ variando il p_T dei jets all'interno della risoluzione con una minimizzazione di un χ^2 costruito a partire da tutte le possibile coppie di jets ottenute dalla combinazione dei 5 jets a più alto impulso presenti nell'evento e definito come segue:

	Elettroni			
	Massa Dileptonica		Massa Dijets	
Sample	Canale non taggato	Canale taggato	Canale non taggato	Canale taggato
$W + \text{jets}$	35.0	0.6	24.3	-
$Z + \text{jets} - \text{DY}$	8575.9	55.7	4210.9	22.2
Top	141.7	71.6	80.7	23.2
Diboson	19.4	0.5	12.2	0.4
QCD	1710.8	25.4	804.7	12.0
Background	10482.9	153.9	5132.9	57.8
$m_H(130)$	4.6	0.2	3.0	0.2
Data	10364	164	5048	55

Tabella 3.5 Numero di eventi selezionati in seguito alle richieste sulla massa invariante dei 2 elettroni e dei due jets selezionati, per le stime MC del fondo e del segnale.

	Muoni			
	Massa Dileptonica		Massa Dijets	
Sample	Canale non taggato	Canale taggato	Canale non taggato	Canale taggato
$W + \text{jets}$	16.7	-	6.6	—
$Z + \text{jets} - \text{DY}$	17567.0	106.4	6134.1	42.5
Top	207.5	115.3	530.2	35.6
Diboson	24.6	0.6	15.2	0.6
QCD	1327.0	32.5	690.9	16.9
Background	19143.0	254.8	9712.7	95.6
$m_H(130)$	9.1	0.4	6.5	0.3
Data	19148	269	9405	104

Tabella 3.6 Numero di eventi selezionati in seguito alle richieste di segno opposto per i leptoni, MET, il numero di jets, per le stime MC del fondo e del segnale.

$$\chi^2 = \left(\frac{m_{jj} - m_Z}{\Gamma_Z} \right)^2 + \sum_{i=1}^2 \left(\frac{p_T^{i,mis} - p_T^{i,fit}}{\sigma_i^{mis}} \right)^2 \quad (3.3)$$

dove σ_i^{mis} é la risoluzione in energia del jet. La coppia di jet viene scelta come quella che restituisce il χ^2 minore. In figura 3.13 é mostrato il miglioramento nella massa ricostruita del candidato Higgs a seguito dell'applicazione del fit cinematico.

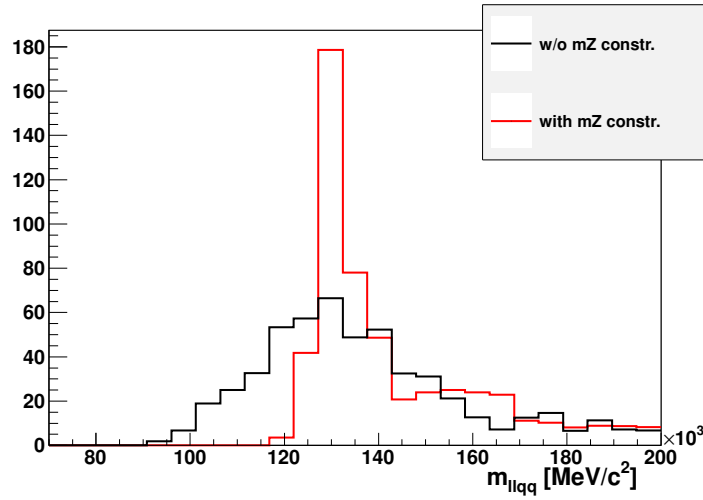


Figura 3.13 Sono mostrate le distribuzioni della massa invariante ricostruita del sistema l^+l^-jj senza il KF (in nero) e utilizzandolo (in rosso).

3.4 Stima del fondo

3.4.1 Regioni di controllo

L'inversione di una o più richieste che costituiscono la selezione permette di porsi in regioni cinematiche definite *di controllo*, sostanzialmente prive di contributi da segnale. Tali regioni consentono di studiare con maggior dettaglio il contributo dei principali processi di fondo.

Il processo di fondo dominante in questa analisi é la produzione di un bosone Z (virtuale) in associazione a jets. La regione di controllo di questo processo é costruita selezionando eventi nelle “sidebands” del bosone Z:

$40 < m_{jj} < 60(70)$ oppure $115(105) < m_{jj} < 150$ per l'analisi LM (HM). In tabella 3.7 vengono mostrati i valori di eventi attesi per una luminosità integrata di $4.7fb^{-1}$ nelle “sidebands”. Questi eventi vengono utilizzati per determinare gli SFs per correggere la normalizzazione del processo Z+jets e DY simulato dal MC rispetto ai dati.

In figura 3.14 viene mostrata la distribuzione della massa ricostruita del sistema $l^+l^-q\bar{q}$ nelle regioni cinematiche delle “sidebands”. In questo campione di eventi é presente un piccolo contributo (vedi tabella 3.7) dal processo di produzione di coppie di quark top, la cui normalizzazione viene determinata da un fit simultaneo in questa regione e nella regione di controllo propria di questo processo.

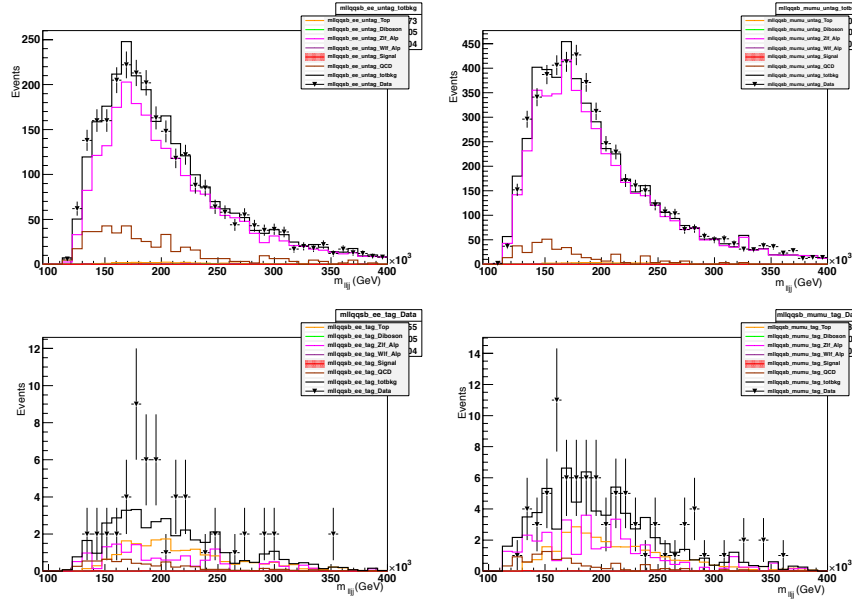


Figura 3.14 Distribuzione della massa invariante del sistema l^+l^-jj nella regione di controllo di Z+jets in alto per il canale non taggato e in basso per il canale taggato.

3.4.2 Stima *data-driven* del fondo di QCD

Il contributo al background, dovuto ad eventi *mutijets* da QCD é stimato utilizzando i dati. Una distribuzione di eventi dominati da processi di QCD é ottenuta selezionando eventi nel modo seguente:

	Elettroni		Muoni	
Sample	Canale non taggato	Canale taggato	Canale non taggato	Canale taggato
$W + \text{jets}$	5.5	-	5.4	-
$Z + \text{jets} - \text{DY}$	2288.6	15.3	4684.6	37.0
Top	31.6	19.2	45.0	29.1
Diboson	4.0	-	4.7	-
QCD	443.5	6.6	355.7	8.7
Background	2773.2	41.1	5095.4	74.8
$m_H(130)$	0.9	-	1.5	-
Data	2702	55	5176	85

Tabella 3.7 Numero di eventi selezionati nella regione di controllo definita per Z+jets.

- Per il canale con due elettroni uno dei due elettroni deve essere non isolato, ovvero con attività adronica in un intervallo $\Delta R < 0.2$, ciò viene richiesto invertendo la richiesta sull'isolamento per la definizione di un elettrone “good” (vedi paragrafo 3.3.2).
- Per il canale con due muoni si selezionano coppie di muoni dello stesso segno.

La normalizzazione di questa distribuzione di QCD é stimata fittando lo spettro di massa invariante del sistema dileptonico dopo aver applicato la selezione degli eventi fino alla richiesta di 2 jets. Il fit é effettuato sul range di massa $20 < m_{ll} < 200 \text{ GeV}$ usando due componenti per fittare la distribuzione dei dati:

- La distribuzione di eventi *multijets* di QCD derivato dai dati secondo la selezione descritta in precedenza.
- La somma di tutti i contributi derivanti dagli altri processi di fondo stimati utilizzando simulazioni MC (inclusendo anche il sample di segnale).

Il risultato del fit é espresso in termini di contributo QCD allo spettro. La giusta normalizzazione rispetto ai dati é ottenuta tramite la relazione:

$$N_{QCD} = \frac{\%_{FIT}}{N_{template}} \cdot N_{DATA} \quad (3.4)$$

Canale	% $_{FIT}$
Elettroni	0.032 ± 0.003
Muoni	0.014 ± 0.002

Tabella 3.8 Frazioni degli eventi di QCD stimate dallo spettro di massa invariante dei due leptoni dopo la richiesta della presenza nell’evento di almeno 2 jets “buoni”.

dove N_{DATA} e $N_{template}$ sono rispettivamente il numero dati e il numero del campione di eventi di QCD presenti nello spettro dove si é effettuato il fit. In tabella 3.8 vengono mostrate le % $_{FIT}$ di contributo allo spettro. Le sistematiche derivanti da questa procedura di stima data-driven sono state stimate cambiando i tagli di definizione della distribuzione di eventi QCD e il livello di selezione a cui si fitta lo spettro di massa invariante dei due leptoni.

3.5 I dati sperimentali nella regione del segnale

Come mostrato nei paragrafi precedenti, la selezione degli eventi é stata ottimizzata con l’ausilio delle simulazioni MC sia per il fondo che per il segnale e convalidata nelle regioni di controllo mostrando un buon accordo fra le predizioni Monte Carlo e i dati sperimentali. La massa ricostruita del bosone di Higgs per il canale con due elettroni e due muoni nel sottocanale taggato e non taggato é mostrata nelle figure 3.15 3.16 3.17 3.18

Nel sottocanale non taggato i processi di fondo predominanti sono Z+jets e la produzione di eventi di *multijets* dovuti a processi di QCD, invece nel canale taggato ha un grosso contributo al fondo la produzione di coppie di quark top. Per i motivi descritti nel paragrafo il canale taggato presenta una significatività ($S/\sqrt{B}$) più alta rispetto al canale non taggato.

In Tab. 3.9 sono mostrati il numero di eventi di segnale attesi per valori della massa del bosone di Higgs di 130 GeV ($N_{sig}^{H(130)}$) e la stima del numero di eventi di fondo atteso N_{bkg}^{tot} dopo la selezione. È indicato, inoltre, il numero di eventi osservati sperimentalmente N_{oss} . Questo risulta in accordo entro l’errore sperimentale sia con l’ipotesi di solo fondo che con l’ipotesi di fondo più segnale.

A questi risultati per l’analisi LM si affiancano quelli per l’analisi HM (tab. 3.10 e figg. 3.19 3.20).

Canale non taggato			Canale taggato		
Elettroni					
$N_{sig}^{H(130)}$	N_{bkg}^{tot}	N_{oss}	$N_{sig}^{H(130)}$	N_{bkg}^{tot}	N_{oss}
3.2 ± 1.8	5133 ± 71	5048 ± 71	0.2 ± 0.4	58 ± 8	55 ± 7
Muoni					
$N_{sig}^{H(130)}$	N_{bkg}^{tot}	N_{oss}	$N_{sig}^{H(130)}$	N_{bkg}^{tot}	N_{oss}
7.3 ± 2.7	9712 ± 98	9405 ± 97	0.4 ± 0.6	95 ± 10	104 ± 10

Tabella 3.9 Risultati finali per l'analisi LM.

Canale non taggato			Canale taggato		
$m_H < 300 GeV$					
$N_{sig}^{H(200)}$	N_{bkg}^{tot}	N_{oss}	$N_{sig}^{H(200)}$	N_{bkg}^{tot}	N_{oss}
$117.80^{+1.93(stat.)}_{\pm 19.18(sys)}$	$37070.71^{+82.30(stat.)}_{\pm 665.87(sys)}$	36898	$6.40^{+0.42(stat.)}_{\pm 1.3(sys)}$	$285.04^{+6.10(stat.)}_{\pm 17.79(sys)}$	286
$m_H > 300 GeV$					
$N_{sig}^{H(400)}$	N_{bkg}^{tot}	N_{oss}	$N_{sig}^{H(400)}$	N_{bkg}^{tot}	N_{oss}
$40.54^{+0.45(stat.)}_{\pm 6.41(sys)}$	$1531.55^{+14.36(stat.)}_{\pm 36.77(sys)}$	1444	$4.37^{+0.14(stat.)}_{\pm 0.82(sys)}$	$14.90^{+1.28(stat.)}_{\pm 1.93(sys)}$	18

Tabella 3.10 Risultati finali per l'analisi HM.

In fig. 3.21 viene mostrato il rapporto tra la sezione d'urto di produzione al 95% di livello di confidenza e quella predetta dal Modello Standard in funzione della massa del bosone di Higgs per $4.7fb^{-1}$ di dati. La linea rossa rappresenta il rapporto al di sotto del quale 1'è possibile escludere al 95% di confidenza. La linea tratteggiata esprime l'andamento aspettato per tale rapporto e quella continua quello osservato. Le bande verdi rappresentano una deviazione di 1σ dal valore aspettato e le bande gialle di 2σ .

3.6 Incertezze sistematiche

Le principali fonti di incertezza sistematica sono le seguenti:

- **Ricostruzione e identificazione** I principali contributi alle incertezze sistematiche legate al detector sono le efficienze di ricostruzione e identificazione di leptoni, jets ed $\cancel{E}_T$, la risoluzione in p_T o energia, il rate di identificazione errata e l'efficienza del b-tagging. I contributi a queste incertezze sono riassunti in tabella 3.11.
- **Sezione d'urto del segnale** Le incertezze teoriche sulla sezione d'urto di produzione del bosone di Higgs sono stimate essere 15 – 20% per la gluon fusion e 3 – 9% per la VBF. Un'incertezza nell'accettanza sperimentale del segnale dovuta alla modellizzazione della produzione del bosone di Higgs é stata valutata confrontando il campione Monte Carlo per il segnale modellizzato da diversi generatori, oppure modificando alcune parametri di questi. Questa incertezza risulta essere del 12%.
- **Sezione d'urto dei processi di fondo** La normalizzazione del campione MC per il processo Z+jets é stata trovata utilizzando la regione di controllo nelle “sidebands” come descritto nel par. 3.4.1. Questa procedura porta ad un'incertezza sistematica sulla normalizzazione del 2.2% per il canale non taggato e del 5.5% per il canale taggato. Anche per il processo di produzione di quark top si é valutata la normalizzazione attraverso le regioni di controllo nelle “sidebands”, portando ad incertezze sistematiche del 2.7% per il canale non taggato e del 4.0% per il canale taggato. Per il processo di produzione di *di-boson* le incertezze sistematiche sono dovute all'incertezza sulle PDF per il calcolo al NLO e alle differenze tra i vari campioni generati dai diversi generatori MC, e ammontano all'11%. Per la stima data-driven del

Sorgente dell'incertezza	Trattamento nell'analisi
Jet energy scale (JES)	2–7%, in funzione del p_T e di η
Incertezza da jets da pileup	3–7%, in funzione del p_T e di η
b -quark energy scale	2.5–1% funzione del p_T
Risoluzione in energia dei jets	1–4%
Efficienza di selezione degli elettroni	0.7–3%, in funzione del p_T ; 0.4–6%, in funzione di η ;
Efficienza di Trigger degli elettroni	0.4 – 1% in funzione di η
Efficienza di ricostruzione degli elettroni	0.7–1.8%, in funzione di η
Electron energy scale	0.1–6%, in funzione di η , pileup, effetti del materiale, etc.
Risoluzione in energia degli elettroni	Termine di <i>Sampling</i> 20%; un piccolo termine costante che ha grandi variazioni con η
Efficienza di selezione dei muoni	0.2–3%, in funzione del p_T
Efficienza di trigger dei muoni	< 1%
Muon momentum scale	2–16%, in funzione di η
Risoluzione in p_T dei muoni	funzioni di smearing dipendenti dalla risoluzione in p_T e η sistematica $\leq 1\%$
Efficienza di b -tagging	5–15%, in function del p_T
Frauenza di tag errato per il b -tagging	10-22%, in funzione del p_T e η

Tabella 3.11 Incertezze sistematiche dovute alle ricostruzione e identificazione degli oggetti.

contributo al fondo di processi *multijets* da QCD viene applicata una sistematica del 50%.

- **Luminosità** L'incertezza sistematica sulla luminosità per i dati del 2011 é del 3.9%.

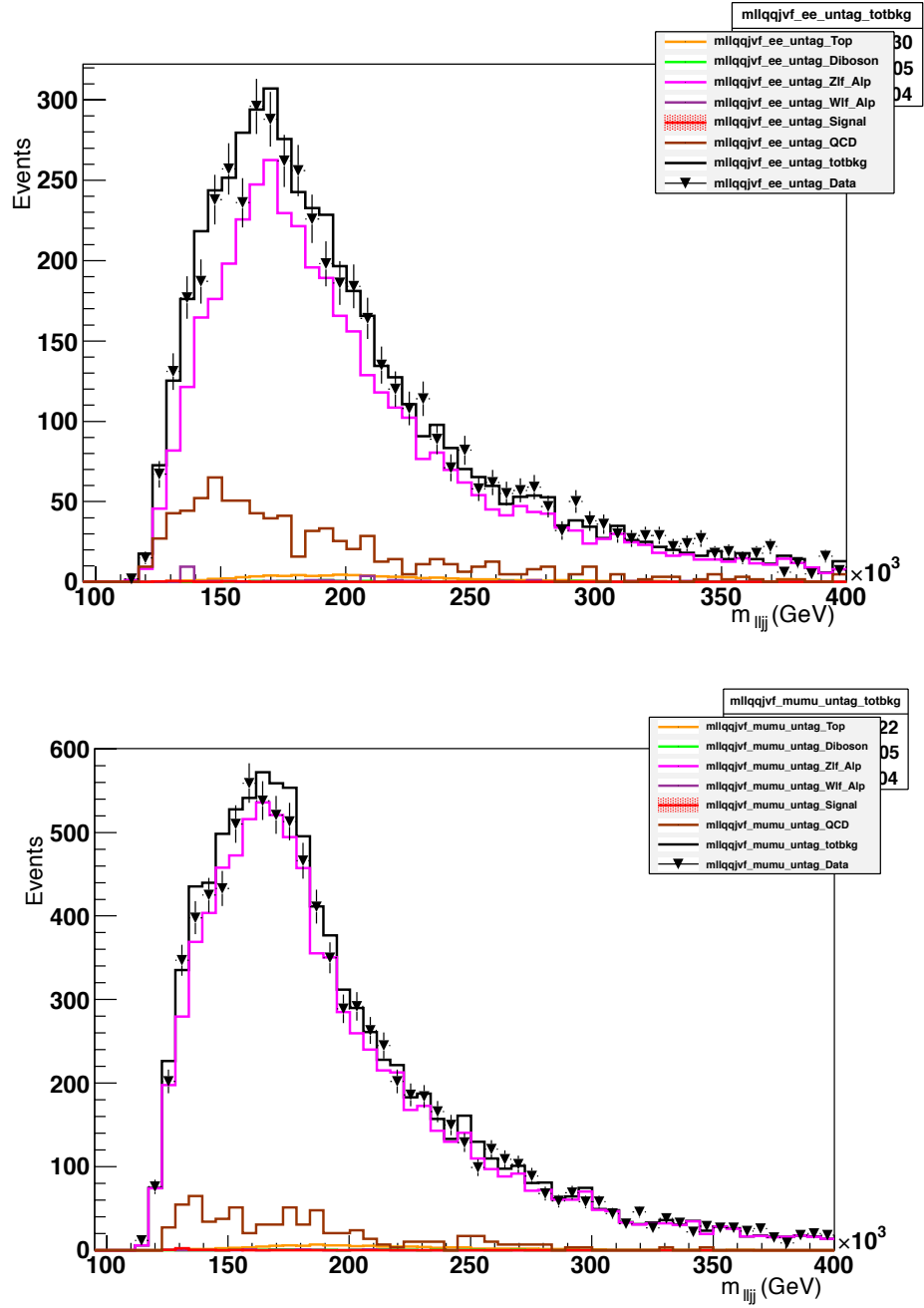


Figura 3.15 Distribuzioni della massa invariante ricostruita del sistema l^+l^-jj per la categoria non taggata per il canale elettronico a sinistra e il canali muonico a destra.

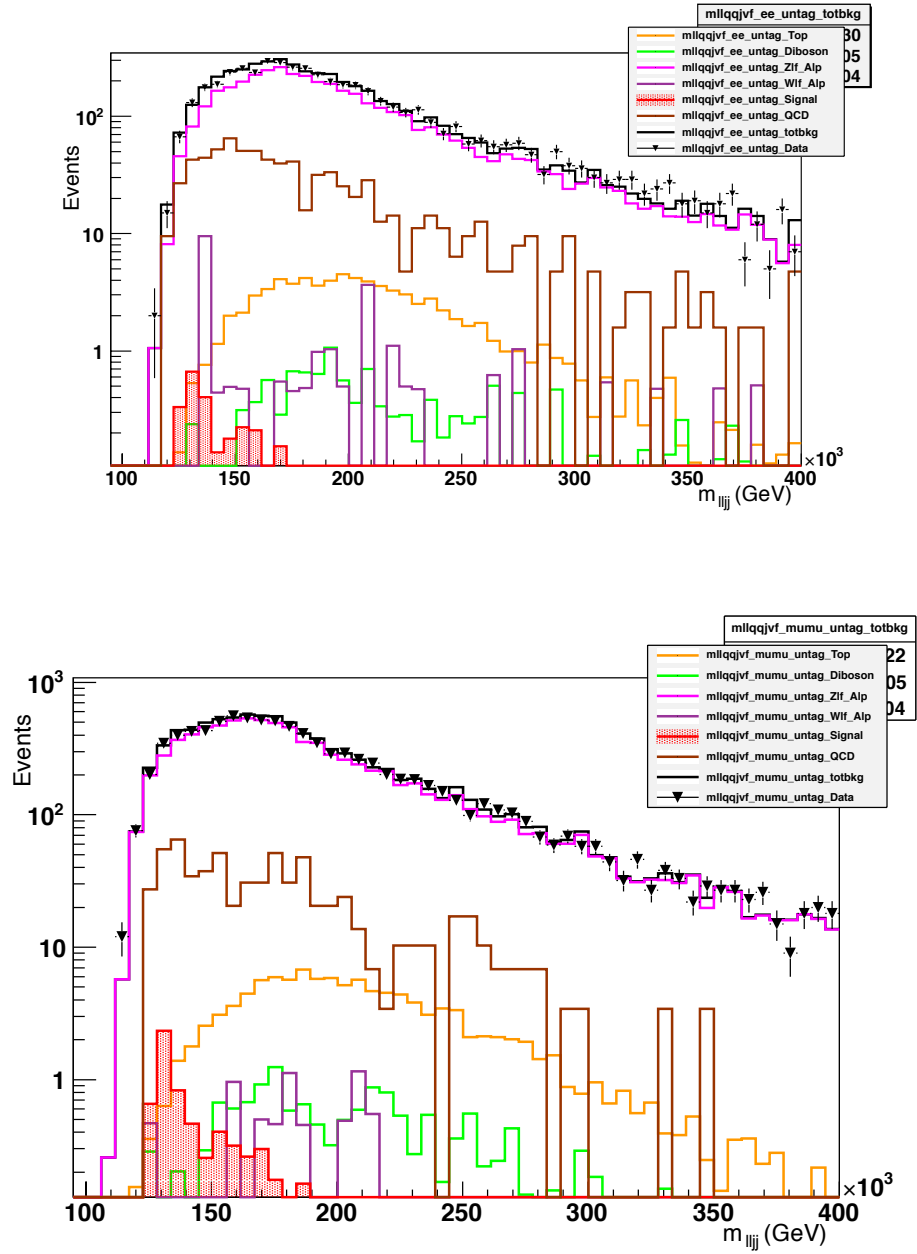


Figura 3.16 Distribuzioni della massa invariante ricostruita del sistema l^+l^-jj per la categoria non taggata per il canale elettronico a sinistra e il canali muonico a destra.

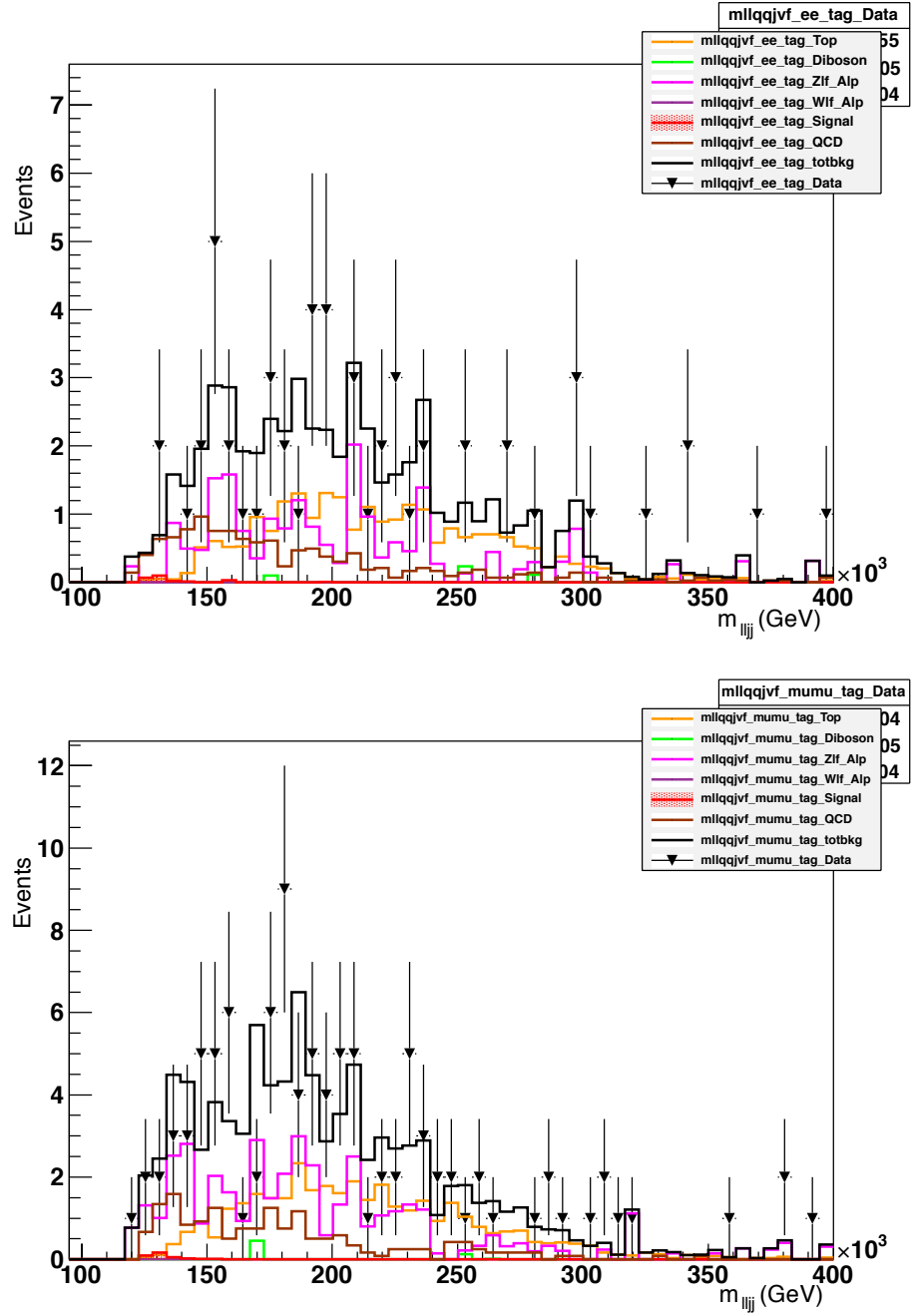


Figura 3.17 Distribuzioni della massa invariante ricostruita del sistema l^+l^-jj per la categoria taggata per il canale elettronico a sinistra e il canali muonico a destra.

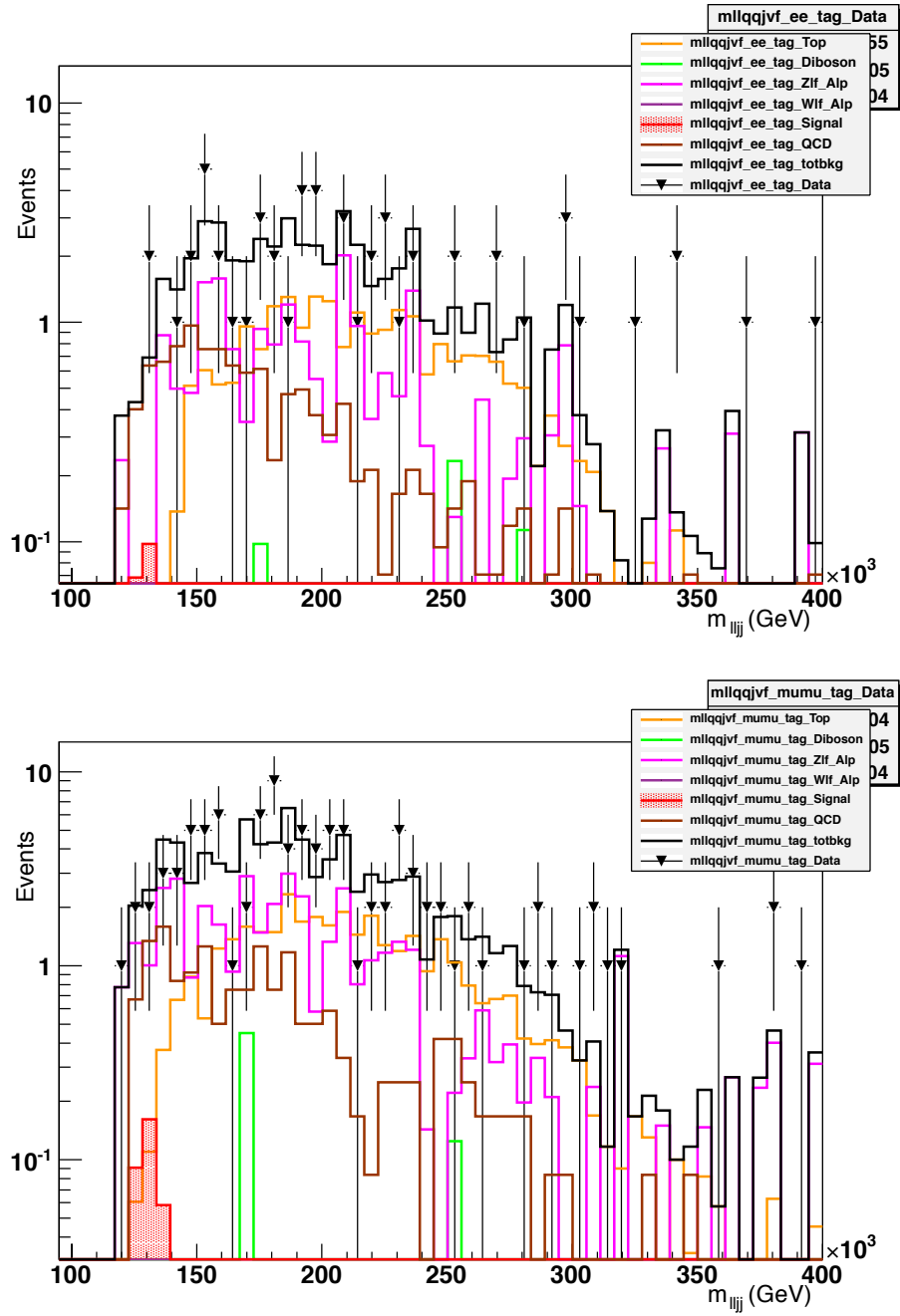


Figura 3.18 Distribuzioni della massa invariante ricostruita del sistema l^+l^-jj per la categoria taggata per il canale elettronico a sinistra e il canali muonico a destra.

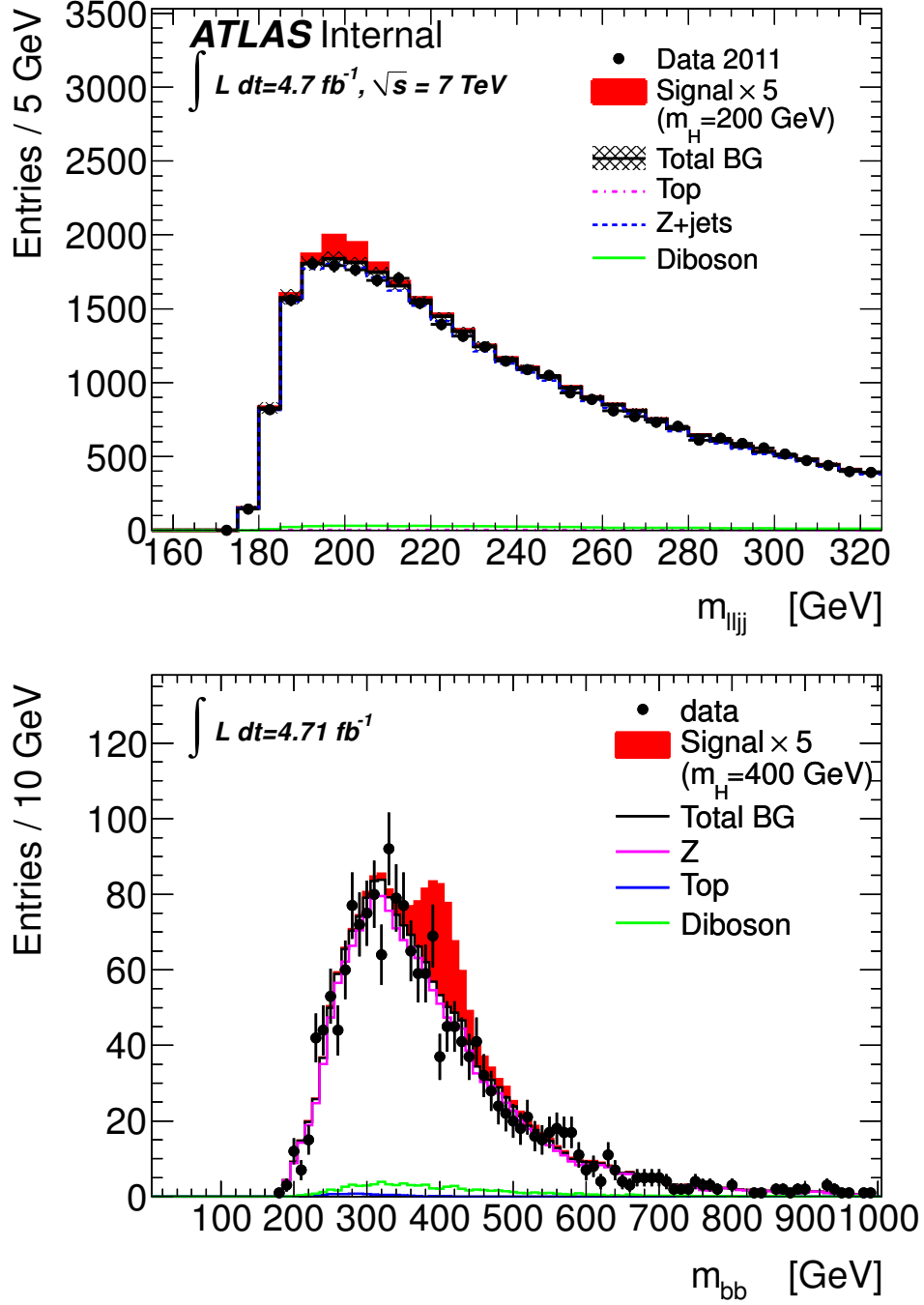


Figura 3.19 La massa invariante del sistema $lljj$ per $m_H = 200$ (alto) e 400 GeV (basso) nel canale non taggato. Il segnale é stato moltiplicato per un fattore 5 per migliorarne la visibilità.

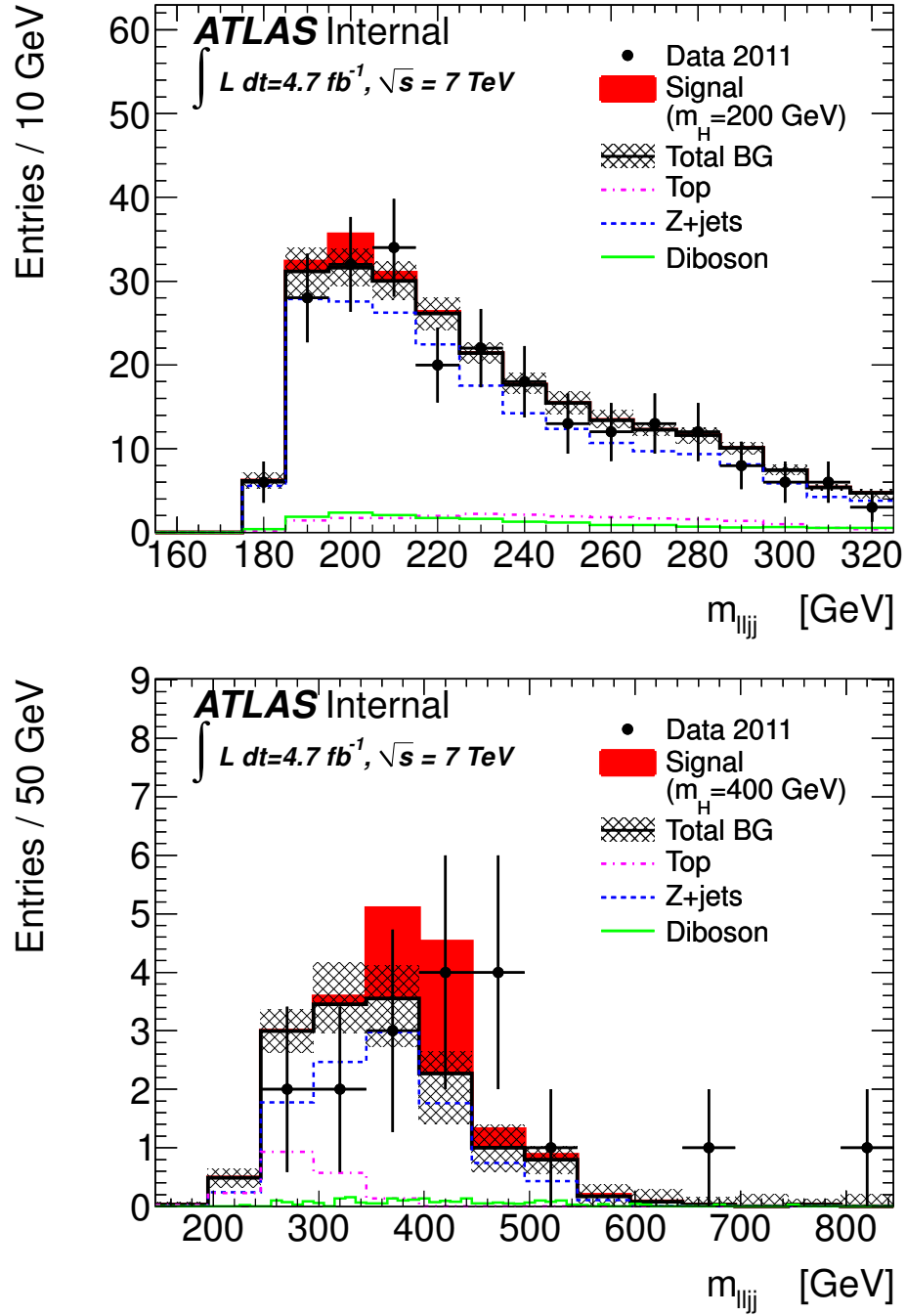


Figura 3.20 La massa invariante del sistema $lljj$ per $m_H = 200$ e 400 GeV nel canale taggato.

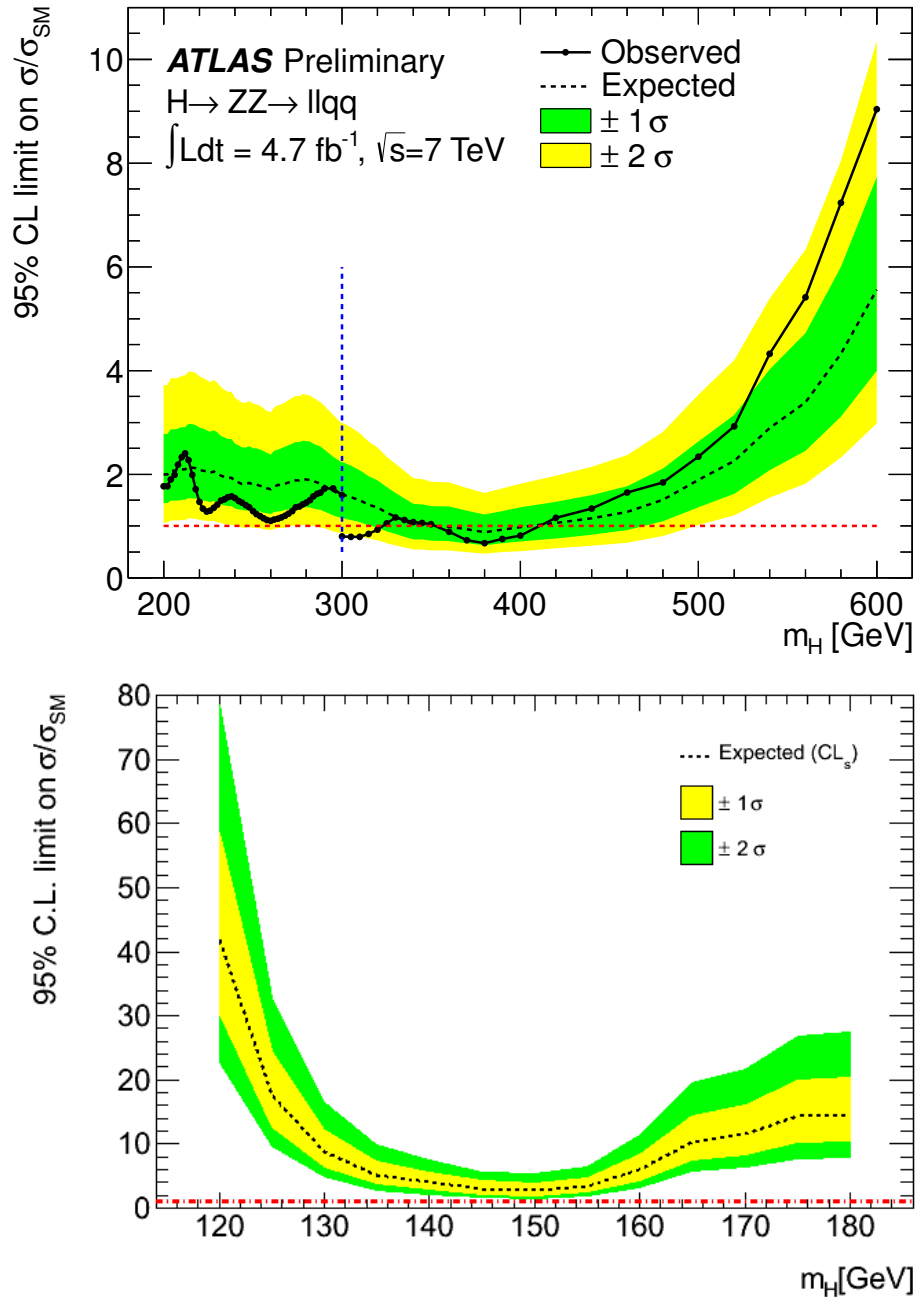


Figura 3.21 CLs analisi HM (alto) LM (basso)

Capitolo 4

Quark-Gluon Tagging (Q/G Tagging)

4.1 Motivazione

I jets presenti nel processo di segnale $H \rightarrow l^+l^-q\bar{q}$ provengono sempre da eventi di adronizzazione originati da quarks prodotti dal decadimento della Z. Il sapore dei quark dal decadimento della Z é in prima approssimazione equamente distribuito tra i 5 quarks u,d,s,c,b. I sapori di tipo *down* sono leggermente favoriti a causa dell'accoppiamento elettrodebole della Z.

Il processo di fondo dominante é dato da Z+jets (fig. 4.1) dove la Z decade leptonicamente ed é prodotta in associazione con jets. In questo processo la radiazione da gluone gioca un ruolo importante ($\approx 45\%$ jets da gluoni attesi per Z+jets). In secondo luogo la produzione di jets é dominata da quark u e d presenti all'interno del protone. Le possibilità di costruire variabili discriminanti legate al flavour dei jets costituiscono pertanto un'interessante possibilità di miglioramento dell'analisi sperimentale.

Le principali differenze risiedono dunque nel maggior contributo da b e c jets e dall'assenza di jets da gluoni nel segnale. Il primo fattore é già stato preso in esame nella suddivisione nei canali “taggato” e “non taggato”. Il miglioramento possibile risiede nella possibilità di sviluppare uno strumento in grado di discriminare jets provenienti da light-quarks (u,d,s) rispetto a quelli provenienti da gluoni. In ATLAS attraverso l'algoritmo di ricostruzione dei jets, basato su TopoCluster, e grazie alla buona risoluzione calorimetrica si riesce a misurare l'energia dei jets e la distribuzione delle

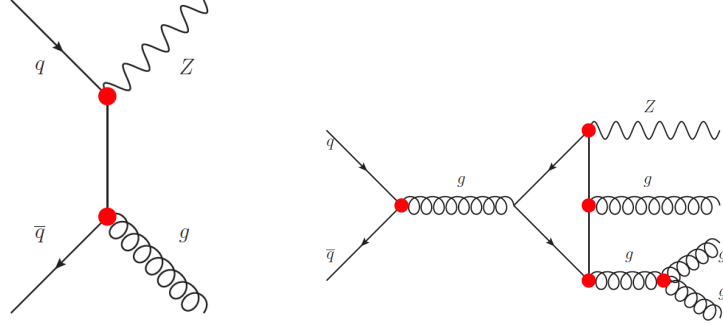


Figura 4.1 Esempi di diagrammi di Feynman per il processo Z+jets dove i jets sono originati da gluoni

tracce all'interno di questi con una risoluzione tale da riuscire ad avere i requisiti necessari alla costruzione di un quark/gluon tagger.

4.2 Fenomenologia

É possibile predire differenti proprietà per i jets originati da quark e da gluoni, a causa della differenza di spin e colore, le prime predizioni sviluppate al leading order [55] prevedevano un rapporto delle molteplicità media di qualsiasi particella all'interno dei jets originati da quark e da gluoni asintoticamente uguale a:

$$\frac{\langle N_g \rangle}{\langle N_q \rangle} = \frac{C_A}{C_F} = 2.25 \quad (4.1)$$

dove $\langle N_g \rangle$ e $\langle N_q \rangle$ sono le molteplicità medie all'interno di jets da gluoni e quark, mentre C_A e C_F sono le cariche di colore trasportate rispettivamente da gluoni e quark. Al NLO questo rapporto diviene funzione della costante di accoppiamento forte e quindi dipendente dall'energia:

$$\frac{\langle N_g \rangle}{\langle N_q \rangle} = \frac{C_A}{C_F} \left\{ 1 - \left(1 + 2 \frac{n_f T_f}{C_A} - 4 \frac{n_f T_f C_F}{C_A^2} \right) \times \left[\sqrt{\frac{\alpha_s C_A}{18\pi}} + \left(\frac{25}{8} - \frac{3}{2} \frac{n_f T_f}{C_A} - 2 \frac{n_f T_f C_F}{C_A^2} \right) \frac{\alpha_s C_A}{18\pi} \right] \right\} \quad (4.2)$$

dove n_f é il numero di flavours attivi e T_f é isospin debole del fermione. In questo calcolo si tiene conto della conservazione del quadrimomento

all'interno del jet. Alla scala di energia del bosone Z questa espressione predice un rapporto di circa 1.7. É possibile predire anche differenti scarti quadratici medi per queste distribuzioni, al LO:

$$\sigma_q^2 = \frac{C_A}{C_F} \frac{1}{3} \langle N_q \rangle^2 - \langle N_q \rangle \quad (4.3)$$

$$\sigma_g^2 = \frac{1}{3} \langle N_g \rangle^2 - \langle N_g \rangle \quad (4.4)$$

questo implica che jet originati da gluoni hanno una fluttuazione maggiore nella molteplicità. La maggiore molteplicità nei jets da gluoni implica che questi hanno una funzione di frammentazione “soft” rispetto ai quark. Per la conservazione del quadrimomento il grande numero di particelle “soft” all'interno di jet originato da gluone porta a una soppressione nel numero di particelle “hard”. E' possibile predire anche differenti dimensioni angolari tra jets originati da quark e da gluone. Alla stessa energia jets da gluoni sono pi larghi rispetto a quelli da quarks.

Al LEP, per la prima volta, é stato possibile effettuare delle verifiche quantitative delle differenti caratteristiche tra jets originati da gluoni rispetto a quelli originati da quarks. L'attenzione sperimentale si focalizzò inizialmente sulla misura delle molteplicità medie delle particelle cariche all'interno di jets da gluone e da quark per testare l'eq. 4.2. I primi risultati dell'esperimento OPAL [60] al LEP mostrarono che il rapporto $\frac{\langle N_g \rangle}{\langle N_q \rangle} = 1.27 \pm 0.07$ per jets di energia di 24 GeV. In fig. 4.2 sono mostrate le distribuzioni della molteplicità di particelle cariche per il light quarks jets e per i gluoni, é possibile notare che i jets originati da gluone hanno una molteplicità media più alta, una distribuzione quasi gaussiana con coda più piccola rispetto ai jets originati da light-quarks.

La previsione fenomenologica per il rapporto $\frac{\langle N_g \rangle}{\langle N_q \rangle}$ a questa scala di energia é in modesto accordo con i dati, essendo la discrepanza circa del 15%, dovuta alla difficoltà di implementazione nei generatori di eventi MC. Risultati simili si ottengono studiando le distribuzioni della molteplicità di sub-jets all'interno dei jets. Al LEP é stata misurata anche la “*broadening*” definita nel modo seguente:

$$B_{jet} = \frac{\sum_i |\vec{p}_i \times \vec{n}_{jet}|}{\sum_i |\vec{p}_i|} \quad (4.5)$$

dove $\vec{p}_i$ sono i momenti delle particelle all'interno del jet e $\vec{n}_{jet}$ é la direzione dell'asse del jet. Come mostrato in fig. 4.3 i jets originati da quark sono più stretti rispetto a quello da gluone.

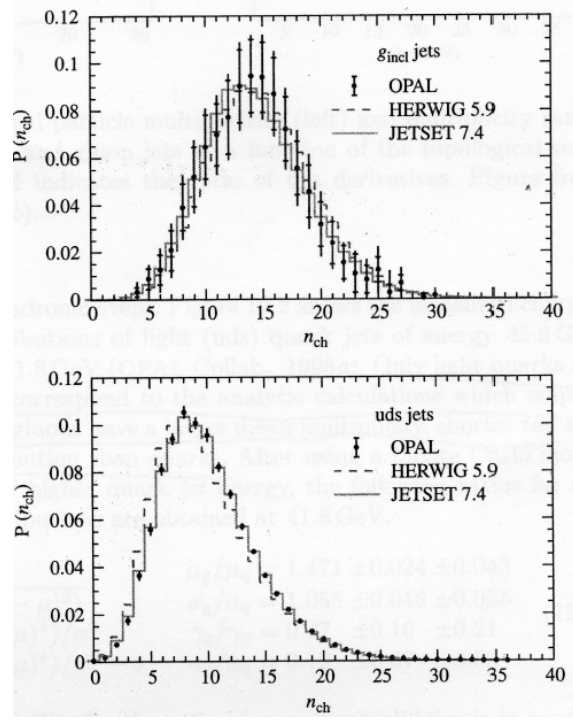


Figura 4.2 Distribuzioni della molteplicità di particelle cariche all'interno di jets da gluone in alto e in basso da light-quarks misurate ad OPAL.

4.3 Q/G Tagging in ATLAS

Al LEP [56] si é osservato che i b-jets presentano caratteristiche maggiormente simili ai jets da gluone rispetto a quelli provenienti da light quark. Il numero di particelle e l'ampiezza angolare é maggiore per un b-jet rispetto ad un light-quark jet a causa della lunga catena di decadimento degli adroni con b quark. La somiglianza tra b-jets e jets da gluoni dovrebbe diminuire per i jets a più alto p_T ad LHC perché gli sciame di QCD producono molte particelle, mentre la molteplicità di particelle é relativamente fissa per un decadimento di un adrone contenente un quark b.

É chiaramente di fondamentale importanza individuare delle variabili sperimentali che possano permettere la discriminazione tra jets originati da quarks da quelli da gluone [57]. É possibile raggruppare le categorie di variabili utili per discriminare light-quark da gluoni in due gruppi:

- variabili discrete: danno informazioni su particelle, tracce o sub-jets

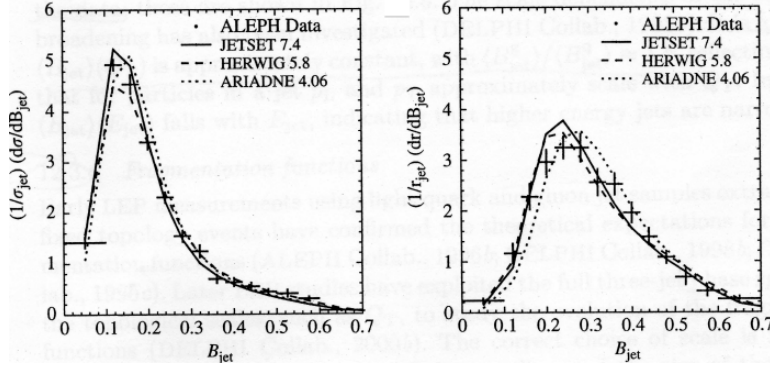


Figura 4.3 Distribuzioni della *broadening* a sinistra per i quark e a sinistra per i gluoni misurate dall'esperimento ALEPH [61] al LEP.

- variabili continue: trattano l'energia o il p_T del jet come una funzione continua di η e ϕ al variare della distanza dall'asse del jet in modo da formare combinazioni tipo i momenti geometrici del jet.

La categoria discreta include il numero di tracce distinguibili, di piccoli subjet o di particelle ricostruite all'interno del jet, ma anche la media pesata attraverso il loro p_T è inclusa in questa categoria. Questa categoria di variabili in genere permette la migliore discriminazione ad alto p_T del jet (fig. 4.4). La migliore variabile discreta è il numero di particelle cariche all'interno del jet (dove si selezionano le particelle cariche con $p_T > 500 \text{ meV}$). Quando questa informazione non è disponibile, come in ATLAS, la migliore variabile discreta è il numero di tracce cariche all'interno del jet.

La seconda categoria di variabili include la massa del jet, il broadening e tutta la categoria di momenti radiali del jet. Queste variabili consentono di discriminare meglio jets da gluoni e da quark a bassi p_T (fig. 4.5). La migliore variabile continua è il momento lineare radiale, definito come misura della larghezza (*width*) del jet, e costruita come la somma pesata dei p_T dei depositi all'interno del jet attraverso la distanza dall'asse del jet. Il momento lineare radiale è definito da:

$$g = \sum_{i \in \text{jet}} \frac{p_T^i}{p_T} |r_i| \quad (4.6)$$

dove $r_i = \sqrt{\Delta y_i^2 + \Delta \phi_i^2}$. Sotto l'ipotesi di jet centrale con costituenti senza massa a piccoli angoli, questo momento lineare coincide con il jet broadening,

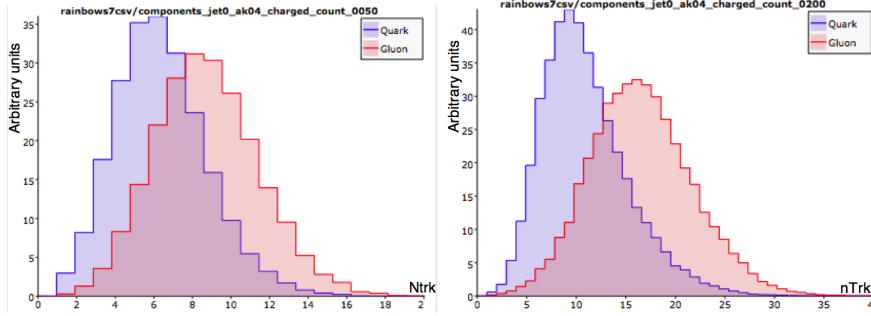


Figura 4.4 Distribuzione del numero di tracce cariche per jets da gluoni(rosso) e da light-quark(blu) a sinistra per jets con $p_T = 50\text{GeV}$ e a destra per jets con $p_T = 200\text{GeV}$. Si nota che la separazione migliora con l'aumentare del p_T .

definito come la somma dei p_T per la distanza dall'asse del jet normalizzata per la somma dei p_T . Questo tipo di variabili ha qualche problema di definizione quando ci si trova in ambienti con jet non isolati.

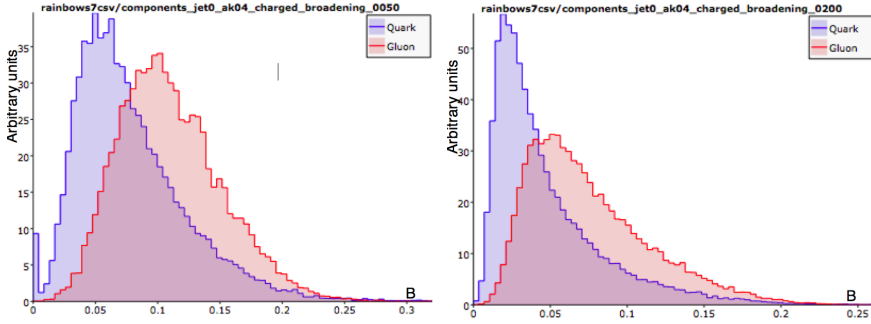


Figura 4.5 Distribuzione della broadening del jet per gluoni (rosso) e light-quark (blu) a sinistra per jets con $p_T = 50\text{GeV}$ e a destra per jets con $p_T = 200\text{GeV}$

Nella figura 4.6 sono mostrate le distribuzioni bidimensionali per le migliori variabili discriminanti individuate in ATLAS, una discreta il numero di tracce cariche e l'altra continua il momento radiale lineare.

All'interno della collaborazione ATLAS é costituito un gruppo ufficiale di analisi che si occupa del q/g tagging. Tale gruppo ha sviluppato un metodo per discriminare q e g jets. Questo metodo si basa sull'utilizzo di 2 variabili simili a quelle definite in precedenza e denominate, nTrk e Width,

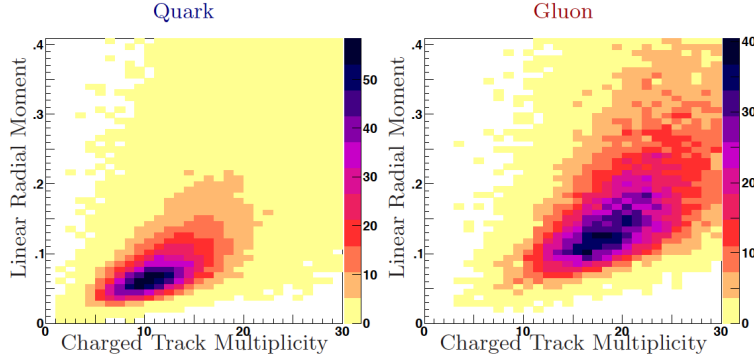


Figura 4.6 Distribuzioni bidimensionali per il numero di tracce cariche e il momento lineare radiale del jet per light quark (sinistra) e gluoni(destra)

rispettivamente il numero di tracce cariche appartenenti al jet e la larghezza del jet. Tali variabili sono definite come segue:

$$Width = \frac{\sum_i p_{Ti,tracks} \cdot \Delta R_i}{\sum_i p_{Ti,tracks}} \quad (4.7)$$

dove $p_{Ti,tracks}$ sono i p_T delle tracce all'interno del jet ΔR é:

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2} \quad (4.8)$$

$\Delta\phi$ e $\Delta\eta$ le differenze tra ϕ e η della traccia e del jet.

Il metodo statistico utilizzato é quello del rapporto di verosimiglianza $\mathcal{R}$

$$R = \frac{L_S(i)}{L_S(i) + L_B(i)} \quad (4.9)$$

dove $L(i)$ definite:

$$L_x(i) = \prod_{j=1}^2 f_x^j(i) \quad (4.10)$$

dove le f_j sono le pdf per le due variabili utilizzate, nTrk e Width.

Questo metodo é stato implementato per jets con $p_T > 50 GeV$.

4.4 Q/G Tagging nell'analisi $H \rightarrow l^+ l^- q \bar{q}$

I risultati ottenuti dal gruppo q/g tagging per uno studio su un campione di dijets hanno richiesto un'ulteriore elaborazione per l'applicazione alla analisi

$H \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-q\bar{q}$. Inizialmente al fine di testare il metodo statistico é stato implementato un tool con performance simili a quello sviluppato dal Q/G Group di ATLAS ma estendendone il range di funzionamento a bassi p_T ($p_T > 20\text{GeV}$). Tale modifica é richiesta dalle caratteristiche dello spettro in p_T per i jets originati dal decadimento della Z proveniente dal decadimento del bosone di Higgs quando la massa m_H é sufficientemente bassa.

Il tool é stato sviluppato utilizzando TMVA [58], un pacchetto di ROOT che ospita una grande varietà di algoritmi di classificazione multivariata. Come per il tool sviluppato dal Q/G Group per effettuare il training di questo classificatore é necessario fornire le distribuzioni per nTrk e Width utilizzando campioni di eventi di dijets contenenti separatamente gluoni e light-quarks. All'interno dei campioni MC di eventi dijets l'etichettamento dei jets in gluone-jet e light-quark jet é stato effettuato utilizzando il seguente algoritmo:

il flavour del jet é assegnato utilizzando quello del partone più energetico presente all'interno del jet.

Nella figura 4.7 vengono riportati gli output di questo classificatore per due intervalli di p_T . É possibile notare che la separazione migliora ad alti p_T . I risultati ottenuti con questo classificatore sono compatibili (per $p_T > 50\text{GeV}$) con quelle ottenute dal q/g group. Il classificatore é stato inserito nel codice che opera la selezione $H \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-q\bar{q}$ al fine di valutarne l'impatto sulle performances dell'analisi standard. In fig. 4.8 sono mostrati gli output della likelihood per i due jets selezionati nell'analisi $H \rightarrow l^+l^-q\bar{q}$.

Il segnale é caratterizzato da 2 jets nello stato finale pertanto le informazioni per entrambi i jets provenienti dal q/g tagger relative al singolo jet sono state combinate. L'andamento di tale variabile é riportato in figura 4.9. Applicando un taglio su tale variabile é possibile ridurre il contributo dei fondi ma la significatività globale ($\frac{S}{\sqrt{B}}$) non risulta migliorata.

D'altra parte quest'effetto può essere giustificato considerando la tabella 4.1 dove sono mostrate le composizioni in flavour dei jets dei nostri samples.

Il tool sviluppato é capace di discriminare jets originati da quark rispetto a quelli originati da gluoni ma non é capace di discriminare il nostro segnale dai processi di fondo a causa della presenza di categorie miste come per esempio coppie di jets originati da un light quark e un gluone o da un light quark e un heavy quark. É da considerare che la composizione ottenuta con l'algoritmo di etichettamento del flavour del jet non può e di fatto non rispecchia quanto atteso dell'esame dei grafici dei processi in esame. Una cattiva associazione dovuta all'effetto combinatoriale presente in eventi

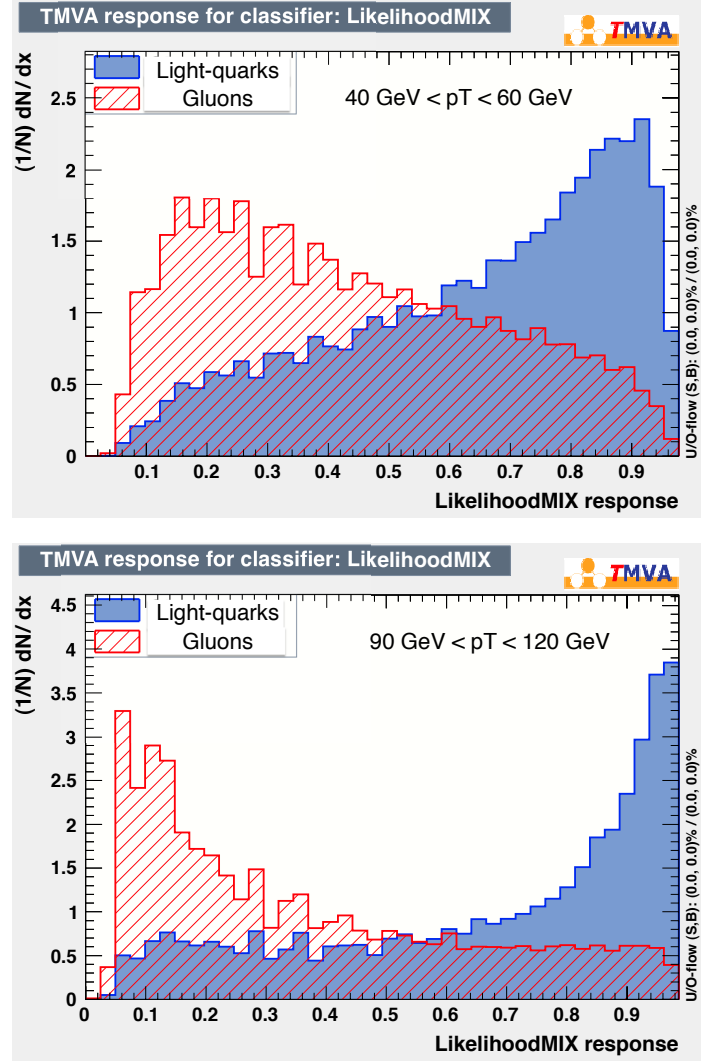


Figura 4.7 Output della likelihood per differenti bins in p_T dei jets in blu i jets da light-quarks e in rosso jets da gluone.

con più di 2 jets nello stato finale sono alla base delle differenze osservate. D'altra parte in termini di utilità relativa alla nostra analisi uno strumento capace di individuare ed etichettare categorie di coppie di jets piuttosto che separare jets da q e g sembrerebbe consentire delle performances migliori. Tutti i classificatori presenti in TMVA necessitano di due sample di training specializzati per quello che deve essere considerato fondo e quello che deve

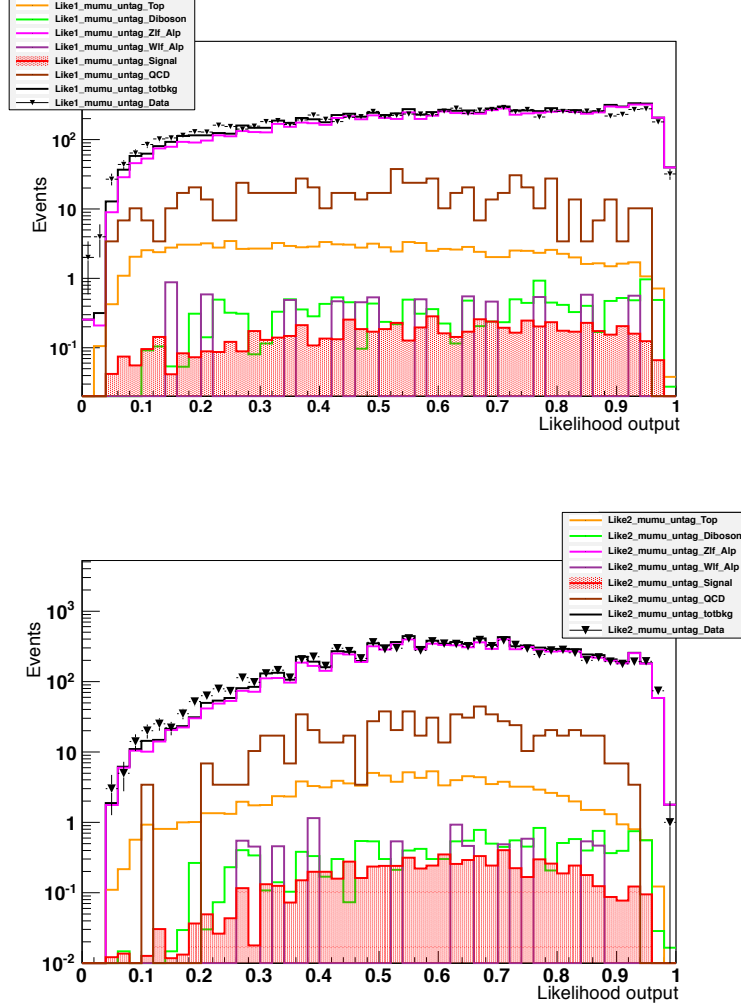


Figura 4.8 Output della likelihood per il jet *leading* in alto e il *subleading* in basso.

essere considerato segnale, rendendo il tool dipendente anche dall'algoritmo di etichettamento utilizzato.

Si é proposto di utilizzare un classificatore non supervisionato che possa discriminare delle categorie di eventi con 2 jets nello stato finale. Nel seguito verrà descritto il classificatore multivariato utilizzato e la sua implementazione all'interno dell'analisi in esame.

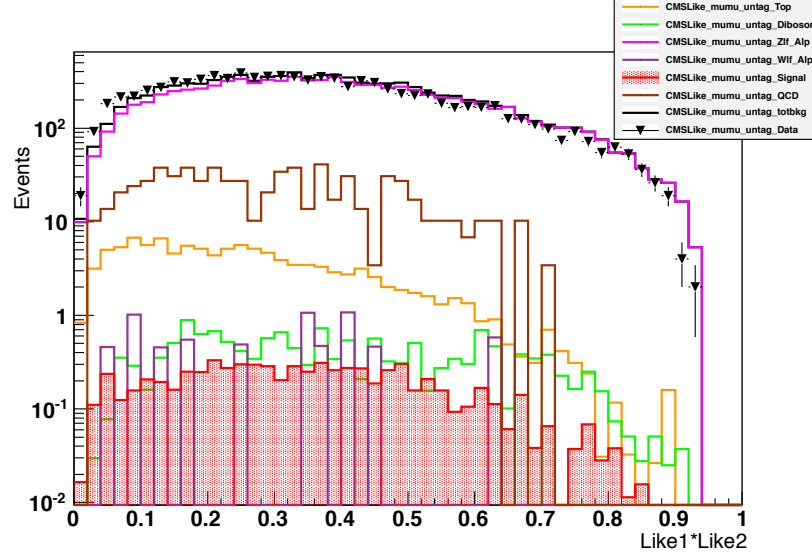


Figura 4.9 Combinazione delle likelihood per i due jets selezionati.

Sample	qq (%)	qg (%)	gg (%)	qh (%)	gh (%)	hh (%)	(%) jets non etichettati
W + jets	55.8	16.4	22.9	-	4.9	-	-
Z + jets - DY	13.3	49.4	14.2	10.6	6.0	2.7	3.8
Top	2.9	5.7	4.5	31.8	20.6	33.4	1.0
Diboson	25.6	22.1	5.3	5.1	21.0	15.1	5.8
Background	13.3	48.3	14.0	7.5	9.7	3.4	3.6
$m_H(130)$	39.7	24.9	3.7	11.0	6.4	13.3	1.2

Tabella 4.1 Composizioni dei MC utilizzando l'algoritmo di etichettamento.

4.4.1 SOM

Una SOM (Self-Organizing Map) é un tipo di rete neurale, sviluppata nel 1982 da Kohonen, un professore dell'Accademia Finlandese [59]. É detta "Self-Organizing" perché é una rete neurale non supervisionata, ovvero impara da sola attraverso un algoritmo di apprendimento competitivo. In un apprendimento non supervisionato non si conoscono le classi da voler separare, diversamente da quello supervisionato in cui una rete neurale o un classificatore supervisionato come la likelihood conoscono le due classi da separare. La rete in questo caso deve scoprire da sola le caratteristiche discriminanti dei dati in ingresso. I neuroni o nodi della SOM provano ad organizzarsi come i dati in input. Una proprietà intrinseca a questo tipo di rete neurale é la quantizzazione dei vettori, una tecnica di compressione dei dati che rende il training di questa rete molto più rapido rispetto a quello di altre reti neurali. La SOM é una rete che permette la visualizzazione e la rappresentazione di una grande quantità di dati complessi in maniera semplice, permette la visualizzazione di dati multidimensionali su uno spazio tipicamente più piccolo, in una o due dimensioni. La struttura di una SOM é molto semplice (fig. 4.10), é un reticolo o griglia di neuroni artificiali. Ogni nodo é connesso a ogni dato in input ma non sono interconnessi tra loro. Ad ogni nodo é associato un vettore di peso con la stessa dimensione dei

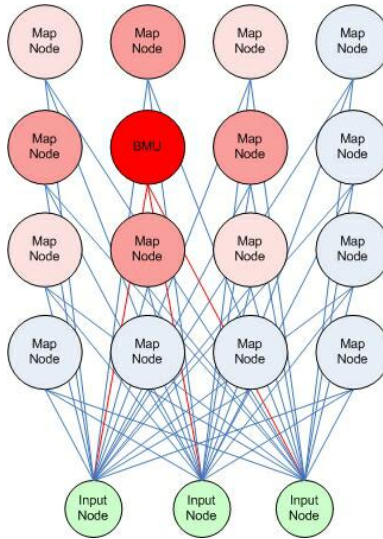


Figura 4.10 Struttura di una rete SOM.

dati in ingresso, durante la fase di training questi pesi sono continuamente

adattati ai vettori presentati in ingresso. In termini più analitici, l'algoritmo può essere agevolmente descritto ogni neurone con una precisa collocazione sulla mappa rappresentativa degli output, che prendono parte ad un processo, noto come *winner takes all*, al termine del quale il nodo avente un vettore di pesi più vicino ad un certo input è dichiarato vincitore, mentre i pesi stessi sono aggiornati in modo da avvicinarli al vettore in ingresso. Ciascun nodo ha un certo numero di nodi adiacenti. Quando un nodo vince una competizione, anche i pesi dei nodi adiacenti sono modificati, secondo la regola generale che più un nodo è lontano dal nodo vincitore, meno marcata deve essere la variazione dei suoi pesi. Il processo è quindi ripetuto per ogni vettore dell'insieme di training, per un certo numero, usualmente grande, di cicli. Va da sé che ingressi diversi producono vincitori diversi. Operando in tal modo, la mappa riesce al fine ad associare i nodi d'uscita con i gruppi o schemi ricorrenti nell'insieme dei dati in ingresso. Quando viene passato un campione di training in ingresso alla rete, viene calcolata la sua distanza euclidea da tutti i vettori dei pesi. Il neurone col vettore dei pesi più simile all'ingresso è chiamato Best Matching Unit (BMU). I pesi del BMU e dei neuroni vicini a questo nel reticolo SOM vengono avvicinati al vettore d'ingresso. L'intensità dell'avvicinamento decresce nel tempo e in funzione della distanza dei neuroni dal BMU. La formula utilizzata per l'aggiornamento dei pesi W_ν di un neurone è:

$$W_\nu(t+1) = W_\nu(t) + \Theta(\nu, t) \alpha(t) (D(t) - W_\nu(t)) \quad (4.11)$$

dove $\alpha(t)$ è un coefficiente di apprendimento monotono decrescente e $D(t)$ è il vettore d'ingresso. La funzione che definisce il vicinato $\Theta(\nu, t)$ dipende dalla distanza nel reticolo fra il BMU e il neurone ν . Nella forma semplificata (rete competitiva) è 1 per tutti i neuroni abbastanza vicini al BMU e 0 per gli altri, ma la scelta più comune è una funzione gaussiana. Dato che nella fase di addestramento i pesi di tutto il vicinato sono spostati nella stessa direzione, elementi simili tendono a clusterizzare con neuroni adiacenti. Perciò le SOM formano una mappa semantica dove campioni simili vengono mappati vicini e dissimili quelli distanti.

4.4.2 Implementazione nell'analisi

Come già anticipato nel paragrafo 4.4.1 questa rete neurale non è presente all'interno di TMVA, quindi si è dovuta implementarla a partire da pacchetti già preesistenti. Per la nostra analisi si è scelta una mappa bidimensionale con geometria rettangolare composta da 4×4 neuroni. Ogni neurone ha al

suo interno un vettore di peso quadridimensionale pari al numero di variabili utilizzate, $n\text{Trk}$ e Width dei 2 jets selezionati dall'analisi. Nelle figure 4.11 e 4.12 sono mostrate le distribuzioni di $n\text{Trk}$ e Width per la coppia di jets per gli eventi che passano la selezione standard nel canale non taggato.

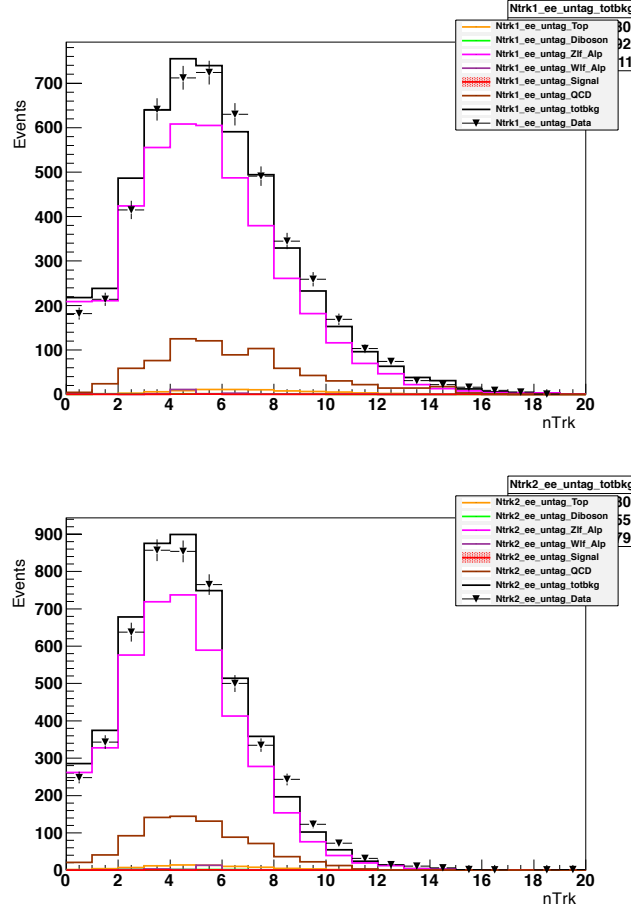


Figura 4.11 Distribuzione di $n\text{Trk}$ per il jet *leading* in alto e quello *subleading* in basso.

Si effettuato un training di queste mappe a partire da sample di eventi con due jets con flavour misti, come per la likelihood descritta nel par. 4.4 anche queste mappe sono state divise in bin di p_T , in questo caso 5:

- **20-40 both** entrambi i jets con $p_T < 40$ GeV

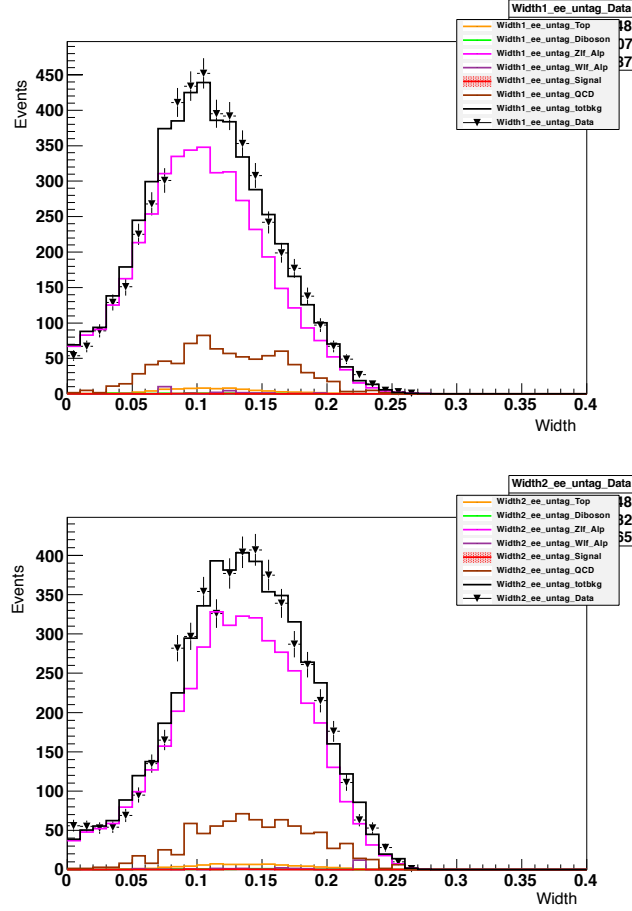


Figura 4.12 Distribuzione della *width* per il jet *leading* in alto e quello *subleading* in basso.

- **40-60 20-40** il jet *leading* con $40 < p_T < 60$ GeV e l'altro con $p_T < 40$ GeV
- **40-60 both** entrambi i jets con $40 < p_T < 60$ GeV
- **60-90** il jet *leading* con $60 < p_T < 90$ GeV e non c'è alcuna richiesta sul p_T dell'altro
- **90-120** il jet *leading* con $90 < p_T < 120$ GeV e non c'è alcuna richiesta sul p_T dell'altro

SOM training	
Funzione vicinato	Gaussiana
Coefficiente di apprendimento del primo training α_1	0.05
Numero di eventi del primo training	1000
Raggio funzione vicinato del primo training	6
Coefficiente di apprendimento del secondo training α_2	0.02
Numero di eventi del secondoo training	100000
Raggio funzione vicinato del secondo training	2

Tabella 4.2 Parametri utilizzati per il training della SOM.

In tab. 4.2 si riportano i parametri per il training della rete neurale.

Dopo il training si cercato di individuare delle categorie della SOM analizzando dei grafici come quello in fig. 4.13 dove sono riportati i neuroni secondo la loro topologia e i segmenti che li uniscono rappresentano la distanza euclidea tra questi. Una categoria SOM é individuata dai neuroni che presentano distanza media piccola tra loro, questa distanza media é presa come la media della distribuzione di tutte le distanze euclidee tra i neuroni.

Individuate le categorie SOM si sono effettuati dei test con samples di dijet con flavour fissato per capire come si disponevano le categorie di interesse per la nostra analisi sulle mappe. Come é possibile vedere nelle mappe a basso p_T la separazione é minore rispetto a quelle ad alto p_T (figg. 4.14 e 4.15), visto che la separazione migliora con l'aumentare del p_T , ma si riescono comunque ad individuare dei nodi vicini che si accendono con una determinata categoria. In questo modo non si introduce alcun bias in questo classificatore perch le categorie vengono riconosciute dopo aver effettuato il training non supervisionato.

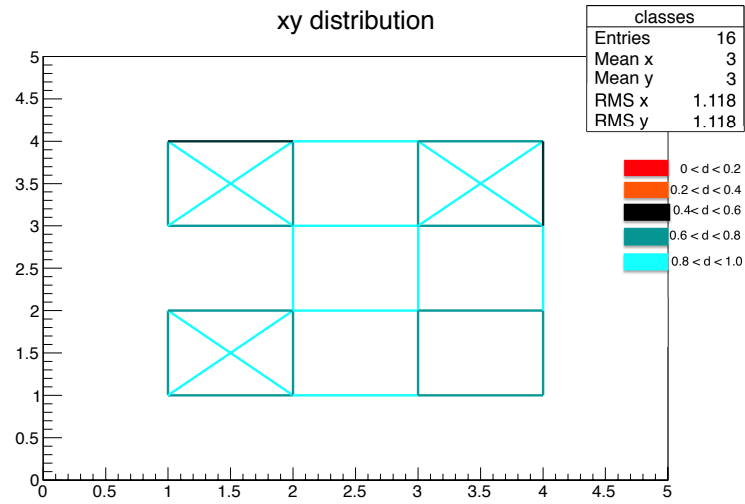


Figura 4.13 Distribuzione delle distanze euclidee tra i vettori presenti all'interno dei neuroni della SOM.

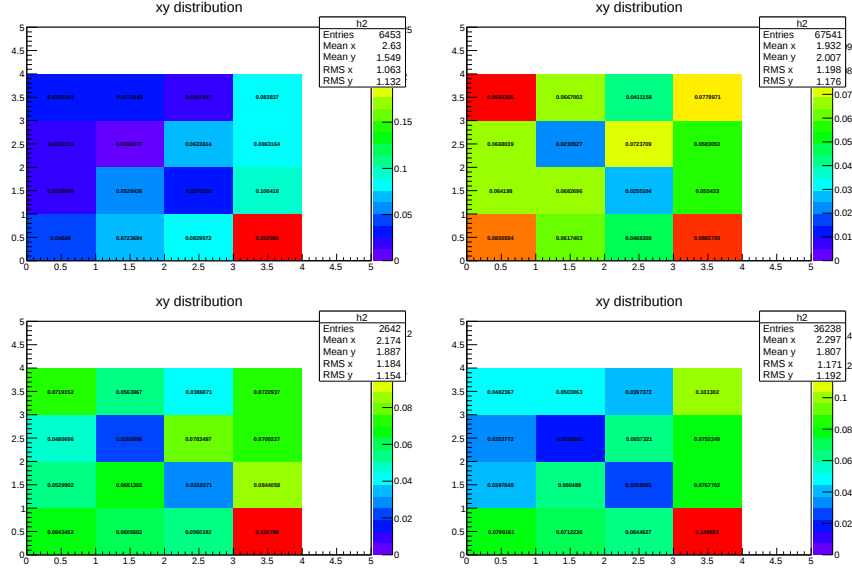


Figura 4.14 Test della SOM ad alcune categorie per il bin in p_T 20-40 both: qq (alto sinistra), gg(alto destra), qg(basso sinistra) e hh(basso destra).

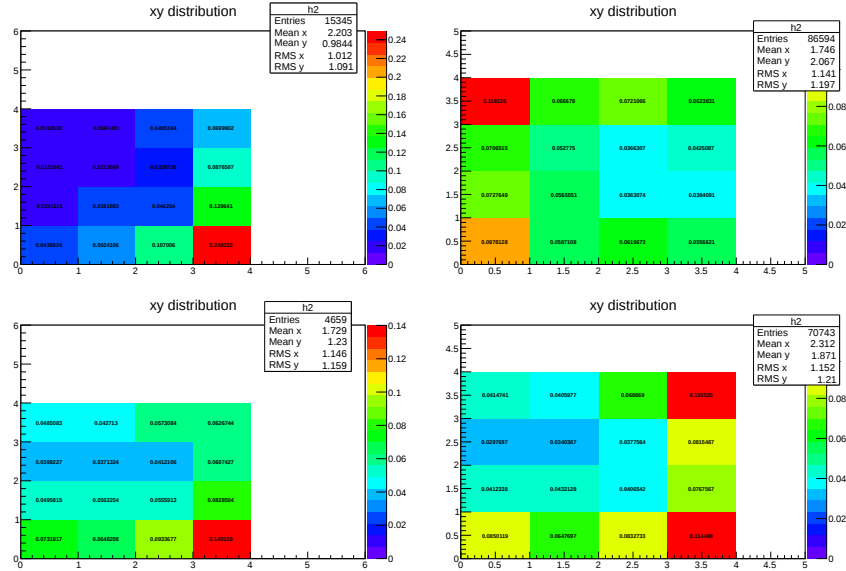


Figura 4.15 Test della SOM ad alcune categorie per il bin in p_T 60-90: qq (alto sinistra), gg(alto destra), qg(basso sinistra) e hh(basso destra).

4.5 Risultati

L'applicazione di questo tool avviene sugli eventi che hanno passato tutta la selezione standard nel canale non taggato. Una variabile bidimensionale, come l'output della SOM, non permette di effettuare un confronto semplice tra dati vs MC, a questo proposito si é definita una nuova variabile unidimensionale, creando una semplice corrispondenza con quella bidimensionale. La mappa bidimensionale viene letta per righe e i neuroni vengono numerati in ordine crescente mentre vengono posti su questo segmento. Nella figure 4.16 e 4.17 sono mostrati gli output della SOM per i vari bin in p_T dei jets.

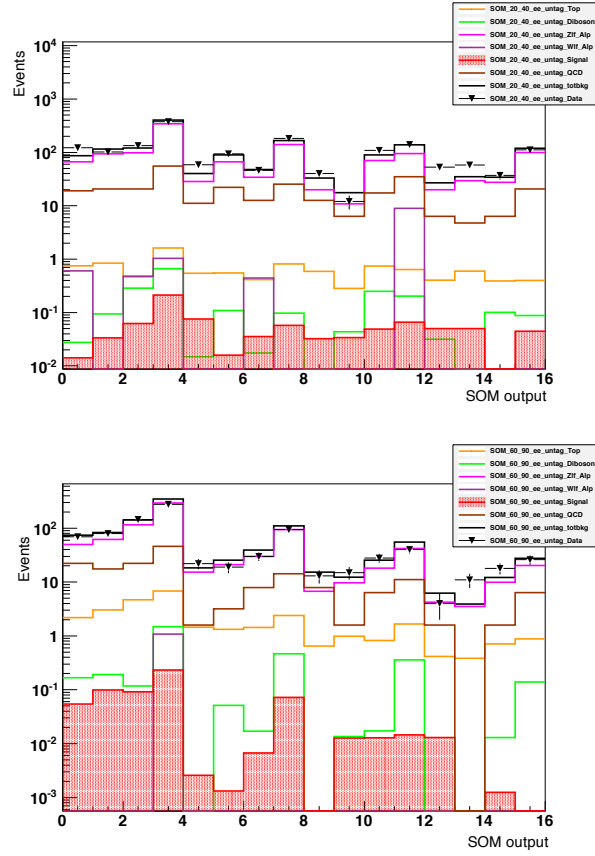


Figura 4.16 Output della SOM per il bin con p_T dei due jets $< 40\text{GeV}$ in alto e per p_T del jet *leading* $60 < p_T < 90\text{GeV}$ per il canale con 2 elettroni nello stato finale.

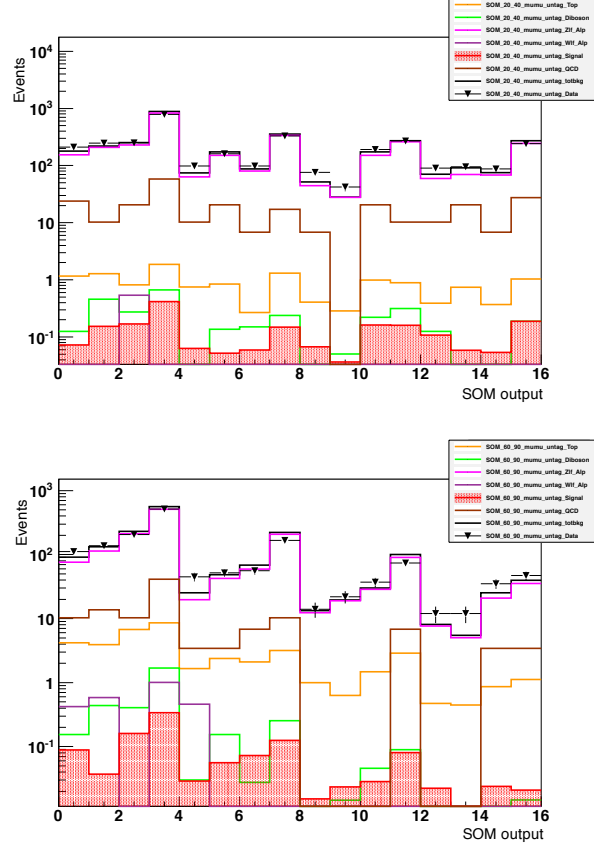


Figura 4.17 Output della SOM per il bin con p_T dei due jets $< 40\text{GeV}$ in alto e per p_T del jet *leading* $60 < p_T < 90\text{GeV}$ per il canale con 2 muoni nello stato finale.

Per ottimizzare il taglio sui neuroni si é utilizzato un algoritmo combinatoriale che opera effettuando tutte le possibili combinazioni di tagli su ogni neurone, decidendo di tagliare in base al rapporto $\frac{S}{\sqrt{B}}$, e restituisce i neuroni su cui tagliare in modo da massimizzare la significatività. In tabella 4.3 vengono mostrati i tagli applicati sulle mappe.

Nelle figg. 4.18 e 4.19 vengono mostrate le masse invarianti ricostruite del bosone di Higgs prima e dopo i tagli effettuati sulle mappe della SOM. In tabella 4.4 vengono mostrati il numero di eventi attesi per i processi di fondo e per il segnale prima e dopo i tagli sulle mappe della SOM si può notare una riduzione del fondo del 10% e un aumento in significativit globale

Tagli per la SOM		
Mappe	Elettroni	Muoni
20-40 both	0, 1, 5, 14	5
40-60 20-40	-	1, 4
40-60 both	0, 4, 5, 8	9, 10
	10, 13, 15	
60-90	4, 5, 6, 8,	1, 13
	11, 13, 14, 15	
90-120	4, 6, 7, 8, 9,	1, 2, 5
	10, 11, 12, 13, 14, 15	8, 9, 15

Tabella 4.3 Tagli effettuati sulla SOM.

di circa 2%.

Analisi standard			SOM		
$N_{sig}^{H(130)}$	N_{bkg}^{tot}	N_{oss}	$N_{sig}^{H(130)}$	N_{bkg}^{tot}	N_{oss}
10.5 ± 3.2	14846 ± 122	14453 ± 120	10.2 ± 3.2	13349 ± 116	12961 ± 114

Tabella 4.4 Risultati finali per l'analisi HM.

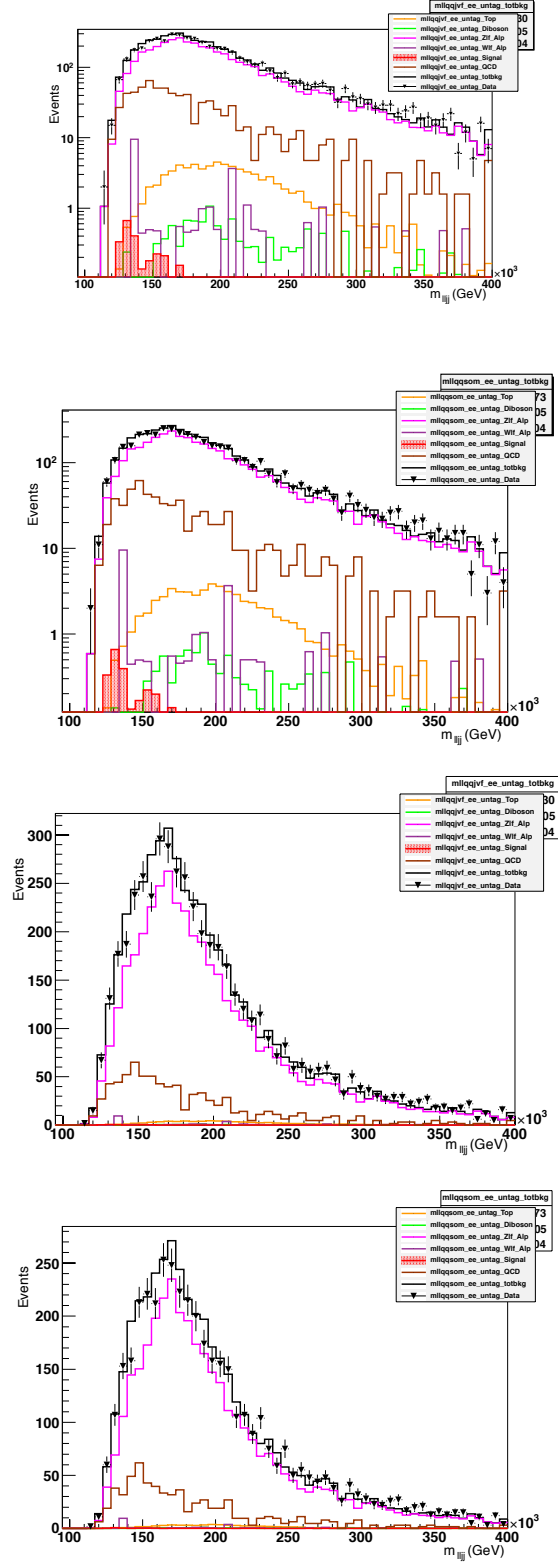


Figura 4.18 Distribuzione di massa invariante del sistema $llqq$ prima del taglio sulla SOM in alto e dopo in basso per il canale con 2 elettroni nello stato finale..

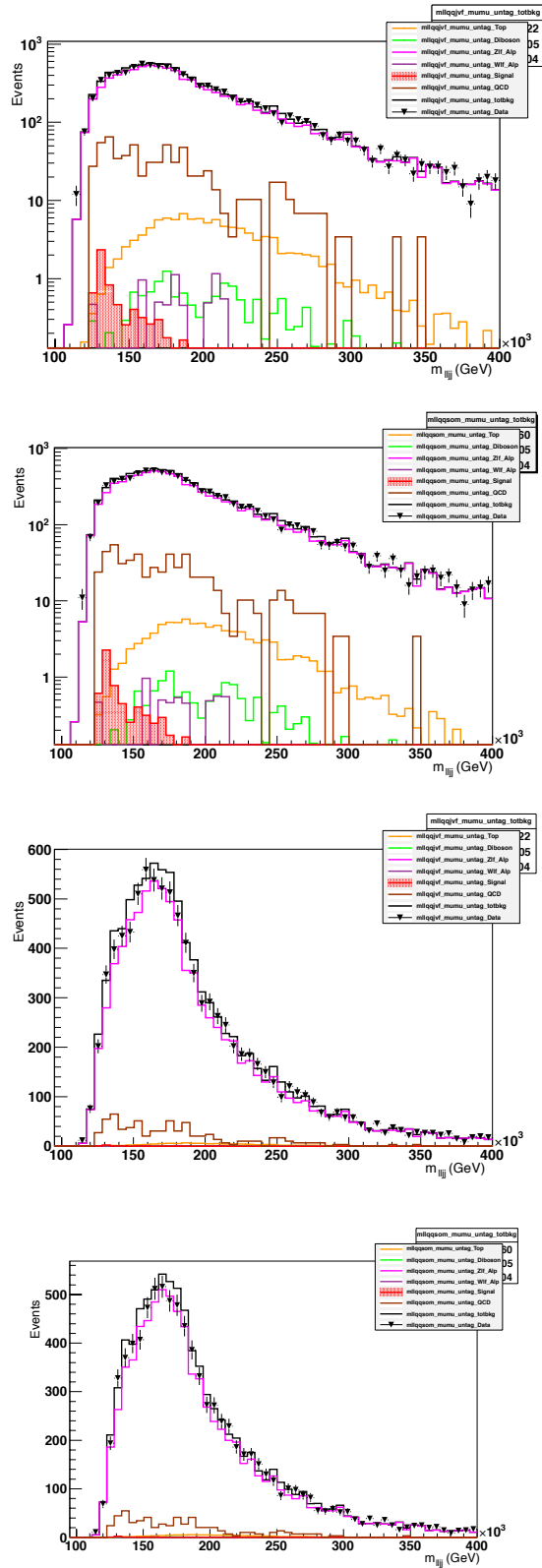


Figura 4.19 Distribuzione di massa invariante del sistema $llqq$ prima del taglio sulla SOM in alto e dopo in basso per il canale con 2 muoni nello stato finale.

Capitolo 5

Conclusioni

Il bosone di Higgs gioca un ruolo fondamentale nel Modello Standard in quanto, tramite il meccanismo di rottura spontanea di simmetria, conferisce massa a tutte le particelle. Porre dei limiti alla sua sezione d'urto di produzione, così come una sua eventuale scoperta, rappresenta una priorità per il programma di ricerca dell'esperimento ATLAS.

In questo lavoro di tesi è stata presentata l'analisi per il canale $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow l^+l^-q\bar{q}$ utilizzando l'intero campione di dati 2011 pari a circa $4.7fb^{-1}$. L'analisi è stata suddivisa in due intervalli di massa:

- bassa massa ($m_H < 200GeV$)
- alta massa ($m_H > 200GeV$)

Nell'intervallo di alta massa è stato possibile escludere al 95% di CL un bosone di Higgs così come previsto dal Modello Standard nell'intervallo di massa:

$$300 \leq m_H \leq 310GeV \quad e \quad 360 \leq m_H \leq 400GeV$$

essendo il limite d'esclusione atteso al 95% CL era pari a $360 \leq m_H \leq 400GeV$.

L'analisi nella regione di bassa massa presenta delle difficoltà sperimentali notevoli ed è caratterizzata da un rapporto segnale/fondo particolarmente sfavorevole nell'intervallo di bassa massa. Al fine di migliorare la significatività è stata studiata la possibilità di utilizzare un classificatore non supervisionato che combinando le informazioni sulla composizione e forma dei jets permettesse di discriminare categorie di jets, originate da quark da quelle

provenienti da gluoni. L'utilizzo di tale classificatore, basato su una particolare rete neurale denominata SOM (*Self-Organizing Map*) ha consentito di aumentare sensibilmente la reiezione del fondo (-10%) ed di incrementare la significatività ($\frac{S}{\sqrt{B}}$) dell'analisi in questione rispetto alla selezione standard utilizzata in ATLAS. Al momento della stesura della tesi non é possibile fornire il limite sulla massa del bosone di Higgs ottenuto con questa analisi nella regione di bassa massa in quanto i risultati sono in fase di approvazione da parte della collaborazione ATLAS.

Questo classificatore potrà sicuramente migliorare anche le performance dell'analisi nella regione di alta massa ($m_H > 200 GeV$).

Bibliografia

- [1] S. L. Glashow, *Nucl. Phys.* **22**:579 (1961).
- [2] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.***19**: 1264 (1967).
- [3] A. Salam in *Elementary Particle Theory: Groups and Analycity*, pag.367 (ed. Svartholm); Almquist and Wiksell(Stocholm) (1968).
- [4] P.W. Higgs, *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964) 508; *ibid.* *Phys. Rev.* 145 (1966) 1156; F. Englert and R. Brout, *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964) 321.
- [5] H. Weyl, *Zeit f. Physik* 56 330 (1929)
- [6] I.J.R. Aitchinson, A.J.G. Hey, *Gauge Theory in Particle Physics (Vol 1)*, Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia.
- [7] I.J.R. Aitchinson, A.J.G. Hey, *Gauge Theory in Particle Physics (Vol 2)*, Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia.
- [8] J. R. Ellis and G. L. Fogli, *New bounds on $m(t)$ and first bounds on $M(H)$ from precision electroweak data*, *Phys. Lett. B* **249** (1990) 543, J. R. Ellis, G. L. Fogli and E. Lisi, *Bounds on $M(H)$ from electroweak radiative corrections*, *Phys. Lett. B* **274** (1992) 456 and *Indirect bounds on the Higgs boson mass from precision electroweak data*, *Phys. Lett. B* **318** (1993) 148.
- [9] ALEPH, DELPHI, L3, and OPAL Collaborations, and the LEP Working Group for Higgs Boson Searches: D. Abbaneo *et al.*, *Phys. Lett B*565, 61 (2003).
- [10] LEP Collaboration, *LEP Electroweak Working Group and SLD Heavy Flavor and Electroweak Groups, A combination of preliminary electroweak measurements and constraints on the Standard Model*, hep-ex/0112021 , (2001).

- [11] The Tevatron Electroweak Working Group for the CDF and D0 Collaborations
- [12] The **L**arge **H**adron **C**ollider, homepage: <http://lhc.web.cern.ch/lhc/>
- [13] ATLAS Collaboration, *ATLAS Technical Proposal*, CERN/LHCC/94-93 (1994).
- [14] CMS Collaboration, *CMS Technical Proposal*, CERN/LHCC/94-38 (1994).
- [15] LHCb Collaboration, *LHCb TeCHNICAL PROPOSAL*, CERN/LHCC/94-4 (1998).
- [16] ALICE Collaboration, *ALICE Technical Proposal*, CERN/LHCC/95-71 (1995).
- [17] TOTEM collaboration, W. Kienzle et al, TOTEM, Total cross section, elastic scattering and diffractive dissociation at the LHC: Technical Proposal, CERN-LHCC-99-007, <http://cdsweb.cern.ch/record/385483>.
- [18] LHCf, <http://hep.fi.infn.it/LHCf/>
- [19] THE LHC STUDY GROUP, Design study of the large hadron collider (LHC): a multiparticle collider in the LEP tunnel, CERN-91-03, <http://cdsweb.cern.ch/record/220493>
- [20] ATLAS Collaboration, *Inner Detector Technical Design Report*, Vol.1 e Vol.2, CERN/LHCC 97-16 (1997).
- [21] ATLAS Collaboration, *Pixel Detector Technical Design Report*, CERN/LHCC 98-13 (1998).
- [22] ATLAS Collaboration, *Calorimeter Performances Technical Design Report*, CERN/LHCC 96-40 (1996).
- [23] ATLAS Collaboration, *Tile Calorimeter Technical Design Report*, CERN/LHCC 96-12 (1996).
- [24] L. Tompkins for the ATLAS Collaboration, *Performance of the ATLAS Minimum Bias Trigger in pp collisions at the LHC*, <http://arxiv.org/abs/1009.6133v1>.
- [25] ATLAS Collaboration, *Muon Spectrometer Technical Design Report*, CERN/LHCC 97-22 (1997).

- [26] ATLAS Collaboration, *Muon Spectrometer Technical Design Report*, CERN-LHCC 97-22 (1997).
- [27] R. Santonico, *Topics in resistive plate chambers*
SCIENTIFICA ACTA: *Resistive plate chambers and related detectors*;
Università degli Studi di Pavia (1996).
- [28] Y. Ari *et al.*, *Thin Gap Chamber: Performance as a Time and Position Measuring Detector*;
SCIENTIFICA ACTA: *Resistive plate chambers and related detectors*;
Università degli Studi di Pavia, (1996).
- [29] H. van der Graaf, H. Groenestege, C. Guyot, F. Linde, P. Rewiersma;
RasNiK, An Alignment System for the ATLAS MDT Barrel Muon Chambers, Technical System Description, ETR 2000-04, NIKHEF Amsterdam (2001).
- [30] *ATLAS Trigger and DAQ Home Page*
<http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/DAQTRIG/daqtrig.html> .
- [31] ATLAS Collaboration, *Computing Technical Design Report*, Vol. 3, CERN/LHCC 2005-022 (2005).
- [32] G. Barrand *et al.*, *Gaudi - A Software Architecture and Framework for building HEP Data Processing Applications*, International Conference on Computing in High Energy Physics, CHEP (2000).
- [33] K. Fogel, *Open Source Development With CVS*, <http://product-support.web.cern.ch/product-support/UI/Docs/cvsbook.html> .
- [34] ATLAS Collaboration, *Computing Technical Design Report*, Vol. 2, CERN/LHCC 2005-022 (2005).
- [35] Panda Client: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/PandaTools>
- [36] Ganga: <http://cern.ch/ganga>
- [37] M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez, *Anti-KT jet clustering Algorithm*, JHEP **04** (2008) 063, arXiv:0802.1189.
- [38] ATLAS Collaboration, *Commissioning of the ATLAS high-performance b-tagging algorithms in the 7 TeV collision data*, ATLAS-CONF-2011-102, 20 July 2011
- [39] CERN Central SVN Service, <http://svn.web.cern.ch/svn/>

- [40] W. Quayle, *Electroweak Physics at the LHC*, ICHEP 2004.
- [41] S. Frixione, P. Nason, and C. Oleari, *Matching NLO QCD computations with Parton Shower simulations: the POWHEG method*, JHEP **11** (2007) 070, arXiv:0709.2092 [hep-ph].
- [42] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, *PYTHIA 6.4 Physics and Manual*, JHEP **05** (2006) 026, arXiv:hep-ph/0603175.
- [43] D. de Florian, G. Ferrera, M. Grazzini, D. Tommasini, *Transverse-momentum resummation: Higgs boson production at the Tevatron and the LHC*, arXiv:1109.2109v1 [hep-ph]
- [44] LHC Higgs Cross Section Working Group Collaboration, S. Dittmaier et al., *Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 1. Inclusive Observables*, arXiv:1101.0593 [hep-ph].
- [45] R. Asfandiyarov et al., *Production Cross Sections of the Higgs Boson and Other Standard Model Processes in pp Collisions at Different Centre-of-Mass Energies*, ATLAS note ATL-COM-PHYS-2009-051.
- [46] M. L. Mangano et al., *ALPGEN, a generator for hard multi-parton processes in hadronic collisions*, JHEP **07** (2003) 001.
- [47] G. Corcella et al., *HERWIG 6: an event generator for hadron emission reactions with interfering gluons (including super-symmetric processes)*, JHEP **01** (2001) 010.
- [48] J.M. Butterworth, J.R. Forshaw and M.H. Seymour, “*Multiparton interactions in photoproduction at HERA*,” Z. Phys. C **72** (1996) 637 [hep-ph/9601371].
- [49] S. Frixione and B.R. Webber, *Matching NLO QCD computations and parton shower simulations*, JHEP **0206** (2002) 029 [hep-ph/0204244]
- [50] ATLAS Collaboration, *Measurement of the ZZ Production Cross Section in the $l^+l^-\nu\bar{\nu}$ channel in Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$ with the ATLAS Detector*, ATLAS-CONF-2012-027
- [51] ATLAS Collaboration, *A Measurement of WZ Production in Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$ with the ATLAS Detector*, ATLAS-CONF-2012-488

- [52] ATLAS Jet/EtMiss Combined Performance Group, *Recommendation for the data analysis of the data for the 2010 data*, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/JetEtmissDataAnalysisRecommendationSummer2010Recommendationfor>
- [53] ATLAS Collaboration, *Supporting Document for egamma Paper: Electron efficiency measurements using ATLAS 2010 data at $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$* , ATLAS Note 24 April 2011
- [54] ATLAS Data Quality Monitoring, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/Atlas/DataQuality>
- [55] S.J. Brodsky and J.F. Gunion, Physics Review Letters **37** 402 1976;
K. Konishi et al., Physics Review Letters **78** 243 1978.
- [56] G. Alexander et al, *A Comparison of b and $(u\ d\ s)$ quark jets to gluon jets.*, CERN-PPE-95-126, Aug 1995.
- [57] J. Gallicchio and M.D. Schwartz, *Quark Gluon Tagging at LHC*, arXiv:hep-ph/1106.3076v2.
- [58] Toolkit for MultiVariate Analysis, <http://tmva.sourceforge.net>
- [59] Kohonen, *Self-Organizing Maps*, Springer Series in Information Sciences, Vol. 30, Third, extended edition, 2001.
- [60] OPAL Collaboration, <http://opal.web.cern.ch/Opal/>
- [61] ALEPH Collaboration, <http://aleph.web.cern.ch/aleph/aleph/Public.html>

Elenco delle tabelle

1.1	Famiglie di quark e leptoni con le rispettive cariche.	6
1.2	Le interazioni fondamentali con i loro mediatori.	6
2.1	Parametri funzionamento LHC.	37
2.2	Definizioni dei menù degli elettroni.	71
2.3	Dimensioni dei vari formati degli eventi in ATLAS con i relativi parametri operazionali.	80
3.1	Sezioni d'urto in fb per $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow l^+l^-q\bar{q}$. E' anche mostrata la larghezza totale di decadimento del bosone di Higgs Γ_H from [45].	92
3.2	Sezioni d'urto per il processo $Z + jets$ simulati attraverso il generatore Monte Carlo ALPGEN, dove p si riferisce al numero di partoni. Le sezioni d'urto includono un k -factor di 1.25. Si assume che le sezioni d'urto per $Z \rightarrow ee$, $Z \rightarrow \mu\mu$, e $Z \rightarrow \tau\tau$ siano le stesse.	93
3.3	Tabella riassuntiva delle richieste di qualità per la traccia dell'ID associata al muone. N_{hits} (N_{holes}) rappresenta il numero di hits (hits mancanti) in un particolare rivelatore dell'ID, mentre N_{dead} si riferisce al numero di sensori fuori uso attraversati dal muone in un particolare rivelatore.	99
3.4	Numero di eventi selezionati in seguito alle richieste di segno opposto per i leptoni, MET, il numero di jets, per le stime MC del fondo e del segnale.	106
3.5	Numero di eventi selezionati in seguito alle richieste sulla massa invariante dei 2 elettroni e dei due jets selezionati, per le stime MC del fondo e del segnale.	107

3.6	Numero di eventi selezionati in seguito alle richieste di segno opposto per i leptoni, MET, il numero di jets, per le stime MC del fondo e del segnale.	107
3.7	Numero di eventi selezionati nella regione di controllo definita per Z+jets.	110
3.8	Frazioni degli eventi di QCD stimate dallo spettro di massa invariante dei due leptoni dopo la richiesta della presenza nell'evento di almeno 2 jets "buoni".	111
3.9	Risultati finali per l'analisi LM.	112
3.10	Risultati finali per l'analisi HM.	112
3.11	Incertezze sistematiche dovute alla ricostruzione e identificazione degli oggetti.	114
4.1	Composizioni dei MC utilizzando l'algoritmo di etichettamento.	133
4.2	Parametri utilizzati per il training della SOM.	138
4.3	Tagli effettuati sulla SOM.	143
4.4	Risultati finali per l'analisi HM.	143

Elenco delle figure

1.1	Rappresentazione delle componenti sinistrorse e destrorse dei campi di materia.	9
1.2	Il potenziale di Higgs.	12
1.3	Larghezza totale di decadimento del bosone di Higgs in funzione della sua massa.	16
1.4	Diagrammi di Feynman che contribuiscono allo scattering $W^+W^- \rightarrow W^+W^-$ attraverso lo scambio di un bosone di Higgs.	17
1.5	Diagrammi di Feynman a livello albero per le autointerazioni ad un loop del bosone di Higgs.	18
1.6	Grafici con loop di top e bosoni vettori massivi che contribuiscono al running di λ	19
1.7	Limite di trivialità (superiore) e di stabilità (inferiore) ai valori della massa del bosone di Higgs in funzione della scala di energia Λ	20
1.8	Correzioni, dovute al top e all'Higgs, al propagatore del bosone W	21
1.9	Misure di precisione dei parametri della teoria elettrodebole a LEP1, LEP2, SLC e Tevatron mostrate con le relative deviazioni standard relativamente all'inverno 2012.	22
1.10	$\Delta\chi^2$ del fit globale elettrodebole in funzione della massa dell'Higgs.	23
1.11	Diagramma di Feynman per il processo di Higgsstrahlung. . .	24
1.12	Livello di confidenza (CLs) per l'ipotesi di segnale+fondo nella produzione del bosone di Higgs a LEP.	24
1.13	Livello di confidenza (CLs) per l'ipotesi di segnale+fondo nella produzione del bosone di Higgs a Tevatron.	25

1.14	Livello di confidenza (CLs) per l'ipotesi di segnale+fondo nella produzione del bosone di Higgs a LHC per l'esperimento ATLAS (alto) e CMS (basso)	26
1.15	Diagrammi di Feynman per i meccanismi di produzione del bosone di Higgs a LHC.	27
1.16	Sezioni d'urto di produzione del bosone di Higgs a LHC per un'energia del centro di massa $\sqrt{s} = 7TeV$	28
1.17	Branching ratio dei diversi canali di decadimento in funzione della massa del bosone di Higgs con i relativi errori, nel range 100-200GeV (alto) e nel range 100-1000 GeV (basso).	29
1.18	Diagramma di Feynman per il decadimento del bosone di Higgs in due bosoni Z.	30
1.19	Diagramma di Feynman per il decadimento del bosone di Higgs in due fotoni.	30
2.1	Vista schematica della zona sotterranea dove é costruito LHC.	32
2.2	Struttura a reticolo di LHC.	33
2.3	Schema dei dispositivi di preaccelerazione ed accelerazione ad LHC.	34
2.4	Andamento della luminosità di picco di LHC misurata da ATLAS.	38
2.5	Luminosità integrata raccolta da ATLAS.	38
2.6	Schema dell' apparato sperimentale ATLAS.	39
2.7	Sistema di riferimento di coordinate globali utilizzato per ATLAS.	41
2.8	Pseudorapidità η per alcuni valori dell'angolo polare θ	41
2.9	Geometria delle bobine e delle masse magnetiche. Sono visibili le otto spire che generano il campo magnetico toroidale nella regione del <i>barrel</i> e quelle nelle regioni di <i>end-cap</i> . La struttura che genera il campo magnetico solenoidale é situata all'interno del volume calorimetrico schematizzato con quattro strati di diverse proprietà magnetiche. L'ultimo strato rappresenta il giogo di ritorno.	43
2.10	(a) Linee di campo magnetico nel piano X-Y; (b) Potere curvante in funzione di η	44
2.11	Rivelatore interno di ATLAS.	44

2.12	In alto a sinistra é mostrata l'efficienza di ricostruzione delle tracce al variare del p_T . In alto a destra, invece l'efficienza di ricostruzione delle tracce al variare di η . In basso a sinistra l'efficienza di ricostruzione dei vertici come funzione di $\langle \mu \rangle$ e, infine, in basso a destra il numero di tracce ricostruite per diversi valori di $\langle \mu \rangle$. La selezione <i>Robust</i> per le tracce differisce da quella standard per richieste più stringenti ovvero almeno 9 hits nei detector a semiconduttore (pixel+SCT) e 0 hole nei pixel.	46
2.13	Vista 3D del rivelatore a pixel.	47
2.14	Vista 3D dell'ID di ATLAS composto da 3 rivelatori diversi.	49
2.15	Sistema calorimetrico.	50
2.16	Struttura del calorimetro elettromagnetico.	52
2.17	Spettrometro a muoni nella sezione X-Y.	56
2.18	<i>Layout</i> dello spettrometro di muoni e disposizione delle diverse tecnologie di camere all'interno dello spettrometro.	56
2.19	Camera MDT.	58
2.20	Schema del rivelatore CSC.	59
2.21	(a) Schema di principio di una camera RPC a singola gap; (b) sovrapposizione delle camere lungo la direzione z	60
2.22	(a) Camera di trigger composta dall'assemblaggio di due unità RPC di ATLAS; (b) Dettaglio della zona di sovrapposizione di due unità RPC.	61
2.23	Schema dell'organizzazione in livelli del trigger di ATLAS.	62
2.24	Frequenza degli eventi prima e dopo le selezioni applicate dai vari livelli di trigger.	63
2.25	Finestra composta da 4x4 TT nel calorimetro, con gli elementi che la compongono.	65
2.26	L'efficienza di trigger al variare dell' E_T (alto) e di η (basso) dell'elettrone per i diversi livelli di trigger.	66
2.27	Sezione longitudinale della regione di barrel dello spettrometro per muoni: sono rappresentati i tre strati di RPC nel barrel e i tre strati di TGC negli endcap, assieme alle <i>coincidence window</i> di basso (rosso) ed alto (blu) impulso trasverso.	67
2.28	L'efficienza di trigger di muoni a LV1 (alto) e a livello EF (basso) al variare del p_T del μ	68

2.29	In alto le efficienze di ricostruzione per elettroni tight provenienti dal decadimento della Z in funzione di $p_T\eta$. In basso gli SFs in funzione di η	72
2.30	In alto le efficienze di ricostruzione per muoni provenienti dal decadimento della Z in funzione di $p_T\eta$. In basso la risoluzione in p_T al variare di η per muoni STACO.	74
2.31	Esempio dei jet ricostruiti con quattro diversi algoritmi. In basso a destra l'algoritmo <i>anti</i> - k_T	76
2.32	Efficienza (sinistra) e purezza (destra) di ricostruzione per jet isolati in eventi <i>dijet</i> di QCD.	77
2.33	Definizione del parametro d'impatto	78
2.34	Efficienza del tagger MV1	79
2.35	Flusso di dati in ATLAS.	81
2.36	Maggiori componenti del <i>framework</i> ATHENA	83
2.37	Siti di Grid nel mondo.	85
2.38	Architettura dell'analisi distribuita di ATLAS: differenti risorse della <i>Grid</i> possono essere raggiunte attraverso differenti sistemi di produzione.	87
3.1	Diagramma di Feynman relativo al decadimento $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow l^+l^-q\bar{q}$	90
3.2	Distribuzione di p_T (alto) e quella di η (basso) dei leptoni provenienti dal decadimento $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow l^+l^-q\bar{q}$ per differenti valori della massa m_H	91
3.3	Separazione angolare nel piano $r - \phi$ tra i leptoni provenienti dal decadimento $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow l^+l^-q\bar{q}$ per differenti valori della massa m_H	92
3.4	Diagramma di Feynman per un processo del tipo Z+jets . . .	93
3.5	Diagramma di Feynman per un processo alla Drell-Yan . . .	95
3.6	Numero di eventi al variare del numero medio di interazioni per <i>bunch crossing</i> . Nei processi di fondo non é incluso il contributo da eventi <i>multijet-QCD</i>	98
3.7	Definizione della variabile JVF	100
3.8	Distribuzioni della massa invariante ricostruita del dileptone senza includere il contributo di processi di QCD.	102

3.9	Distribuzioni della massa invariante ricostruita del dileptone dopo la richiesta sulla $\cancel{E}_T$ ($\cancel{E}_T < 30\text{GeV}$) e sul numero di jets buoni includendo il contributo di processi dovuti a processi di QCD per il canale elettronico in alto e il canale muonico in basso.	103
3.10	Distribuzione dell'energia trasversa mancante senza tener conto del contributo di processi di QCD.	104
3.11	Distribuzione del numero di jets "good" senza tener conto del contributo di processi di QCD.	104
3.12	Distribuzione della massa invariante dei due jets selezionati in alto per gli elettroni in basso per i muoni.	105
3.13	Sono mostrate le distribuzioni della massa invariante ricostruita del sistema l^+l^-jj senza il KF (in nero) e utilizzandolo (in rosso).	108
3.14	Distribuzione della massa invariante del sistema l^+l^-jj nella regione di controllo di Z+jets in alto per il canale non taggato e in basso per il canale taggato.	109
3.15	Distribuzioni della massa invariante ricostruita del sistema l^+l^-jj per la categoria non taggata per il canale elettronico a sinistra e il canali muonico a destra.	116
3.16	Distribuzioni della massa invariante ricostruita del sistema l^+l^-jj per la categoria non taggata per il canale elettronico a sinistra e il canali muonico a destra.	117
3.17	Distribuzioni della massa invariante ricostruita del sistema l^+l^-jj per la categoria taggata per il canale elettronico a sinistra e il canali muonico a destra.	118
3.18	Distribuzioni della massa invariante ricostruita del sistema l^+l^-jj per la categoria taggata per il canale elettronico a sinistra e il canali muonico a destra.	119
3.19	La massa invariante del sistema $lljj$ per $m_H = 200$ (alto) e 400GeV (basso) nel canale non taggato. Il segnale é stato moltiplicato per un fattore 5 per migliorarne la visibilità. . .	120
3.20	La massa invariante del sistema $lljj$ per $m_H = 200$ e 400GeV nel canale taggato.	121
3.21	CLs analisi HM (alto) LM (basso)	122
4.1	Esempi di diagrammi di Feynman per il processo Z+jets dove i jets sono originati da gluoni	124

4.2	Distribuzioni della molteplicità di particelle cariche all'interno di jets da gluone in alto e in basso da light-quarks misurate ad OPAL.	126
4.3	Distribuzioni della <i>broadening</i> a sinistra per i quark e a sinistra per i gluoni misurate dall'esperimento ALEPH [61] al LEP.	127
4.4	Distribuzione del numero di tracce cariche per jets da gluoni(rosso) e da light-quark(blu) a sinistra per jets con $p_T = 50GeV$ e a destra per jets con $p_T = 200GeV$. Si nota che la separazione migliora con l'aumentare del p_T	128
4.5	Distribuzione della <i>broadening</i> del jet per gluoni (rosso) e light-quark (blu) a sinistra per jets con $p_T = 50GeV$ e a destra per jets con $p_T = 200GeV$	128
4.6	Distribuzioni bidimensionali per il numero di tracce cariche e il momento lineare radiale del jet per light quark (sinistra) e gluoni(destra)	129
4.7	Output della likelihood per differenti bins in p_T dei jets in blu i jets da light-quarks e in rosso jets da gluone.	131
4.8	Output della likelihood per il jet <i>leading</i> in alto e il <i>subleading</i> in basso.	132
4.9	Combinazione delle likelihood per i due jets selezionati.	133
4.10	Struttura di una rete SOM.	134
4.11	Distribuzione di n_{Trk} per il jet <i>leading</i> in alto e quello <i>subleading</i> in basso.	136
4.12	Distribuzione della <i>width</i> per il jet <i>leading</i> in alto e quello <i>subleading</i> in basso.	137
4.13	Distribuzione delle distanze euclidee tra i vettori presenti all'interno dei neuroni della SOM.	139
4.14	Test della SOM ad alcune categorie per il bin in p_T 20-40 both: qq (alto sinistra), gg(alto destra), qg(basso sinistra) e hh(basso destra).	140
4.15	Test della SOM ad alcune categorie per il bin in p_T 60-90: qq (alto sinistra), gg(alto destra), qg(basso sinistra) e hh(basso destra).	140
4.16	Output della SOM per il bin con p_T dei due jets $< 40GeV$ in alto e per p_T del jet <i>leading</i> $60 < p_T < 90GeV$ per il canale con 2 elettroni nello stato finale.	141

- 4.17 Output della SOM per il bin con p_T dei due jets $< 40\text{GeV}$ in alto e per p_T del jet *leading* $60 < p_T < 90\text{GeV}$ per il canale con 2 muoni nello stato finale. 142
- 4.18 Distribuzione di massa invariante del sistema $llqq$ prima del taglio sulla SOM in alto e dopo in basso per il canale con 2 elettroni nello stato finale.. . . . 144
- 4.19 Distribuzione di massa invariante del sistema $llqq$ prima del taglio sulla SOM in alto e dopo in basso per il canale con 2 muoni nello stato finale. 145