

Università degli Studi di Napoli Federico II

Scuola Politecnica e delle Scienze di Base
Area Didattica di Scienze Matematiche Fisiche e Naturali

Dipartimento di Fisica



Laurea triennale in Fisica

**Studio del processo $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4 \text{ leptoni}$
nell'esperimento ATLAS ad LHC**

CERN-THESIS-2014-391
19/11/2014



Relatori:

Prof. Leonardo Merola
Dott. Francesco Alessandro Conventi

Candidato:

Antonio Giannini
Matricola N85/357

A.A. 2013/2014

Indice

1	Quadro Teorico	5
1.1	Il Modello Standard	5
1.2	Il bosone di Higgs	8
2	L'esperimento ATLAS ad LHC	14
2.1	LHC	14
2.2	L'esperimento ATLAS	17
2.2.1	Il Rivelatore Interno	19
2.2.2	I Calorimetri	21
2.2.3	Lo Spettrometro per muoni	24
2.2.4	Il Sistema di Trigger	25
2.3	Ricostruzione delle tracce	26
2.3.1	Ricostruzione e classificazione dei muoni	27
2.3.2	Ricostruzione e classificazione degli elettroni	29
3	Impatto della risoluzione sull'osservabile m_{4l}	31
3.1	Descrizione del segnale	31
3.1.1	Il trigger nel processo $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$	32
3.1.2	Selezione cinematica	32
3.1.3	Stima del segnale e del fondo	33
3.2	Root: software di analisi	34
3.3	Misura della risoluzione dell'impulso trasverso	35
3.4	Ricostruzione di m_{4l} al variare della risoluzione	41
3.5	Ricostruzione di m_{4l} : Prospettive per il Run-II	44
3.5.1	Cinematica del decadimento $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$	48
3.5.2	Test di ipotesi spin-CP	52

Introduzione

Nella descrizione attuale della Fisica moderna tutte le interazioni che si osservano in natura si possono interpretare attraverso quattro forze fondamentali: *elettromagnetica, forte, debole e gravitazionale*. Per ciascuna delle prime tre esiste una descrizione a livello di teoria quantistica dei campi, organizzate nel *Modello Standard*, solo la forza gravitazionale non ha ancora trovato una sua sistemazione coerente in questo quadro teorico. Il Modello Standard comprende la teoria unificata delle interazioni elettrodeboli, o modello di Glashow-Weinberg-Salam, *GWS*, che riesce ad unificare le forze elettromagnetica e debole, e la cromodinamica quantistica *QCD*, che invece descrive la forza forte; queste sono teorie di campo costruite a partire da una particolare simmetria, detta *invarianza di gauge*, in cui si descrivono le interazioni tra le particelle. Una simmetria di gauge prevede bosoni di campo di spin 1 e massa 0, quali, ad esempio, il fotone per le interazioni elettromagnetiche e i gluoni per le interazioni forti.

Le previsioni del Modello Standard sono state verificate con altissima precisione nel corso dei decenni successivi alla sua formulazione da vari esperimenti e finora non sono state trovate discrepanze significative dalle previsioni teoriche. Il Modello Standard prevede che le particelle acquisiscano massa attraverso il *Meccanismo di Higgs*: viene postulata l'esistenza di un campo scalare la cui interazione con le particelle conferisce a queste ultime la massa; esiste quindi un'ulteriore particella, il *bosone di Higgs*, associata al campo di Higgs, la cui massa è però un parametro libero della teoria. Per verificare la sua esistenza e, quindi, la validità di tale meccanismo è necessario osservarla sperimentalmente. Per diversi decenni il bosone di Higgs è stato il tassello mancante al Modello Standard, nonostante i lunghi sforzi nella sua ricerca, cominciata dagli anni '70, fino alla sua scoperta annunciata il *4 luglio del 2012* al CERN di Ginevra, dove gli esperimenti ATLAS e CMS hanno misurato una risonanza con massa intorno ai 125 GeV (nell'intera tesi si è utilizzata la convenzione delle «unità naturali», $\hbar = c = 1$).

Pur non predicendone la massa, la teoria dice tuttavia come il bosone di Higgs si accoppi alle altre particelle e cioè in modo proporzionale alla loro massa. Quindi, per poterlo osservare con sufficiente probabilità occorre, innanzitutto, essere in grado di produrre particelle di grande massa.

Il *Large Hadron Collider*, LHC, ha terminato nel 2013 la prima fase di funzionamento, denominata *Run-I*. In questa prima fase gli esperimenti ATLAS e CMS hanno raccolto dati da collisioni protone-protone ad un'energia nel centro di massa

mai raggiunta in precedenza pari a 7 TeV nel 2011 ed 8 TeV nel 2012. La luminosità integrata è stata pari a circa 5 fb^{-1} per i dati a 7 TeV e 20 fb^{-1} per i dati ad 8 TeV .

Nel 2015 è previsto l'inizio di una nuova fase di presa dati, denominata *Run-II*, con collisioni protone-protone ad un'energia ancora superiore e pari a 13 TeV . Sarà possibile esplorare aspetti delle interazioni fondamentali ad energie mai sondate in precedenza e gli obiettivi principali del programma di fisica saranno lo studio delle proprietà del *bosone di Higgs* e le ricerche di *fisica oltre il Modello Standard*. Per il pieno successo della seconda fase di presa dati sarà di fondamentale importanza comprendere ed eventualmente ottimizzare lo stato di funzionamento dei vari sottorivelatori che comprendono ATLAS.

In questo lavoro di tesi è stato affrontato uno studio dell'impatto delle prestazioni dei rivelatori per la ricostruzione di elettroni e muoni (calorimetro elettromagnetico e spettrometro) sulla ricostruzione della massa invariante del bosone di Higgs nel canale $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\text{ leptoni}$. La massa invariante dell'Higgs costituisce una osservabile sperimentale fondamentale per le misure delle sue proprietà, accoppiamenti, spin-CP, e la precisione con cui viene ricostruita incide sui risultati di tali analisi.

Nell'ultima parte dell'elaborato di tesi si è valutato l'impatto della risoluzione nella ricostruzione della massa invariante dell'Higgs nelle analisi delle proprietà di spin-CP con particolare attenzione alle prime fasi della presa dati del Run-II.

Capitolo 1

Quadro Teorico

Il Modello Standard [1, 2, 3] descrive l'interazione elettrodebole e l'interazione forte tra le particelle elementari; l'esistenza di un ulteriore campo scalare, postulato dal Meccanismo di Higgs [4], riesce a spiegare come le particelle acquisiscano massa.

1.1 Il Modello Standard

La teoria quantistica dei campi è una teoria della Fisica moderna che racchiude in sé tre argomenti fondamentali: la *teoria quantistica*, il *concetto di campo*, i principi della *relatività ristretta*. Tale teoria è largamente utilizzata nell'ambito della Fisica delle particelle elementari e fornisce gli strumenti adeguati per descrivere e comprendere le interazioni tra particelle. Innanzitutto, le particelle del Modello Standard sono organizzate in due categorie [5]:

- particelle costituenti la materia:

quark e *leptoni* sono fermioni con spin $\frac{1}{2}$, classificati in base al tipo di interazione e suddivisi in famiglie come riportato nelle tabelle 1.1 e 1.2:

Famiglia	Leptone	Carica [Q/e]	Massa [MeV]
Prima	e	-1	0.511
	ν_e	0	$< 0.225 \times 10^{-3}$
Seconda	μ	-1	105.7
	ν_μ	0	< 0.19
Terza	τ	-1	1777
	ν_τ	0	< 18.2

Tabella 1.1: Le tre famiglie di leptoni con relative cariche e masse

Famiglia	Quark	Carica [Q/e]	Massa [GeV]
Prima	u	$+\frac{2}{3}$	$< 2.3 \times 10^{-3}$
	d	$-\frac{1}{3}$	$< 4.8 \times 10^{-3}$
Seconda	c	$+\frac{2}{3}$	1.28
	s	$-\frac{1}{3}$	95×10^{-3}
Terza	t	$+\frac{2}{3}$	173.5
	b	$-\frac{1}{3}$	4.18

Tabella 1.2: Le tre famiglie di quark con relative cariche e masse

ogni particella ha associata una antiparticella, cioè un'altra particella con le medesime proprietà fisiche, ma con numeri quantici opposti;

- particelle mediatrici delle forze:

i bosoni vettoriali o *bosoni di gauge*, particelle con spin intero, vengono introdotti in seguito alla quantizzazione dei campi di interazione e esistono di diversi come riportato in tabella 1.3:

Interazione	Bosone	Carica [Q/e]	Spin	Massa [GeV]
Elettromagnetica	γ	0	1	0
Debole	$W^{\pm}$	± 1	1	80.4
	Z^0	0	1	91.2
Forte	g	0	1	0

Tabella 1.3: I bosoni di gauge noti con relativa carica, spin e massa

I fermioni rispettano il *principio di esclusione di Pauli*, secondo cui due o più fermioni identici non possono occupare lo stesso stato quantistico, cioè devono trovarsi in stati con almeno un numero quantico diverso. I leptoni sono organizzati in doppietti, costituiti da un leptone, elettrone, muone e tau e relative antiparticelle, e il neutrino ad esso associato, si tratta di una particella con massa prossima a zero e poco interagente con la materia, caratteristiche che li rende di difficile rivelazione; il muone e il tau sembrano essere semplici repliche più pesanti dell'elettrone. I bosoni di gauge, invece, sono i mediatori dei vari tipi di interazione, che hanno una intensità diversa, almeno alle scale di energia finora esplorate; la forza debole ha un range di interazione finito, legato al fatto che i mediatori non sono a massa nulla, tale che, in prima approssimazione, può essere considerata una interazione di contatto, anche la forza forte ha un range finito limitato alle dimensioni dei nucleoni (tabella 1.4):

Interazione	Intensità	Range[m]
Forte	1	$<10^{-15}$
Elettromagnetica	10^{-2}	∞
Debole	10^{-10}	$\sim 10^{-18}$

Tabella 1.4: Intensità relative delle tre interazioni fondamentali a livello di particelle fondamentali e relativi range di interazione

Il punto di partenza nella descrizione delle interazioni fondamentali nell'ambito del MS è la *quantizzazione dei campi*: gli operatori di campo, che sono funzioni delle coordinate spazio-temporali, vengono espressi come combinazioni lineari di operatori:

$$\phi_j(\underline{x}) \quad j = 1, 2, \dots \quad \underline{x} = (x_0, x_1, x_2, x_3) = (ct, x, y, z)$$

che applicati ai vettori di stato creano o distruggono una particella; tali operatori soddisfano equazioni del moto che si ricavano dalla lagrangiana L attraverso un principio variazionale. Solitamente si usa una *densità di lagrangiana* $\mathcal{L}$, definita come:

$$L(t) \equiv \int \mathcal{L}(\underline{x}) dx_1 dx_2 dx_3$$

Essa è funzione delle coordinate attraverso gli operatori di campo di creazione e distruzione e delle loro derivate:

$$\mathcal{L}(\underline{x}) = \mathcal{L}(t, \vec{x}) = \mathcal{L}(\phi_j(\underline{x}), \partial_\mu \phi_j(\underline{x}))$$

e le equazioni del moto sono quelle che si ottengono dal sistema delle *equazioni di Eulero-Lagrange*:

$$\frac{\partial_\mu \mathcal{L}}{\partial \phi_j} - \frac{\partial}{\partial x^\mu} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \left(\frac{\partial \phi_j}{\partial x^\mu} \right)} \right) = 0 \quad j = 1, 2, \dots$$

Alla base della teoria c'è un principio di simmetria, che consiste nell'invarianza della teoria sotto opportune trasformazioni, dette *trasformazioni di simmetria* o di *gauge*. Una trasformazione di simmetria è una trasformazione tale che la forma della lagrangiana, che descrive un certo sistema fisico, nel nuovo sistema di coordinate resta invariata e quindi resterà invariata l'intera descrizione del sistema fisico. Una trasformazione di gauge può essere *globale* o *locale* a seconda che la legge che la determina è la stessa in ogni punto dello spazio-tempo o varia da punto a punto. A lagrangiane invarianti per trasformazioni di gauge globale sono associate quantità

fisiche conservate. Richiedere che una lagrangiana sia invariante per una trasformazione di gauge locale porta in modo naturale alla introduzione di nuovi campi che fungono da mediatori dell'interazione. Si può dimostrare che l'invarianza di gauge locale non è mai possibile per una teoria di campi liberi, ma soltanto per una teoria di campi interagenti. Perciò l'invarianza di gauge locale può essere assunta come principio per lo sviluppo di teorie di gauge, nelle quali, partendo da lagrangiane libere, l'interazione sarà sempre introdotta attraverso la richiesta di invarianza di gauge locale.

Le interazioni tra i campi vengono introdotte imponendo che lagrangiana libera $\mathcal{L}_0$, che è invariante sotto trasformazione di simmetria globale, lo sia anche per simmetria locale secondo il principio di gauge, così si ottiene il termine di interazione $\mathcal{L}'$:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_0 + \mathcal{L}'$$

Ad ogni lagrangiana corrisponde poi un insieme di regole di Feynman attraverso cui si possono facilmente ricavare le ampiezze di transizione e i processi che coinvolgono le interazioni tra particelle.

Come visto, è possibile introdurre termini di interazione nella lagrangiana, tuttavia anche dopo questa operazione non compaiono termini espliciti di massa. Ovviamente questo aspetto va in contraddizione con le osservazioni sperimentali per le quali i fermioni e i bosoni di gauge $W^\pm$ e Z^0 sono massivi; dunque, è necessario introdurre dei termini di massa nella lagrangiana, senza però violare il principio di invarianza di gauge. Il meccanismo di Higgs [4] risolve tali problemi, fornendo termini di massa da aggiungere alla lagrangiana che sono invarianti per le trasformazioni di gauge usate nella teoria elettrodebole e in QCD. Le masse delle particelle, secondo tale meccanismo, sono ottenute attraverso una *rottura spontanea della simmetria*: l'idea di base è che mentre la lagrangiana è invariante per le trasformazioni di gauge in gioco, non lo è lo stato fondamentale del sistema; tale rottura di simmetria dello stato fondamentale è dovuta all'esistenza di un campo scalare, il campo di Higgs.

1.2 Il bosone di Higgs

Il MS non prevede, come detto, che le particelle che costituiscono la materia e i bosoni di gauge della interazione debole abbiano massa; è possibile risolvere questo problema attraverso il meccanismo di Higgs, che dunque implica l'esistenza di una nuova particella, denominata *bosone di Higgs*, con proprietà $J^P = 0^+$, il cui accoppiamento con i fermioni e i bosoni $W^\pm$ e Z^0 fornisce loro la massa. La verifica sperimentale dell'esistenza del bosone di Higgs è punto cruciale non solo per la conferma della validità di questo meccanismo teorico di conferimento della massa alle particelle, ma costituisce un'ulteriore verifica a supporto del MS. Il meccanismo di Higgs non fornisce tuttavia previsioni sulla sua massa, che è quindi un parametro libero da determinare. La sua ricerca è stato l'obiettivo principale degli esperimenti

ATLAS e CMS nel Run-I. Lo scoperta del bosone di Higgs è stata annunciata al CERN il 4 luglio 2012: entrambi gli esperimenti hanno misurato un significativo eccesso di eventi, rispetto al fondo costituito dai processi previsti dal MS, intorno ad una massa di circa 125 GeV (figura 1.1):

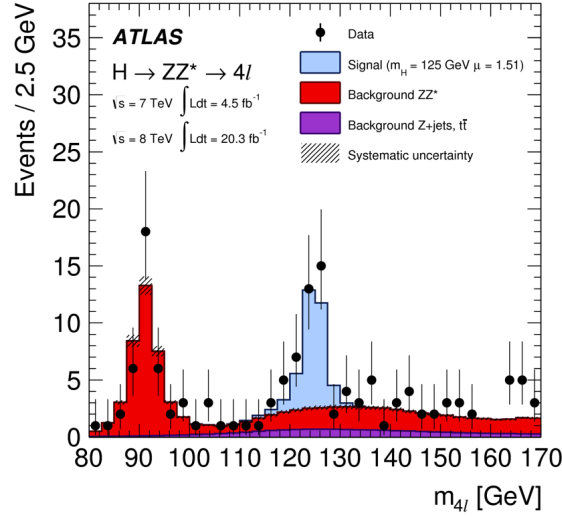


Figura 1.1: Distribuzione della massa invariante del sistema dei 4 leptoni

ciò ha confermato l'esistenza di una particella non ancora osservata; per stabilire che questa è proprio il bosone di Higgs è necessario studiarne le proprietà per poterle, poi, confrontare con quelle previste dalla teoria.

Ad LHC il bosone di Higgs può essere prodotto attraverso 4 meccanismi principali (figura 1.2):

1. **gluon-gluon fusion**

grazie alla grande abbondanza di gluoni all'interno dei protoni dei fasci che collidono ad alta energia, la fusione di gluoni attraverso un loop di quark pesanti è il meccanismo di produzione dominante;

2. **vector boson fusion**

viene prodotto un Higgs in seguito alla emissione di due bosoni vettoriali, W o Z, da una opportuna coppia di quark;

3. **W, Z bremsstrahlung:** radiazione di un H da parte di un bosone W/Z ;

nei decadimenti dei bosoni W e Z i leptoni prodotti hanno generalmente momenti trasversi elevati e ciò può essere usato come trigger per discriminare l'evento dalla grande produzione di fondo di multi-jet;

4. quark $t\bar{t}$ fusion

viene prodotto un Higgs dalla fusione di quark top e anti-top prodotti da gluoni;

In figura 1.2 sono riportati i diagrammi di Feynman di questi meccanismi di produzione:

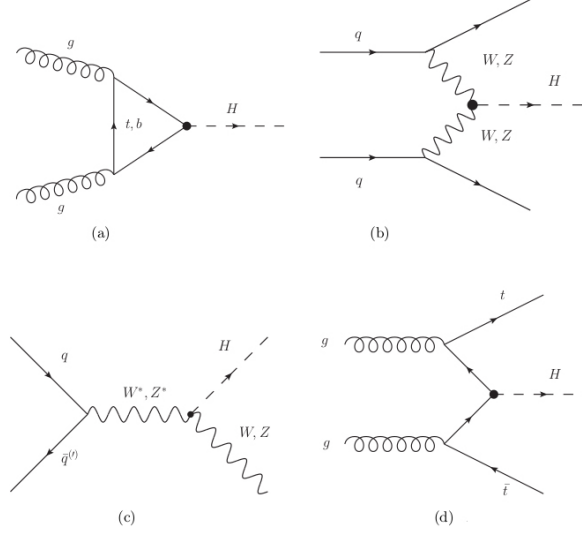


Figura 1.2: I principali meccanismi di produzione dell'Higgs ai collider adronici: (a) gg fusion, (b) vector boson fusion, (c) WZ bremsstrahlung, (d) $t\bar{t}$ fusion

mentre in figura 1.3 sono riportate le sezioni d'urto di produzione al variare della massa del bosone di Higgs:

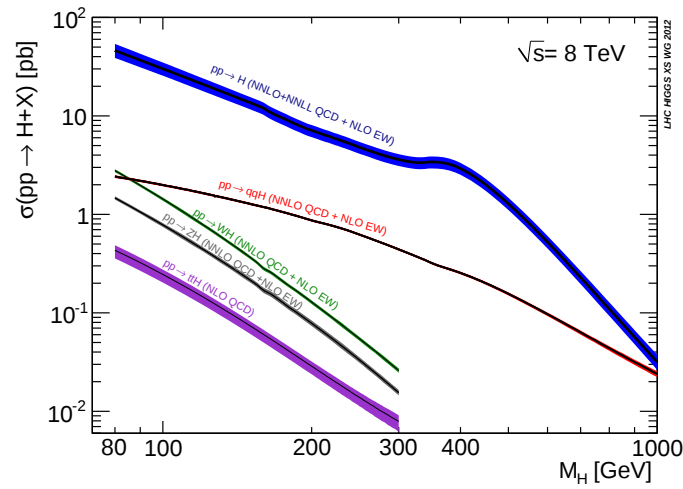


Figura 1.3: Sezione d'urto di produzione dell'Higgs per un'energia nel centro di massa pari a 8 TeV

In tabella 1.5 sono riportati i valori delle sezioni d'urto di produzione nel caso di $m_H = 125.5 \text{ GeV}$ e per $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$:

Meccanismo di produzione	$\sigma[pb]$
gg fusion	19.1
WZ fusion	1.6
WZ bremsstrahlung	0.4
$t\bar{t}$ fusion	0.1

Tabella 1.5: Valori delle sezioni d'urto di produzione dell'Higgs per i quattro meccanismi di produzione e nel caso di $m_H = 125.5 \text{ GeV}$ e $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$

Le frazioni di decadimento dell'Higgs dipendono dal valore della massa (figura 1.4):

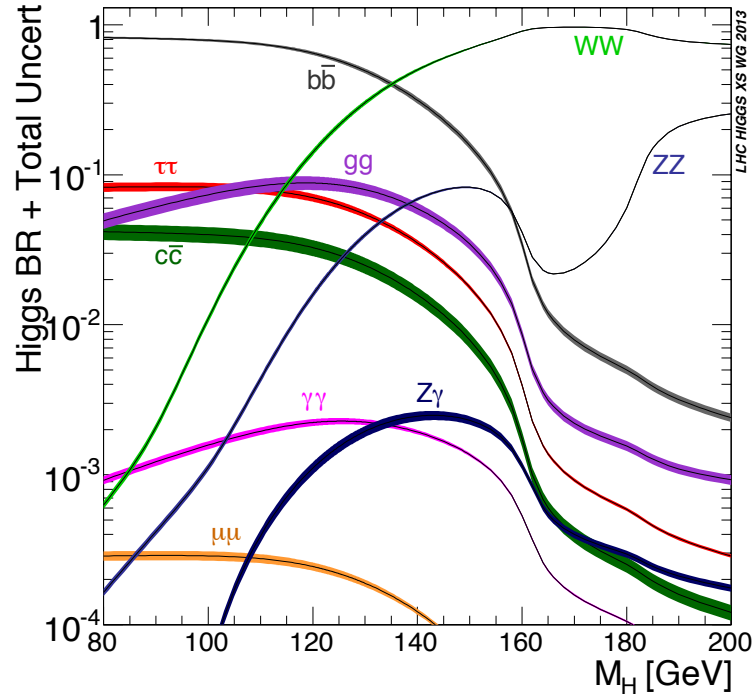


Figura 1.4: Branching Ratios dell'Higgs al variare della massa

in particolare, si possono avere i seguenti decadimenti in fermioni o in bosoni:

1. $H \rightarrow q\bar{q}$

nella regione di bassa massa, $m_H \leq 130 \text{ GeV}$, tra i decadimenti in fermioni, quello dominante è sicuramente:

$$H \rightarrow b\bar{b}$$

da un punto di vista sperimentale a causa del grande rumore di fondo di QCD, caratterizzato da una grande produzione di jets in seguito alla collisione pp, questa modalità di decadimento non è quella più favorevole per lo studio del bosone di Higgs;

2. $H \rightarrow ZZ/WW$

lo Higgs può decadere in coppie di bosoni vettoriali; il canale:

$$H \rightarrow ZZ^{(*)}/\gamma^{(*)} \rightarrow 4l \quad l = e^{\pm}, \mu^{\pm}$$

è noto come “*Golden Channel*” per il caratteristico stato finale in 4 leptoni, che permette una ricostruzione completa del decadimento; inoltre, l’accuratezza della ricostruzione dei leptoni permette un’ottima risoluzione della massa dell’Higgs (figura 1.1) ed è possibile coprire un ampio range di massa possibile $[120, 600] \text{ GeV}$. Si riscontra un abbassamento in sensibilità quando si arriva in prossimità della produzione di due W reali, $m_H \sim 2m_W$. Nell’intervallo $2m_W < m_H < 2m_Z$ il canale:

$$H \rightarrow WW^{(*)}$$

è dominante e si aggiunge a quelli con Z o γ nella ricerca. Gli stati finali di questo canale possono essere:

$$4l = \left\{ l\nu l\nu \quad l\nu q\bar{q} \right.$$

poiché c’è una grande energia mancante nella rivelazione, momenti dei neutrini, si può ricostruire solo la massa trasversa dello Higgs;

3. $H \rightarrow \gamma\gamma/gg$

i fotoni e i gluoni, bosoni senza massa, sono prodotti non direttamente da bosone di Higgs, ma attraverso dei loop che coinvolgono particelle massive cariche e/o colorate. Il canale con due gluoni non è utilizzabile in un collisore adronico per l’elevato fondo di QCD; quello con due fotoni, invece, nonostante la piccola frazione di decadimento, ha rappresentato un canale fondamentale per l’evidenza sperimentale dell’Higgs poiché presenta caratteristiche distintive dovute ai due fotoni molto energetici nello stato finale. E’ possibile ricostruire la massa invariante del sistema a 2 fotoni e nel caso di segnale di Higgs si attende un picco su un fondo di tipo esponenziale (figura 1.5).

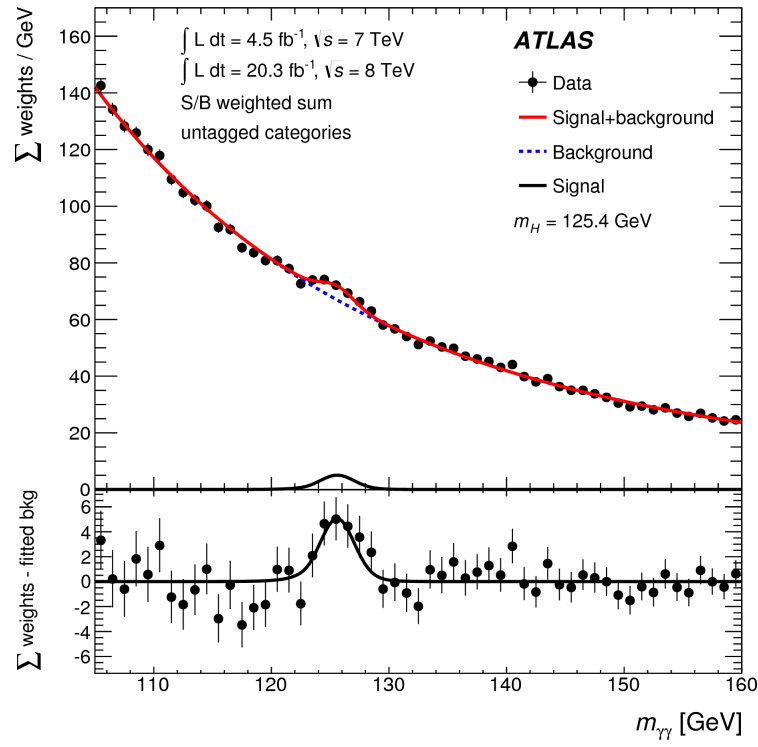


Figura 1.5: Distribuzione della massa invariante per lo stato finale a 2 fotoni

Capitolo 2

L'esperimento ATLAS ad LHC

Dopo l'osservazione sperimentale del bosone di Higgs, l'obiettivo principale dell'esperimento ATLAS a LHC è rappresentato dalla misura delle sue proprietà e dalla ricerca di processi di Fisica oltre il Modello Standard.

2.1 LHC

Il *Large Hadron Collider*, LHC [6], è un acceleratore di particelle adronico, situato presso i laboratori del CERN e collocato in un tunnel lungo 27 km e profondo da 50 a 175 m, al confine tra Francia e Svizzera. Si riescono ad accelerare fasci di protoni fino ad un'energia nel centro di massa di $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ e con una luminosità di progetto di $L \sim 10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Tuttavia, nella prima fase di presa dati, terminata nel 2013, l'acceleratore non ha prodotto collisioni alla massima energia, ma a $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ e fino a $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ solo dal 2012. A LHC ogni fascio di protoni è strutturato in pacchetti, *bunch*, secondo progetto separati 25 ns uno dall'altro e contenenti $\sim 10^{11}$ protoni. In generale, in un processo di scattering la *sezione d'urto* σ di tale processo è definita come il fattore di proporzionalità tra il *rate* R di eventi e il *luminosità istantanea* L :

$$R = \sigma \cdot L$$

dove appunto R è il numero di particelle rivelate dopo il processo per unità di tempo e L è il numero di particelle incidenti per unità di tempo e di superficie:

$$R = \frac{dN_{ev}}{dt} \qquad L = \frac{dN_{inc}}{dSdt}$$

L'unità di misura usata per la sezione d'urto è il *barn*, b , in particolare in fisica delle particelle l'ordine di grandezza è il *femtobarn*, $fb = 10^{-15}b$. Per la luminosità istantanea si usa il $\text{barn}^{-1} \cdot \text{secondo}^{-1}$, mentre per la luminosità integrata, $\int L dt$, si usa il barn^{-1} . L'esperimento ATLAS ha raccolto circa 4 fb^{-1} di dati a 7 TeV e circa 20 fb^{-1} a $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ nel 2012 (figura 2.1).

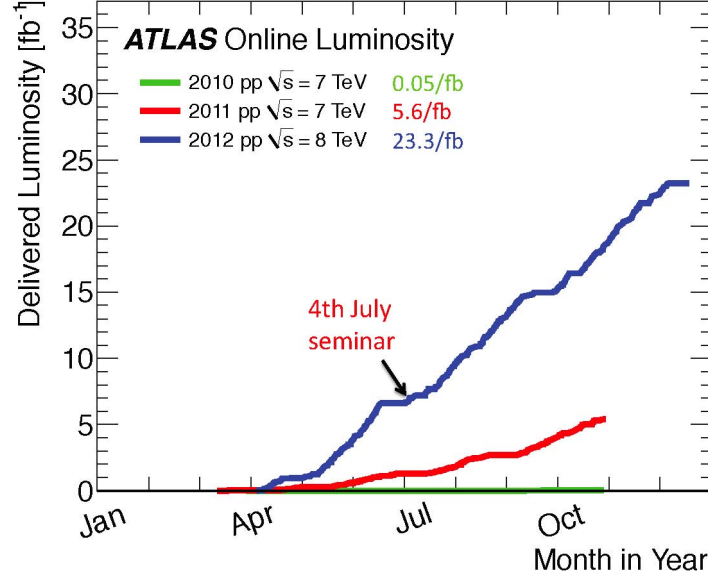


Figura 2.1: Luminosità integrata nel periodo di presa dati di ATLAS

Un collider adronico consente di raggiungere energie di collisioni più elevate rispetto ad un collider leptónico a parità di capacità di accelerazione: infatti, una particella carica vincolata su una traiettoria circolare irraggia una quantità di energia inversamente proporzionale alla quarta potenza della sua massa. La massa del protone è circa 2000 volte quella dell'elettrone, pertanto nel caso di collider adronici l'energia persa per irraggiamento è 12-13 ordini di grandezza inferiore a quella persa nel caso di collider leptonici. Inoltre, l'energia persa è anche inversamente proporzionale al raggio della traiettoria, anche per questo si costruiscono acceleratori di dimensioni sempre maggiori. A differenza di quelli leptonici, i collider adronici presentano delle difficoltà sperimentali legate al fattore di luminosità, tra questi il più rilevante è il *pile-up*. Il *pile-up* è un fenomeno per il quale, data una collisione tra pacchetti di protoni, ad un evento potenzialmente interessante si sovrappongono altri eventi non legate ai processi in studio. A differenza dei collider particella-antiparticella, per accelerare due fasci di particella-particella in versi opposti è necessario usare due tubi a vuoto distinti, che percorrono parallelamente l'intero anello di LHC. Raggiunta l'energia richiesta, i fasci collidono in quattro punti dell'anello di LHC, dove sono disposti i quattro esperimenti principali:

1. ATLAS, A Toroidal LHC Apparatus [7]

il programma di ricerca della collaborazione ATLAS comprende lo studio del bosone di Higgs, segnali di teorie oltre il Modello Standard, misure di precisione su $W^\pm$ e t , studio della fisica dei mesoni B ;

2. CMS, Compact Muon Solenoid [8]

il programma di ricerca si propone scopi comuni ad ATLAS, ma con un apparato e tecnologie differenti;

3. ALICE, A Large Ion Collider Experiment [9]

si tratta di un esperimento incentrato sullo studio di collisioni tra ioni pesanti;

4. LHCb [10]

studia la fisica del quark b e, in particolare, affronta il problema ancora aperto dell'asimmetria materia-antimateria nell'universo.

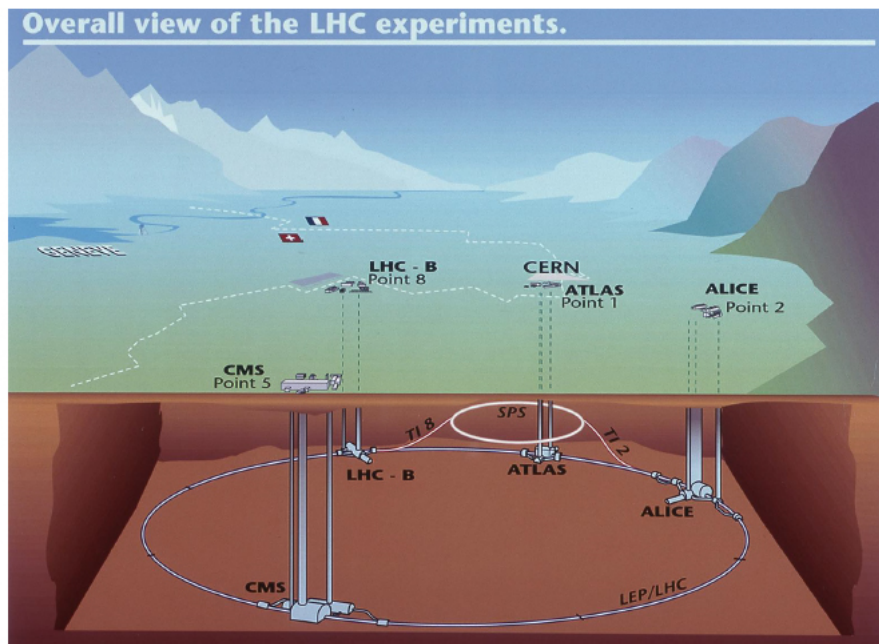


Figura 2.2: Vista schematica della zona sotterranea dove è costruito LHC e disposizione dei 4 esperimenti.

Nel 2015 avrà inizio la seconda fase di presa dati del LHC, denominata *Run-II*. Durante il Run-II LHC raggiungerà la sua energia di progetto, 14 TeV , e il programma prevede la raccolta di circa 100 fb^{-1} di dati nel periodo 2015-2018. In particolare, l'inizio della presa dati è prevista per Maggio 2015 con un breve periodo iniziale di collisioni con bunch-spacing pari a 50 ns e luminosità pari a 1 fb^{-1} . Tali dati saranno dedicati al controllo delle condizioni del magnete e dell'allineamento dello spettrometro. A partire da Giugno 2015 e per circa 3 mesi, inizierà la presa dati con $\sqrt{s} = 13\text{ TeV}$ e bunch-spacing pari a 25 ns . Nei primi mesi di presa dati la luminosità istantanea di progetto sarà pari a circa $8 \cdot 10^{33}\text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, corrispondente ad una luminosità integrata raccolta ed utilizzabile per le analisi tra 2 fb^{-1} e 5 fb^{-1} . Il totale atteso per tutto il 2015 è pari a circa 10 fb^{-1} .

Bunch-spacing	N_{bunch} (10^{11})	L istantanea ($cm^{-2}s^{-1}$)	Giorni	L integrata (fb^{-1})
50 ns	1.2	$5.3 \cdot 10^{33}$	21	~ 1
25 ns / 1	1.2	$8.1 \cdot 10^{33}$	44	~ 4
25 ns / 2	1.2	$14.7 \cdot 10^{33}$	46	~ 13

Tabella 2.1: Prestazioni di progetto per il Run-II

2.2 L'esperimento ATLAS

L'apparato dell'esperimento ATLAS (figura 2.3) è costituito da diversi tipi di sot-rivelatori, ognuno specifico per i diversi tipi di particelle da rivelare, organizzati con una simmetria cilindrica rispetto l'asse di collisione dei fasci, con una lunghezza complessiva di 42 m e con un raggio di 11 m. Partendo dal vertice di interazione e procedendo verso l'esterno dell'apparato troviamo [11]:

- Rivelatore interno (Inner Detector)
consente la ricostruzione di tracce di particelle cariche, misurandone traiet-torie, impulso e vertici di decadimento; è immerso in un campo magnetico solenoidale;
- Calorimetri elettromagnetico (ECAL) ed adronico (HCAL)
forniscono, rispettivamente, misure delle energie depositate da elettroni e fo-toni e la ricostruzione dei jet di adroni;
- Spettrometro per muoni
identifica e ricostruisce le tracce dei muoni con l'ausilio di un magnete toroi-dale;

Si possono considerare parti integranti dell'apparato sperimentale ATLAS:

- Sistema di Trigger
è indispensabile per ridurre il gran numero di eventi prodotti nelle collisioni pp , riducendo il rate iniziale da 1 GHz iniziale a quello finale di circa 200 Hz ;
- Sistema di acquisizione dati

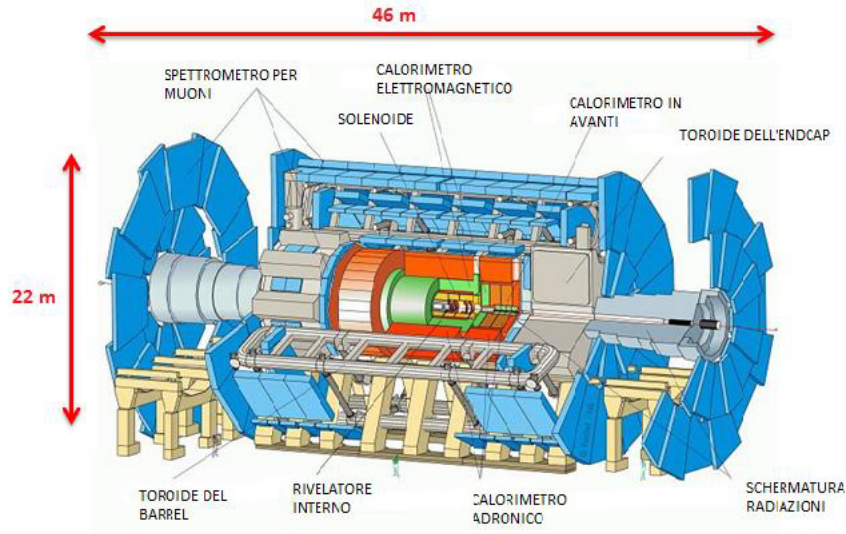


Figura 2.3: L'apparato sperimentale ATLAS ad LHC

L'ermeticità dell'apparato sperimentale consente di rivelare, tramite la ricostruzione di momento ed energia mancanti, la produzione di neutrini o di altre particelle non note che non sono rivelate direttamente nell'apparato. La caratteristica fondamentale di questo rivelatore è il sistema di campi magnetici, in particolare, del campo magnetico solenoidale con intensità di 2 Tesla , prodotto nella regione del rivelatore interno, e dei tre magneti toroidali, che producono un campo magnetico toroidale e con una intensità di 0.5 Tesla , posti nella regione dello spettrometro a muoni.

Nell'esperimento ATLAS viene fissato un sistema di riferimento, costituito da un'usuale terna destrorsa di assi cartesiani, con origine posto nel punto di interazione, l'asse z disposto lungo l'asse di simmetria cilindrica dell'apparato e, quindi, lungo la direzione dei fasci, l'asse y disposto verticalmente e l'asse x che punta verso il centro dell'anello di LHC. L'angolo azimutale φ è definito come l'angolo di rotazione intorno l'asse z , con origine sull'asse x e crescente in senso antiorario guardando il piano xy ; l'angolo polare θ , invece, è l'angolo di rotazione intorno l'asse x , con l'origine sull'asse z e crescente in senso antiorario guardando il piano zy , come rappresentato in figura 2.4:

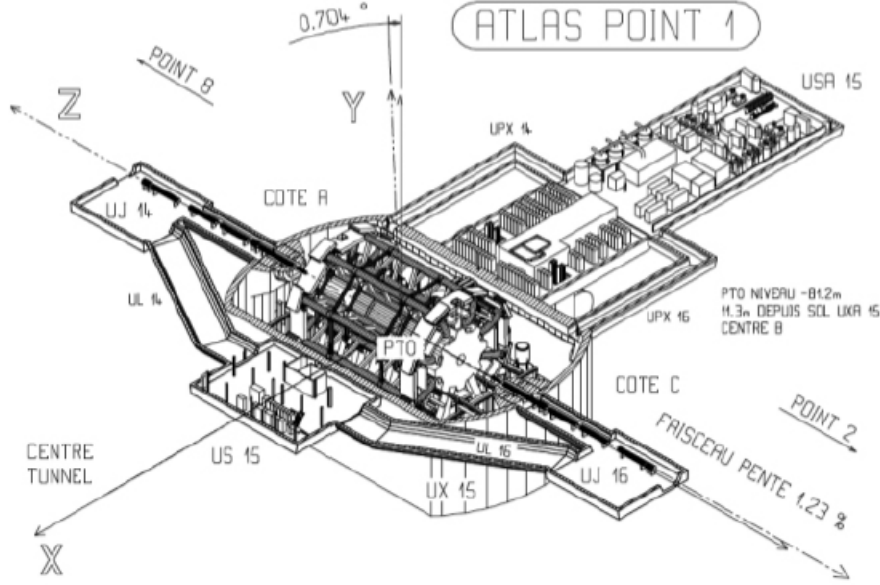


Figura 2.4: Sistema di riferimento destrorso fissato ad ATLAS

Solitamente si usa al posto della coordinata θ la *pseudorapidità* η , così definita:

$$\eta \equiv -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right]$$

usando la quale si possono individuare due regioni nel rivelatore:

- Barrel Region (BR) $|\eta| < 1.05$
corrisponde alla parte centale del rivelatore e più prossima al punto di interazione;
- Endcap Region (ER) $1.05 < |\eta| < 2.7$
comprende gli apparati situati alle estremità destra e sinistra dell'apparato.

In queste due regioni, in generale, i rivelatori sono diversi, ma possono anche essere dello stesso tipo o simili ma con disposizione geometrica diversa, come, ad esempio, nello spettrometro per muoni.

2.2.1 Il Rivelatore Interno

Il rivelatore più vicino alla zona di interazione è l'*Inner Detector* [12] (figura 2.5), circonda, infatti, i tubi a vuoto, detti *beam pipe*, in cui circolano i fasci accelerati, occupando una cavità cilindrica; è immerso in un campo magnetico solenoidale con intensità di 2 T, parallelo all'asse del fascio.

L'ID è caratterizzato da una elevata «granularità» nelle misure di posizione, ottenuta con tre tipi di rivelatori che ne costituiscono la struttura:

- Rivelatori a pixel:

i pixel sono disposti su cilindri concentrici intorno l'asse del fascio e su dischi perpendicolari ad esso nella regione di end-cap in modo tale che le particelle attraversino almeno tre strati di pixel ed ottenere appunto tre hit;

- Tracciatore a semiconduttore, SCT:

è installato in una zona intermedia e fornisce almeno quattro misure di precisione per traccia;

- Tracciatore a radiazione di transizione, TRT:

gli elementi costitutivi sono tubi riempiti da una miscela di gas, che consentono un tracciamento continuo; è la parte esterna del rivelatore ed è caratterizzato da una risoluzione peggiore rispetto alle due parti più interne.

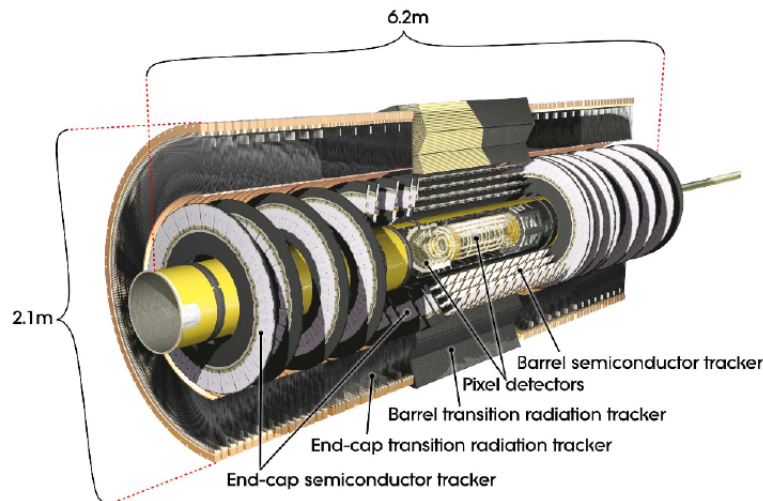


Figura 2.5: Il rivelatore interno di ATLAS

Le particelle cariche prodotte nell'interazione pp , curvano nel piano ortogonale a tale asse. L'ID è progettato per permettere una buona ricostruzione delle tracce e fornire un'ottima risoluzione nelle misure della quantità di moto nel piano ortogonale all'asse dei fasci, impulso trasverso p_T . Nell'attraversare l'ID una particella carica rilascia parte della sua energia che attiva il funzionamento del rivelatore in punti spaziali detti *hit*. A partire da tali quantità spaziali è possibile ricostruire la traiettoria della particella, riconoscendo una sequenza di punti correlati tra di loro, detta *pattern*. I rivelatori dell'ID consentono di associare i vari hit a tracce di particelle legate ad un evento prodotto in una collisione, distinguendole dal «rumore» costituito da tracce generate dal passaggio di raggi cosmici che né provengono dal

centro del rivelatore né interessano ai processi in esame. Si riescono ad ottenere buone ricostruzioni di vertici primari e secondari per tracce cariche con $p_T > 0.2$ GeV.

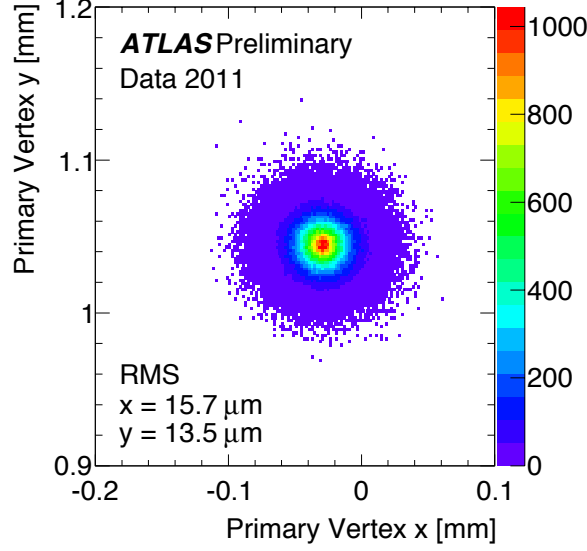


Figura 2.6: Distribuzione bidimensionale di vertici primari ricostruiti con numero di tracce maggiore di 3 nel piano trasverso xy dei dati a 7 TeV del 2011

2.2.2 I Calorimetri

Il sistema di *Calorimetri* di ATLAS [13] è costituito da un *calorimetro elettromagnetico* e da un *calorimetro adronico*, che circondano, sempre con geometria cilindrica, l'ID. Entrambi i calorimetri sono a *campionamento*, cioè composti da strati di materiali pesanti alternati a strati di materiale attivo per la rivelazione del segnale prodotto dal passaggio di particelle. Il materiale attivo utilizzato per entrambi i calorimetri è l'argon liquido, mentre quello pesante è il piombo per il calorimetro elettromagnetico, invece, ferro, rame e tungsteno, a seconda del valore di η , per quello adronico.

Quando una particella con energia elevata, come un elettrone o un fotone, interagisce con un materiale genera uno *sciame elettromagnetico* composto da elettroni, positroni e fotoni, in seguito al verificarsi di due processi fondamentali: la creazione di una coppia e^-e^+ da parte di un fotone con energia sufficiente e in presenza di un nucleo; l'emissione di un fotone in seguito alla diffusione di un elettrone per interazione con un nucleo, detta *bremsstrahlung*. L'energia della particella iniziale, che dà origine allo sciame, viene distribuita tra tutte le particelle dello sciame e depositata poi nel materiale sotto forma di ionizzazione. Rivelando e misurando l'energia

depositata nel mezzo si può risalire all'identificazione della particella ed alla misura della sua energia.

Le particelle capaci di interagire per forza forte, incidendo su di un materiale interagiscono con i nuclei di questo, generando uno sciame adronico; come nel caso elettromagnetico, misurando l'energia delle particelle secondarie è possibile ricostruire l'energia della particella iniziale.

I calorimetri sono costruiti in modo tale che elettorni e fotoni vengono completamente assorbiti dal calorimetro elettromagnetico, mentre una particella adronica lo attraversa quasi indisturbata, per poi essere assorbita in quello adronico. La grandezza che caratterizza un calorimetro elettromagnetico è la *lunghezza di radiazione* X_0 del materiale, definita da:

$$E(x) = E_0 e^{-\frac{x}{X_0}}$$

dove E_0 è l'energia iniziale della particella prima di penetrare nel materiale e x è la distanza percorsa nel materiale; quindi, X_0 rappresenta la distanza percorsa nel materiale dopo la quale l'energia della particella si è ridotta di un fattore $1/e$; una analoga definizione si usa per il calorimetro adronico e la lunghezza caratteristica è detta *lunghezza di interazione* λ_I . I calorimetri elettromagnetico ed adronico in ATLAS hanno dimensione rispettivamente di $23 X_0$ e di $11 \lambda_I$ così da assicurare che tutta l'energia delle particelle incidenti, elettroni, fotoni ed adroni, sia assorbita nei calorimetri.

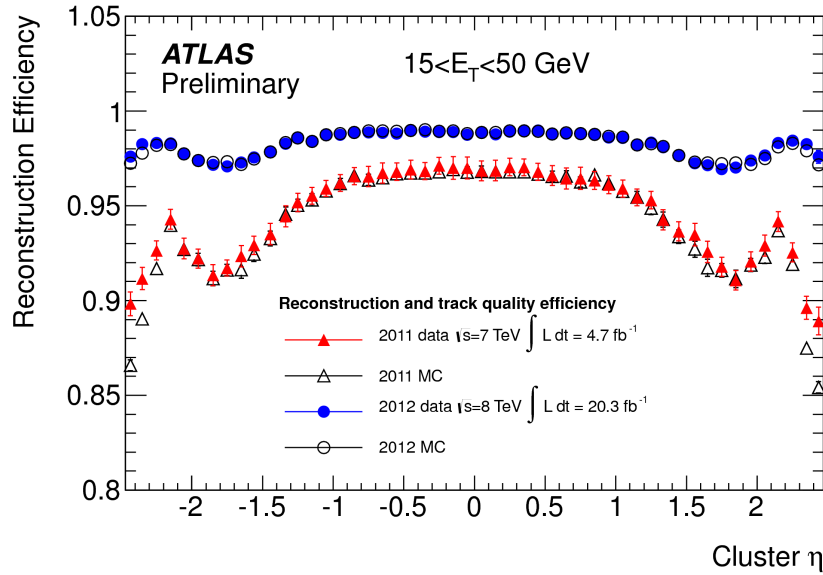


Figura 2.7: Dati e simulazioni della efficienza di ricostruzione degli elettroni al variare della pseudorapidità

E' importante che i calorimetri assorbano gli interi sciame perché solo in questo modo è possibile misurare l'energia della particella iniziale incidente che proviene dalla

zona di collisione: infatti, ad esempio nel calorimetro elettromagnetico, gli elettroni prodotti per ionizzazione nell'argon liquido dal passaggio delle particelle cariche dello sciame sono raccolti, sotto l'azione di un campo elettrico generato da elettrodi, su uno di questi, generando un segnale elettrico che può essere misurato, che è proporzionale alla carica che l'ha generato, cioè al numero di ionizzazioni prodotte; poiché l'energia che produce una ionizzazione è energia persa dalla particella, allora, nota l'*energia di ionizzazione* W , caratteristica del materiale, l'energia persa da una particella in un calorimetro è:

$$E_{persa} = N_{Ion} \cdot W$$

dove N_{Ion} è il numero totale di ionizzazioni prodotte dalla particella che, come detto, è proporzionale al segnale elettrico misurato; in definitiva, se la particella è completamente assorbita dal calorimetro la sua energia persa non è altro che l'energia che aveva inizialmente.

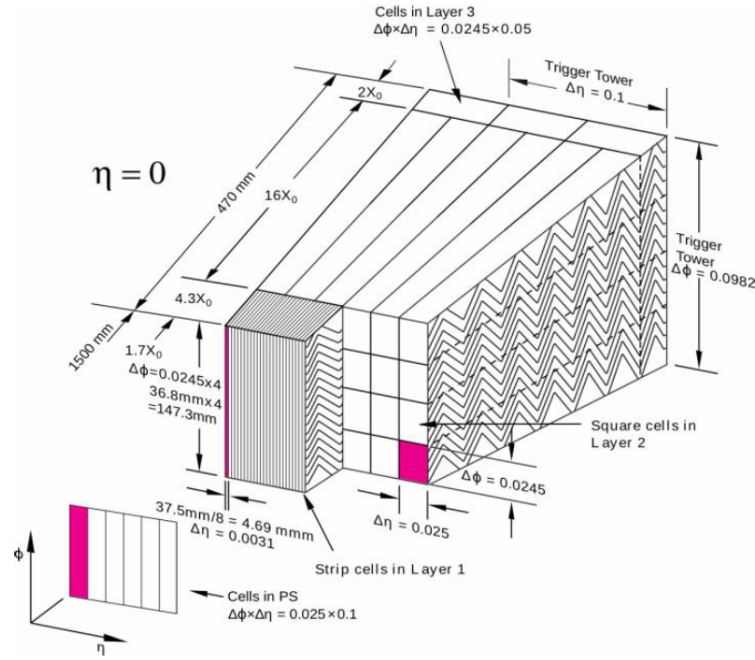


Figura 2.8: Sezione del calorimetro elettromagnetico, in cui viene messa in evidenza la struttura a fisarmonica degli elettrodi e la segmentazione in celle

In un calorimetro a campionamento tradizionale gli strati di materiale pesante e attivo sono perpendicolari alla direzione della particella da rivelare ed i segnali prodotti nel materiale attivo, tutti o in parte, sono sommati. I calorimetri di ATLAS possono essere schematizzati come una serie di celle, cioè elettrodi di metallo a base quadrata, disposti secondo una geometria cilindrica in modo da mantenere

quella del rivelatore nel suo complesso, ma piegate a «fisarmonica» per evitare che una particella interagisca con uno solo dei tipi di materiale, pesante o attivo. La suddivisione in celle rende possibile un'accurata ricostruzione dello sviluppo dello sciame. Dalle informazioni fornite dai due calorimetri, si può stabilire se uno sciame è elettromagnetico o adronico e misurarne l'energia e la direzione.

2.2.3 Lo Spettrometro per muoni

Lo *Spettrometro per muoni* [14], immerso in un campo magnetico toroidale, è dedicato alla misura dell'impulso dei muoni, prodotti nelle collisioni dei fasci. Infatti, i muoni sono le uniche particelle provenienti dalle interazioni che raggiungono questa zona dell'apparato sperimentale. I muoni non generano sciame elettromagnetici per il valore della loro massa. Infatti, la sezione d'urto di interazione bremsstrahlung è inversamente proporzionale al quadrato della massa; pertanto è molto bassa la probabilità di produrre fotoni e, quindi, uno sciame. Inoltre i muoni attraversano i calorimetri perdendo solo una piccola frazione della loro energia ($\Delta E = 3 \text{ GeV}$).

Lo Spettrometro per muoni è composto da due sistemi: *camere di trigger* per una misura rapida dell'impulso dei muoni e *camere di tracciamento* ad alta precisione per una misura accurata dell'impulso dei muoni da pochi GeV fino a vari TeV . Inoltre, è caratterizzato da un'ottima risoluzione in impulso trasverso p_T , ampia copertura in η , identificazione corretta in un ambiente denso, cioè con elevato pile-up, buona risoluzione temporale, indispensabile per associare l'evento al giusto bunch crossing, essendoci collisioni tra i bunch ogni 25 ns .

Le camere di trigger sono di diversi tipi:

- Resistive Plate Chambers, RPC

nella regione di Barrel si usano camere di questo tipo; una camera RPC è formata da gas contenuto tra due lastre parallele di bakelite distanziate tra di loro 2 mm . Quando una particella la attraversa gli elettroni di ionizzazione primaria sono moltiplicati a valanga e raccolti su fili anodici; la risoluzione temporale è di 1 ns mentre quella spaziale, abbastanza limitata, è pari a 1 cm , per questo vengono usate come camere da trigger;

- Thin Gap Chambers, TGC

sono usate nella regione di End-cap perché la loro forma vi si adatta meglio; sono camere di tipo multi-wire proportional chamber, in cui il mezzo attivo è sempre una miscela di gas.

Le camere di precisione, invece, sono divise in:

- Monitor Drift Tubes, MDT

le MDT sono camere a drift composte da 3-4 strati di tubi contenenti una miscela di gas che viene ionizzato al passaggio di un muone; ogni tubo fornisce una singola misura, hit, e la suddivisione in più tubi migliora la ricostruzione

della traccia. La risoluzione in impulso di progetto è minore del 10% per muoni con impulso compreso tra 10 GeV ed 1 TeV . La risoluzione spaziale è di $\sim 80\text{ }\mu\text{m}$, per questo si preferiscono alle RPC per una misura molto più accurata; sono presenti in regioni del rivelatore con $|\eta| < 2$;

- Catode Strip Chambers, CSC

sono anche esse camere a multi-filo, con il catodo segmentato; sono utilizzate per misure di precisione di posizione nella regione periferica del rivelatore, esattamente per valori della pseudorapidità $2 < \eta < 2.7$.

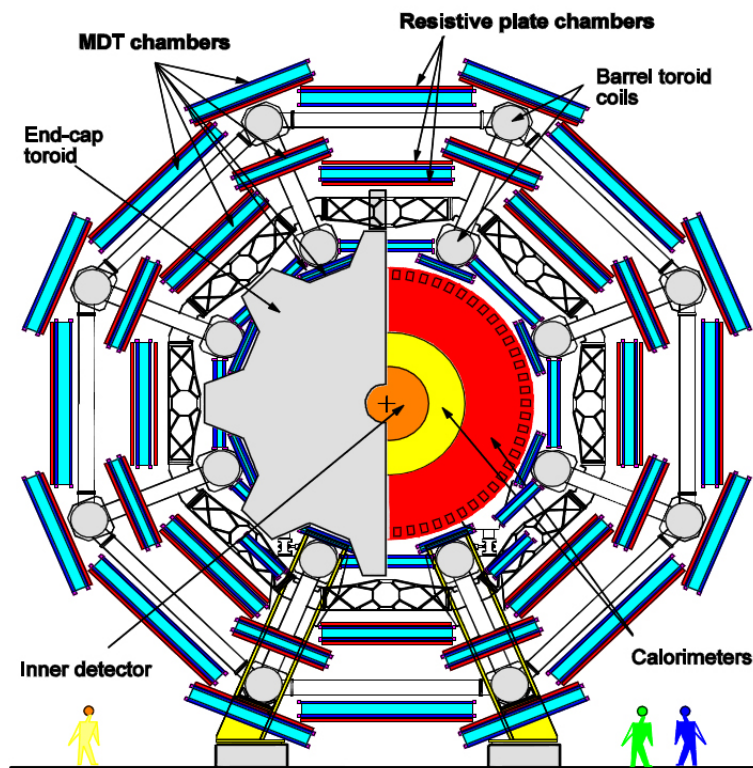


Figura 2.9: Sezione trasversale all'asse dei fasci di ATLAS; in blu lo spettrometro per muoni: sono disposti tre strati concentrici di rivelatori, di cui il secondo ed il terzo presentano anche le camere di trigger RPC

2.2.4 Il Sistema di Trigger

Quando i fasci di protoni ad altissima energia collidono, al centro del rivelatore viene prodotto un numero enorme di particelle in un largo intervallo di energie; nello specifico vengono prodotti dai rivelatori dati ad una frequenza di 40 MHz , a ciascun evento è associata una quantità di informazioni digitali che necessita di

circa 2 *Mbyte* di memoria per essere conservato. La tecnologia attuale consente velocità di scrittura di dati su un supporto di memoria a circa 200 *Hz*, per questo è necessaria una selezione online di eventi di interesse tramite un *sistema di trigger* [15] altamente efficace che sia capace di ridurre l'alto rate di eventi di un fattore $10^6 - 10^7$, ma allo stesso tempo garantisca di conservare gli eventi di interesse. Per realizzare ciò è stato ideato un sistema di trigger organizzato in tre livelli di selezione online che sfruttano algoritmi di crescente complessità e tempo di elaborazione:

- Livello 1, L1

il primo livello di trigger è di tipo hardware ed effettua una selezione iniziale a partire dalle informazioni provenienti da due sottorivelatori, i calorimetri e lo spettrometro a muoni. Vengono imposti, innanzitutto, filtri sull'impulso trasverso per scartare eventi poco interessanti e viene richiesto che siano eventi provenienti dalla regione di interazione. Il tempo di latenza massima è di 2.5 μs e il rate di eventi viene ridotto dagli iniziali 40 *MHz* a circa 40 *KHz*;

- Livello 2, L2

i trigger di questo livello sono di tipo software e il loro scopo è quello di ridurre il rate degli eventi dopo il primo livello di selezione, fino a 1–2 *KHz*, combinando informazioni provenienti da diversi rivelatori per ottenere maggiore precisione nella ricostruzione; il tempo di latenza è di circa 10 *ms*;

- Event Filter, EF

l'ultimo livello della selezione online stabilisce quali eventi saranno archiviati per le analisi offline; il suo scopo è quello di ridurre il rate del trigger di secondo livello fino a 200 – 300 *Hz*; il tempo di risposta è di circa 1 *s*.

I dati così selezionati vengono acquisiti e memorizzati dal sistema di acquisizioni dati, DAQ, per poi essere processati offline con i programmi di analisi dati; i dati raccolti sono processati tramite la LHC-GRID, la rete globale di calcolo per l'analisi dei dati in sedi distribuite su tutto il pianeta.

2.3 Ricostruzione delle tracce

La completa ricostruzione degli eventi richiede sofisticati algoritmi di ricostruzione che sono stati sviluppati per fornire un'alta efficienza e accuratezza di ricostruzione ed identificazione di ogni oggetto fisico. La ricostruzione delle tracce delle particelle cariche è divisa in tre fasi:

1. I dati provenienti dai rivelatori a pixel e dagli SCT dell'Inner detector vengono convertiti in *cluster* cui vengono associate delle coordinate spaziali.
2. Vengono utilizzati diversi algoritmi di ricerca delle tracce, che sfruttando l'alta granularità dei rivelatori di vertice, ricostruiscono la regione in cui è avvenuta

l'interazione. Per ogni traccia si costruisce un seme iniziale, *seed*, formato da una combinazione di punti spaziali negli strati dei rivelatori dai cui si sono ricavati i cluster; dal seed si costruisce una traccia associandovi le hit del rivelatore: per eliminare le ambiguità, dovute, ad esempio, da tracce che hanno hit in comune o erroneamente ricostruite, si effettua un fit χ^2 sulla traccia selezionando quella con il miglior χ^2 . La ricostruzione della traccia viene poi migliorata con le informazioni dei TRT e viene rieffettuato un fit con le nuove informazioni. L'efficienza di ricostruzione può essere migliorata, applicando anche una procedura di «tracciamento all'indietro», partendo cioè dalle informazioni provenienti dai rivelatori più esterni fino ad arrivare ai rivelatori a pixel.

3. Si usa un algoritmo di ricerca e ricostruzione del vertice primario degli eventi.

2.3.1 Ricostruzione e classificazione dei muoni

I muoni sono le uniche particelle cariche, che attraversando i calorimetri, non perdono la maggior parte della loro energia, pertanto, come detto, vengono rivelati ed identificati nelle camere per muoni in ATLAS. Sono state implementate diverse tecniche per l'identificazione e la ricostruzione dei muoni, sfruttando le varie parti dei rivelatori, così da ottenere metodi complementari per la ricostruzione dei muoni:

- Stand-Alone Muons, SA

I muoni vengono ricostruiti utilizzando le tracce misurate solo nello spettrometro per muoni. La traiettoria, direzione di volo, ed il parametro di impatto del muone nel punto di interazione vengono determinati estrapolando la traccia dallo spettrometro fino all'asse dei fasci; ovviamente si tiene conto di effetti di perdita di energia e di scattering multiplo nel calorimetro.

- Combined Muons, CB

Vengono ricostruite le tracce separatamente nello spettrometro e nel rivelatore interno e, successivamente, combinate. Il matching delle tracce viene effettuato da un algoritmo che si basa sulla minimizzazione del χ^2 , che testa la compatibilità tra le varie tracce. La misura combinata migliora la risoluzione in impulso e permette di rigettare i muoni provenienti dalle interazioni secondarie.

- Segment Tagged Muons, ST

Muoni con basso p_T possono arrivare ad attraversare solo i primi strati dello spettrometro; la traiettoria allora viene ricostruita combinando le informazioni parziali dello spettrometro con quelle dell'ID.

- Calorimeter Tagged Muons, CaloTag

Vengono estrapolate le tracce dell'ID fino ai calorimetri e combinate con i depositi energetici qui misurati.

I muoni di tipo CB sono i candidati muoni con la maggiore purezza, cioè la loro ricostruzione presenta la minore incertezza. In ATLAS si utilizzano due catene di algoritmi per la loro ricostruzione che utilizzano differenti strategie di pattern recognition nel definire i muoni CB:

- Staco

Si richiede che il momento dei muoni sia misurato sia nell'ID che nello spettrometro, viene poi calcolata la media pesata delle sue misure. L'algoritmo lavora sulle due tracce diverse, ID e spettrometro: la ricostruzione della singola traccia viene effettuata solo se la coppia di tracce mostra un buon accoppiamento nel piano (η, ϕ) , viene poi effettuata la combinazione solo se il χ^2 globale è al di sotto di una certa soglia. L'ID domina le misure fino a momenti di $p_T \sim 80$ GeV , fino a $p_T \sim 100$ GeV le misure hanno pesi simili, mentre per $p_T \geq 100$ GeV dominano le misure dello spettrometro.

- MuID

Si utilizzano le informazioni provenienti non solo dalle hit dell'ID e dello spettrometro, ma anche dal calorimetro; l'obiettivo è quello di identificare le tracce dei muoni nell'ID per qualsiasi valore dell'impulso. Vengono riparametrizzate le tracce provenienti dallo spettrometro nella stessa rappresentazione utilizzata per l'ID, inserendo effetti di perdite di energie; a questo punto è possibile accoppiare le tracce richiedendo che il χ^2 del fit combinato sia minore di una data soglia.

L'efficienza di ricostruzione dei muoni [16] è il prodotto delle efficienze di ricostruzione dei muoni nell'ID, nello spettrometro e del matching tra le misure fatte nei due rivelatori; per ogni tipologia di muone ricostruito si ha:

$$\epsilon(Type) = \epsilon(Type|ID) \cdot \epsilon(ID) \quad \text{con} \quad Type = CB, ST$$

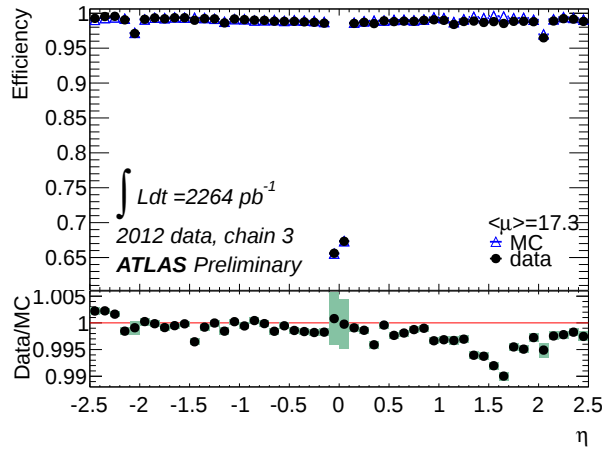


Figura 2.10: Efficienza di ricostruzione dei muoni al variare di η

Il livello di accordo tra l'efficienza dei muoni misurata utilizzando dati sperimentali, ϵ^{data} , e quella predetta dalle simulazioni MonteCarlo, ϵ^{MC} , costituisce lo Scale Factor, SF , così definito:

$$SF = \frac{\epsilon^{data}}{\epsilon^{MC}}$$

L'efficienza di ricostruzione è determinata misurando le singole efficienze, utilizzando il metodo *tag-and-probe* applicato ai decadimenti $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$, richiedendo due tracce isolate di carica opposta, con massa invariante vicina alla Z . Una delle tracce deve essere identificata come muone CB, muone tag, l'altra traccia, muone prob, deve essere o un muone SA o una traccia dell'ID, a seconda che si voglia misurare l'efficienza rispettivamente nell'ID o nello spettrometro. Si ottiene una efficienza di ricostruzione uniforme di circa il 98% (figura 2.10).

E' necessario, poi, poter discriminare i muoni che provengono da decadimenti adronici, per far ciò si richiedono determinate condizioni di isolamento per le tracce da ricostruire: infatti, i muoni provenienti dai decadimenti dei bosoni $W^\pm$ e Z^0 sono topologicamente isolati, al contrario quelli originati da decadimenti adronici o di quark pesanti sono accompagnati da altre particelle. Si definiscono allora per i calorimetri e per i rivelatori di traccia delle variabili che tengano conto dell'isolamento del muone in un cono di apertura:

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$$

2.3.2 Ricostruzione e classificazione degli elettroni

La ricostruzione degli elettroni [17] avviene utilizzando le informazioni sia dell'ID che del calorimetro. L'algoritmo è progettato per fornire un'efficienza alta ed uniforme nel rivelare elettroni su un ampio intervallo in p_T e η , ed avere un ampio poter di reiezione dei jet. Si basa su una ricerca di cluster nel calorimetro elettromagnetico, con l'analisi dei depositi energetici, clusterizzazione, a cui, poi, viene associata una traccia nell'ID.

Nella regione centrale, $|\eta| < 2.47$, vengono formati cluster iniziali, *seed cluster*, che presentano energie superiori a 2.5 GeV e dimensioni 3×5 nelle coordinate (η, ϕ) ; l'unione tra i seed cluster e le tracce nel rivelatore di vertice costituisce la parte centrale della ricostruzione degli elettroni. Vengono confrontate le coordinate (η_1, ϕ_1) all'origine della traccia nel calorimetro con le coordinate (η_2, ϕ_2) del seed cluster, richiedendo che la loro differenza sia minore di una soglia opportuna; poiché può accadere che ad uno stesso seed cluster corrispondano più tracce, queste vengono ordinate in base al valore della quantità calcolata per ciascuna traccia:

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} \quad \Delta\eta = \eta_2 - \eta_1 \quad \Delta\phi = \phi_2 - \phi_1$$

la traccia con il minimo valore per ΔR viene associata al cluster. Successivamente, si forma il cluster finale di energia, estrapolando le tracce prima selezionate per il resto del calorimetro, formando intorno a queste cluster di dimensioni maggiori rispetto a prima, 3×7 nel barrel, 5×5 nell'end-cap; così si ricava il quadrimpulso degli elettroni.

Nella regione in avanti, $2.5 < |\eta| < 4.9$, invece, poichè non sono presenti rivelatori di tracce, i candidati elettroni vengono ricostruiti usando solo le informazioni dei depositi di energia nei calorimetri, raggruppando celle vicine in base alla significanza dell'energia misurata rispetto al rumore atteso. La direzione degli elettroni è definita dal baricentro delle celle che appartengono al cluster. L'energia dell'elettrone viene determinata semplicemente sommando le energie nelle celle, correggendo poi per la perdita di energia nel materiale passivo.

L'identificazione degli elettroni ad ATLAS è effettuata attraverso dei tagli sulle opportune variabili che riescono a discriminare elettroni dal fondo, usando le informazioni dei calorimetri e dell'ID. I tagli di qualità definiscono un insieme di condizioni di qualità per gli elettroni, in particolare è possibile definirne tre grandi categorie: *Loose*, *Medium* e *Tight*. Queste corrispondono ad un insieme di condizioni sempre più stringenti sui tagli di isolamento applicati all'elettrone ricostruito, in modo che ogni categoria sia contenuta nella più ampia.

Le misure delle efficienze di selezione degli elettroni [17] sono basate su metodi tag-and-probe, usando tra gli altri il decadimento $Z \rightarrow e^+e^-$; le discrepanze tra i dati sperimentali e le previsioni di simulazioni MonteCarlo vengono fattorizzate in opportuni fattori di scala.

Infine, come per i muoni, è necessario poter discriminare elettroni non isolati; per far ciò si definiscono opportune variabili che permettono di individuare elettroni isolati e non isolati. Gli elettroni isolati depositano la loro energia in un piccolo cluster di celle del calorimetro, pertanto considerando le energie depositate in un intorno di questo cluster si può determinare se l'elettrone è isolato o meno. Per il calorimetro, ad esempio, viene costruita una variabile discriminante definita come la somma delle energie ricostruite in un cono di apertura R_0 intorno alla direzione del candidato elettrone; un cono con apertura maggiore permette di discriminare i jet erroneamente identificati come elettroni, mentre un'apertura minore favorisce un potere discriminante maggiore per rigettare i depositi di energia dovuti agli eventi di pile-up.

Capitolo 3

Impatto della risoluzione sull'osservabile m_{4l}

In questo capitolo verrà presentato uno studio dell'impatto della risoluzione sperimentale del Calorimetro e dello Spettrometro per muoni dell'apparato ATLAS nella ricostruzione della massa invariante del bosone di Higgs.

3.1 Descrizione del segnale

Il canale di decadimento in quattro leptoni risulta molto favorevole poiché nello stato finale tutta la cinematica del decadimento è interamente ricostruibile e si ottiene un'ottima risoluzione nella misura della massa invariante dell'Higgs. Per questo canale i sottorivelatori maggiormente coinvolti nella misura della risoluzione sono lo Spettrometro per muoni ed il Calorimetro elettromagnetico, brevemente descritti nel capitolo 2 nei paragrafi 2.2.2 e 2.2.3.

Il decadimento in quattro leptoni comprende quattro distinti stati finali; ciò è legato alla coppia di leptoni, muoni o elettroni, in cui decade ciascuna Z :

$$\mu^+\mu^-\mu^+\mu^- \quad \mu^+\mu^-e^+e^- \quad e^+e^-\mu^+\mu^- \quad e^+e^-e^+e^-$$

Per convenzione, in ogni singolo stato finale, i primi due leptoni costituiscono la coppia la cui massa invariante dileptonica è più vicina alla massa della Z reale. La selezione nel canale di decadimento in quattro leptoni è divisa in una pre-selezione, con la quale si applicano dei criteri di qualità ai leptoni ricostruiti, ed una selezione principale, che ottimizza il rapporto segnale-fondo; in altri termini, il campione di eventi viene selezionato applicando, in successione, richieste sul trigger, sulla qualità dei leptoni, sulla cinematica dell'evento e richieste addizionali per ridurre il fondo sperimentale.

Nei paragrafi seguenti verrà brevemente discussa la procedura applicata per il canale $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$.

3.1.1 Il trigger nel processo $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$

Per questo canale di decadimento viene applicata una *selezione di trigger* specifica per i leptoni, il trigger di singolo leptone e il trigger dileptonico. La soglia sull'impulso trasverso dei leptoni varia a seconda del livello di luminosità istantanea e di pile-up. Per i dati raccolti nel 2012 con $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$, per il trigger di singolo μ la soglia sull'impulso trasverso era $p_T > 24 \text{ GeV}$; per il trigger dimuonico le soglie erano $p_T > 13 \text{ GeV}$ e $p_T > 8 \text{ GeV}$. Per gli elettroni, invece, la soglia di trigger di singolo elettrone richiedeva un'energia trasversa $E_T \geq 25 \text{ GeV}$, e nel caso di trigger dielettronico $E_T \geq 12 \text{ GeV}$ per entrambi gli elettroni. Infine, è stato applicato un trigger elettrone-muone, con una soglia variabile per gli elettroni $E_T \geq 12$ o 24 GeV , mentre per i muoni una soglia $p_T \geq 8 \text{ GeV}$.

L'efficienza di selezione per gli eventi che soddisfano almeno una delle condizioni di trigger descritte è maggiore del 97% per eventi con i muoni e circa il 100% per eventi con gli elettroni.

3.1.2 Selezione cinematica

Nello studio del canale di decadimento $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$, tra gli eventi che hanno superato la selezione di trigger, si selezionano quegli eventi che presentano esattamente quattro leptoni nello stato finale, costruendo due coppie di leptoni, ognuna delle quali avente i due leptoni dello stesso sapore ma di carica opposta.

Per ridurre al minimo la contaminazione dovuta ad eventi di raggi cosmici, si richiede che i muoni con traccia nell'ID abbiano un parametro di impatto trasverso minore di 1 mm .

Il *vertice primario di interazione* viene definito come un vertice ricostruito con almeno tre tracce di leptoni associate e avente il più alto valore della somma $\sum p_T^2$. Gli elettroni (muoni) devono soddisfare la condizione $E_T > 7 \text{ GeV}$ ($p_T > 6 \text{ GeV}$) ed essere misurati in un range di pseudorapidità di $|\eta| < 2.47$ ($|\eta| < 2.7$). Il leptone con il più alto impulso trasverso del quadrupletto candidato deve soddisfare la condizione $p_T > 20 \text{ GeV}$, il secondo $p_T > 15 \text{ GeV}$ ed il terzo $p_T > 10 \text{ GeV}$. Si richiede, poi, che i leptoni siano separati tra loro da un $\Delta R > 0.2$, dove ΔR è la grandezza definita nel paragrafo 2.3.4; se i leptoni sono dello stesso sapore la separazione deve essere $\Delta R > 0.1$.

Nella ricostruzione di un certo evento può accadere che ci siano più di quattro leptoni candidati a formare il quadrupletto, proveniente dal decadimento dell'Higgs: in questi casi si possono formare più quadrupletti con le varie combinazioni possibili di tutti i leptoni candidati. Per ogni combinazione, la coppia di leptoni con la massa invariante più vicina a quella del bosone Z reale è definita come coppia primaria e si richiede che la sua massa invariante m_{12} , associata al bosone Z_1 , sia compresa nell'intervallo $50 \text{ GeV} < m_{12} < 106 \text{ GeV}$. Per la seconda coppia è possibile definire la massa m_{34} , associata al bosone Z_2 , e si richiede che $m_{\min} < m_{34} < 115 \text{ GeV}$, dove $m_{\min} = 12 \text{ GeV}$ per $m_{4l} < 140 \text{ GeV}$ ed aumenta linearmente fino a 50 GeV per $m_{4l} = 190 \text{ GeV}$. Infine, nel caso in cui due o più quadrupletti soddisfano tutti

questi tagli di selezione, viene selezionato quello con la massa m_{12} più vicina a quella del bosone Z^0 .

Per ridurre la contaminazione del fondo ZZ e $Z + jets$ si applicano dei tagli sul parametro di impatto delle tracce, richiedendo determinate condizioni di isolamento per i leptoni del quadrupletto selezionato.

Per ciascun leptone si applicano, inoltre, altri due tagli cinematici su due grandezze, la *significanza del parametro di impatto* e il *discriminante normalizzato di isolamento*:

- la significanza del parametro di impatto è definita come:

$$significanza \equiv \frac{|d_0|}{\sigma_{d_0}}$$

dove d_0 è il parametro di impatto e σ_{d_0} è la sua incertezza; si richiede che:

$$\begin{aligned} \frac{|d_0|}{\sigma_{d_0}} &< 3.5 && \text{per i muoni,} \\ \frac{|d_0|}{\sigma_{d_0}} &< 6.5 && \text{per gli elettroni.} \end{aligned}$$

- Il discriminante normalizzato di isolamento della traccia, poi, è definito come il rapporto tra la somma degli impulsi trasversi delle tracce entro un cono di apertura $\Delta R < 0.2$ intorno al leptone, esclusa la traccia del leptone in esame, e l'energia trasversa E_T del leptone; le tracce considerate nella somma devono provenire dal vertice primario e devono soddisfare determinati criteri di qualità; per ogni leptone si richiede che il valore della sua variabile di isolamento sia < 0.15 .

3.1.3 Stima del segnale e del fondo

In questo canale di decadimento dell'Higgs, il contributo maggiore agli eventi di fondo proviene dalla produzione non risonante di $ZZ^{(*)}$ attraverso fenomeni di produzione di QCD; questo *fondo «irriducibile»* differisce dal segnale solo nella modalità di produzione dei bosoni Z ; pertanto tale processo è difficilmente distinguibile dal segnale. Il fondo irriducibile ZZ viene stimato con simulazioni MonteCarlo.

Nella regione di massa $m_H < 180 \text{ GeV}$, c'è un contributo di *fondo riducibile* proveniente da processi $Z + jets$ e $t\bar{t}$. La sezione d'urto di produzione di $Z + jets$ è molto elevata e una possibile sorgente di fondo sperimentale è costituita da eventi con jets provenienti da quark leggeri, erroneamente ricostruiti come leptoni, i cosiddetti *fake-leptons*. Per gli eventi $t\bar{t}$ si possono avere quattro leptoni nello stato finale quando il bosone W e il quark b prodotti nel decadimento del quark t decadono a loro volta in leptoni.

In tabella 3.1 [19] sono riportati gli eventi attesi del segnale e del fondo e gli eventi osservati nell'intervallo $115 \text{ GeV} < m_{4l} < 130 \text{ GeV}$ per $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ e per $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$:

7 TeV	Segnale	Fondo ZZ^*	Fondo $Z + jets$ e $t\bar{t}$	Atteso	Osservato
4μ	1.02	0.65	0.14	1.81	3
$4e$	0.45	0.26	0.59	1.3	2
$2e2\mu$	0.64	0.45	0.13	1.22	2
$2\mu2e$	0.47	0.29	0.53	1.29	1
totale	2.58	1.65	1.39	5.62	8

8 TeV	Segnale	Fondo ZZ^*	Fondo $Z + jets$ e $t\bar{t}$	Atteso	Osservato
4μ	5.81	3.36	0.97	10.14	13
$4e$	2.91	1.44	0.52	4.87	7
$2e2\mu$	3.72	2.33	0.84	6.89	9
$2\mu2e$	3.00	1.59	0.52	5.11	8
totale	15.44	8.72	2.85	27.01	37

Tabella 3.1: Numero degli eventi di segnale e di fondo attesi e di quelli osservati nel caso di $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ e $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$

Valore misurato (GeV)		124.51
Errori (GeV)	statistico	0.52
	sistematico	0.06
Eventi osservati/eventi attesi		1.64
Errori	statistico	0.38
	sistematico	0.18

Tabella 3.2: Valore misurato del picco del plot m_{4l} e rapporto tra eventi osservati ed attesi nel caso combinato di $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ e $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$

La consistenza dei dati selezionati con l'ipotesi di solo fondo può essere quantificata calcolando lo *stimatore* p_0 , che misura la probabilità che i processi di solo fondo producano una fluttuazione uguale o superiore al numero di eventi osservato. Tale probabilità può essere interpretata in termini di significanza espresso in numero di deviazioni standard di tipo gaussiano. Misurato il p_0 per un certo valore della massa, si può valutare di quanto gli eventi osservati si discostino da una ipotesi di solo fondo. Ricordiamo che è convenzione nella comunità scientifica caratterizzare una scoperta con una discrepanza di 5σ .

3.2 Root: software di analisi

Root [18] è il software utilizzato per questo lavoro di tesi. Si tratta di un pacchetto software sviluppato dal CERN ed è utilizzato per l'analisi dei dati raccolti negli esperimenti di fisica delle alte energie; la struttura di questo software si basa sulla programmazione orientata ad oggetti (C++). I dati analizzati durante gli

esperimenti sono organizzati in «*Tree*»: per ogni evento sono costruite una serie di variabili relative alle grandezze in gioco nell'evento stesso, quali ad esempio la massa dell'Higgs, delle Z o gli impulsi trasversi dei quattro leptoni dello stato finale. Utilizzando Root è possibile accedere e rielaborare offline i dati raccolti, fornendo le opportune istruzioni con macro di codice in C++. Durante l'intero lavoro di tesi, a partire dal pacchetto software di Root, si sono costruiti dei tools specifici per svolgere le analisi descritte nei paragrafi successivi, in particolare per la parametrizzazione della risoluzione e per la ricostruzione del plot m_{4l} al variare delle prestazioni dei sottorivelatori.

3.3 Misura della risoluzione dell'impulso trasverso

In questo lavoro di tesi, sono stati analizzati eventi relativi a simulazioni MonteCarlo per il processo $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$ con $m_H = 125 \text{ GeV}$. Nei campioni a disposizione, data una variabile relativa ad una certa grandezza fisica, è possibile studiare le proprietà:

- *truth*: le variabili di questo tipo contengono i valori delle osservabili fornite dal generatore MonteCarlo;
- *reco*: i valori riferiti a variabili di questo tipo sono ottenuti considerando tutti gli effetti sperimentali, tra cui l'identificazione e la ricostruzione dei leptoni.

Definendo p_T^{truth} l'impulso trasverso di tipo «truth» di uno dei quattro leptoni dello stato finale e p_T^{reco} l'impulso ricostruito dello stesso leptone, definiamo *risoluzione relativa in impulso trasverso* la grandezza:

$$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} \equiv \frac{p_T^{reco} - p_T^{truth}}{p_T^{truth}}.$$

La risoluzione relativa è un indice di quanto la misura fornita dal rivelatore è vicina al valore «vero» dell'impulso trasverso, più la risoluzione è piccola più il valore misurato è vicino a quello «vero». La larghezza della distribuzione è legata alla precisione della misura, mentre la media è consistente con lo zero se l'apparato non origina errori sistematici; in caso contrario, non c'è solo una fluttuazione del valore di misura, ma l'aggiunta di un *bias* ad essa. Nelle figure 3.1-3.4 sono riportate alcune distribuzioni della risoluzione relativa per i muoni e per gli elettroni:

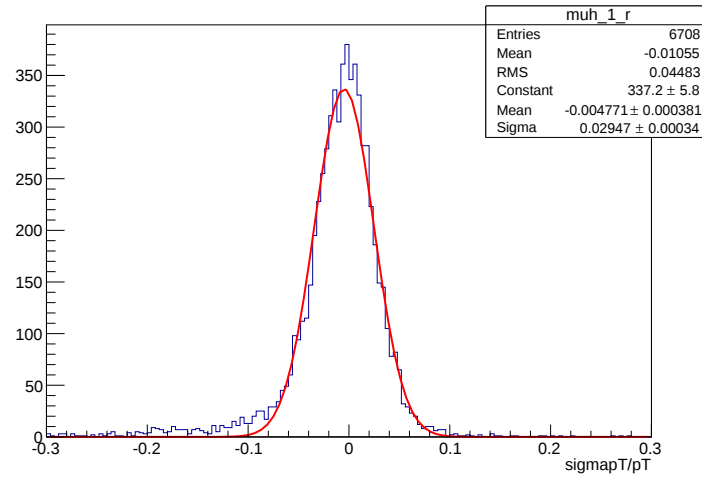


Figura 3.1: Risoluzione relativa nel Barrel per muoni con $10 \text{ GeV} < p_T < 20 \text{ GeV}$

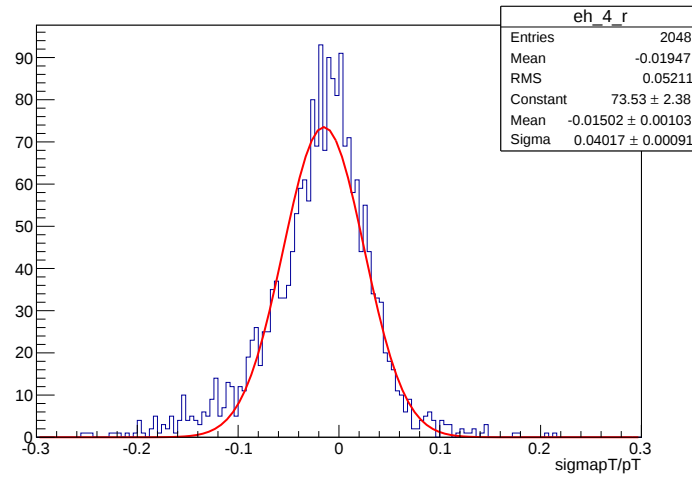


Figura 3.2: Risoluzione relativa nel Barrel per elettroni con $40 \text{ GeV} < p_T < 50 \text{ GeV}$

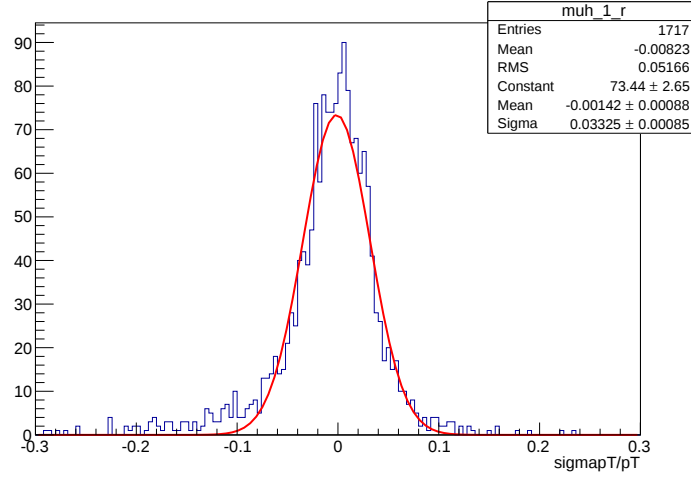


Figura 3.3: Risoluzione relativa nell'End-cap per muoni con $10 \text{ GeV} < p_T < 20 \text{ GeV}$

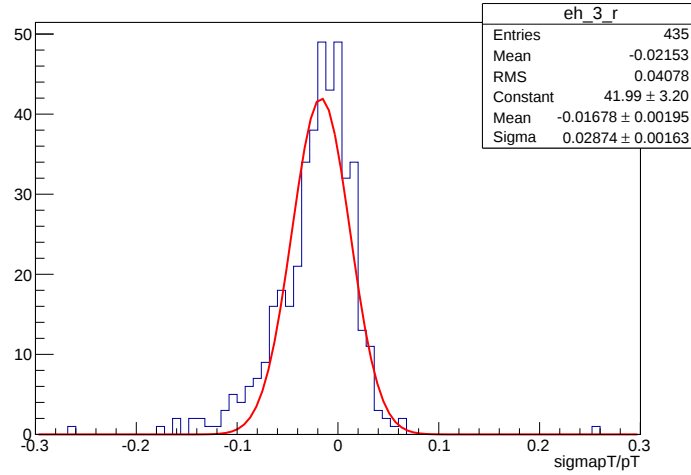


Figura 3.4: Risoluzione relativa nell'End-cap per elettroni con $30 \text{ GeV} < p_T < 40 \text{ GeV}$

La risoluzione relativa per elettroni e muoni è stata stimata, applicando una procedura di fit alle distribuzioni riportate nelle figure 3.1-3.4, con la larghezza della gaussiana che meglio si adatta alle distribuzioni. In generale, ci si aspetta che la risoluzione relativa dell'impulso trasverso cambi al variare dell'impulso stesso. Al fine di ottenere una parametrizzazione della risoluzione al variare del p_T , si sono riempiti istogrammi della risoluzione relativa per valori di p_T compresi in $[10, 100] \text{ GeV}$, ciascuno relativo ad un intervallo con larghezza di 10 GeV ; per ciascuno di questi istogrammi si è, quindi, stimata la larghezza applicando un fit di tipo gaussiano,

ottenendo così una stima della risoluzione relativa separando i due tipi di leptone, muone ed elettrone, e nelle due regioni dell'apparato Barrel ed End-cap (figure 3.5 e 3.6).

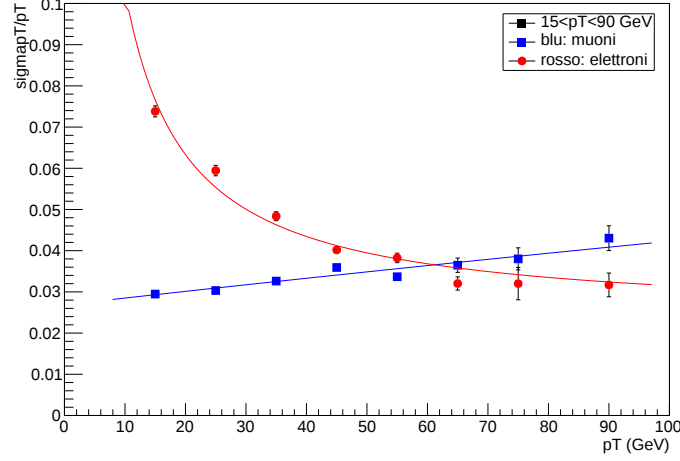


Figura 3.5: Punti e curve sperimentali della risoluzione relativa dei leptoni nella regione Barrel

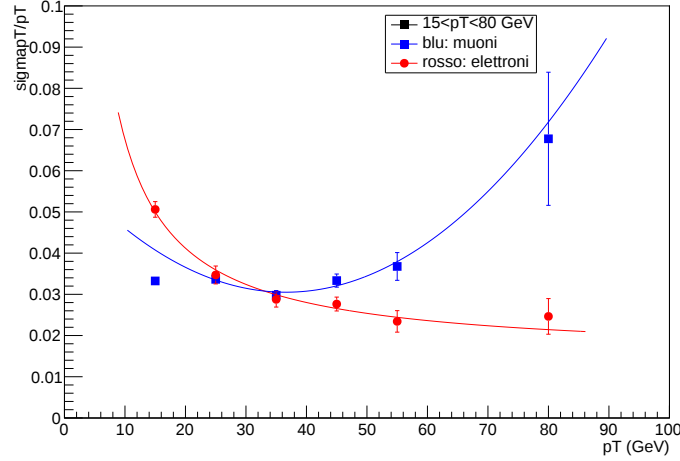


Figura 3.6: Punti e curve sperimentali della risoluzione relativa dei leptoni nella regione End-cap

Da questi grafici è stato possibile ricostruire gli andamenti della risoluzione relativa in funzione di p_T parametrizzando gli andamenti, riportati in figure 3.5 e 3.6, secondo le relazioni seguenti:

- muoni: $\frac{\sigma_{pT}}{pT} = a + bp_T + cp_T^2$

- elettroni: $\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = a + \frac{b}{p_T}$

Le procedure di fit, descritte in precedenza, hanno fornito i seguenti parametri:

muoni	a	$b(GeV^{-1})$	$c(GeV^{-2})$
Barrel	$2.68 \cdot 10^{-2}$	$1.7 \cdot 10^{-4}$	$-1.1 \cdot 10^{-7}$
End-cap	$6.0 \cdot 10^{-2}$	$-1.6 \cdot 10^{-3}$	$2.2 \cdot 10^{-5}$

	σ_a	$\sigma_b(GeV^{-1})$	$\sigma_c(GeV^{-2})$
Barrel	$0.09 \cdot 10^{-2}$	$0.5 \cdot 10^{-4}$	$7 \cdot 10^{-7}$
End-cap	$0.8 \cdot 10^{-2}$	$0.5 \cdot 10^{-3}$	$0.6 \cdot 10^{-5}$

Tabella 3.3: Parametri dei fit per la risoluzione relativa dei muoni e relativi errori

elettroni	a	$b(GeV^{-1})$	σ_a	$\sigma_b(GeV^{-1})$
Barrel	$2.35 \cdot 10^{-2}$	$7.9 \cdot 10^{-1}$	$0.10 \cdot 10^{-2}$	$0.3 \cdot 10^{-1}$
End-cap	$1.48 \cdot 10^{-2}$	$5.3 \cdot 10^{-1}$	$0.19 \cdot 10^{-2}$	$0.5 \cdot 10^{-1}$

Tabella 3.4: Parametri dei fit per la risoluzione relativa degli elettroni e relativi errori

Dallo studio dei risultati per la risoluzione relativa si può osservare che non tutte le distribuzioni presentano una media consistente con lo zero. Per migliorare la descrizione della risoluzione relativa, con un procedimento analogo al precedente si sono stimati i valori medi delle distribuzioni al variare del p_T ottenendo i grafici riportati nelle figure 3.7 -3.8 :

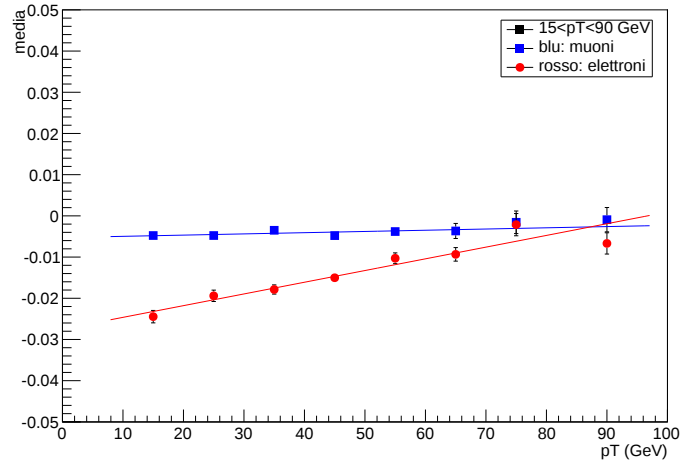


Figura 3.7: Punti e curve sperimentali del valor medio della risoluzione relativa al variare del p_T nella regione Barrel

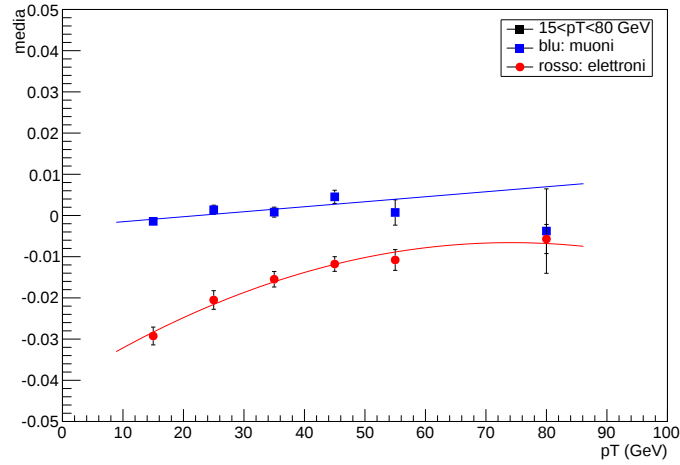


Figura 3.8: Punti e curve sperimentali del valor medio della risoluzione relativa al variare del p_T nella regione End-cap

Per ricostruire questi andamenti si sono usate le parametrizzazioni:

- muoni: $\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = a + bp_T$ per Barrel ed End-cap
- elettroni: $\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = a + bp_T$ per Barrel
- $\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = a + bp_T + cp_T^2$ per End-cap

ottenendo dalle procedure di fit i parametri e i relativi errori:

muoni	a	$b(GeV^{-1})$	σ_a	$\sigma_b(GeV^{-1})$
Barrel	$-5.3 \cdot 10^{-3}$	$3.0 \cdot 10^{-5}$	$0.5 \cdot 10^{-3}$	$1.6 \cdot 10^{-5}$
End-cap	$-2.7 \cdot 10^{-3}$	$1.2 \cdot 10^{-4}$	$1.3 \cdot 10^{-3}$	$0.5 \cdot 10^{-4}$

Tabella 3.5: Parametri dei fit e relativi errori del valor medio della risoluzione relativa per i muoni

elettroni	a	$b(GeV^{-1})$	$c(GeV^{-2})$
Barrel	$-2.75 \cdot 10^{-2}$	$2.8 \cdot 10^{-4}$	/
End-cap	$-4.1 \cdot 10^{-2}$	$9 \cdot 10^{-4}$	$-6 \cdot 10^{-6}$

	σ_a	$\sigma_b(GeV^{-1})$	$\sigma_c(GeV^{-2})$
Barrel	$0.13 \cdot 10^{-2}$	$0.3 \cdot 10^{-4}$	/
End-cap	$0.4 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-6}$

Tabella 3.6: Parametri dei fit e relativi errori del valor medio della risoluzione relativa per gli elettroni

3.4 Ricostruzione di m_{4l} al variare della risoluzione

Costruendo le parametrizzazioni per la risoluzione relativa per i muoni e per gli elettroni, si è ottenuta una stima dell'impatto della risoluzione sul valore della massa ricostruita, in particolare per lo Spettrometro per muoni e per il Calorimetro elettromagnetico. Ottenute le parametrizzazioni $\frac{\sigma_{p_T}}{p_T}(p_T)$, per ogni evento selezionato $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$, noti i p_t^{truth} dei singoli leptoni, si possono «stimare» i p_t^{reco} , utilizzando le parametrizzazioni per le risoluzioni ottenute: dato un evento, ogni valore dell'impulso p_T^{truth} è sommato ad un termine di risoluzione estratto secondo una distribuzione normale di media e varianza note secondo la parametrizzazione definite nel paragrafo 3.3. A questo punto è possibile ricostruire la massa invariante del sistema dei quattro leptoni; considerando, quindi, tutti gli eventi, si è ricostruito il plot della massa invariante m_{4l} . Inoltre, nelle principali selezioni di dati, sono applicati dei *tagli cinematici* alle masse delle due Z , considerando solo eventi che soddisfano le condizioni:

$$50 \text{ GeV} < m_{Z_1} < 106 \text{ GeV}$$

$$12 \text{ GeV} < m_{Z_2} < 65 \text{ GeV}$$

Nella ricostruzione è stato inserito anche questo taglio, il numero di eventi è leggermente diminuito e i plot sono stati rinormalizzati a 1. In particolare, si sono ricostruiti i plot nei due canali 4μ e $4e$ riportati nelle figure 3.9 e 3.10:

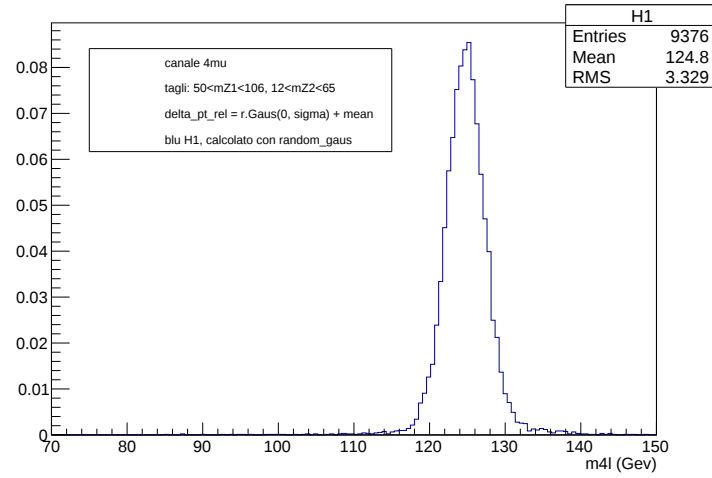


Figura 3.9: Plot di massa invariante per il canale 4μ ricostruito con le parametrizzazioni sulla risoluzione

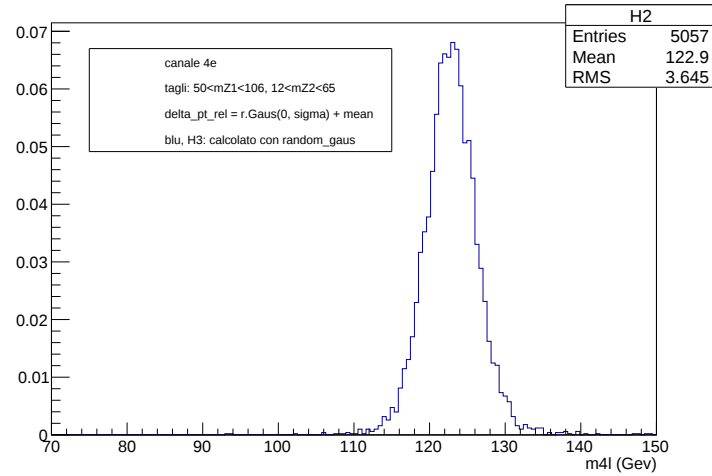


Figura 3.10: Plot di massa invariante per il canale $4e$ ricostruito con le parametrizzazioni sulla risoluzione

A questo punto, si sono ricostruiti i plot di massa invariante variando la risoluzione dell'apparato con una legge del tipo:

$$risoluzione = risoluzione_nominale \cdot A$$

dove la *risoluzione_nominale* è la risoluzione ricostruita precedentemente e A è un fattore che si è fatto variare da 1 a 2 con un passo di 0.1; si è così osservato l'effetto sulla massa invariante provocato da un peggioramento della risoluzione del 10% fino ad un peggioramento del 100%. Nelle figure 3.11-3-14 sono riportati i plot relativi ad un peggioramento della risoluzione corrispondente ad alcuni valori di A :

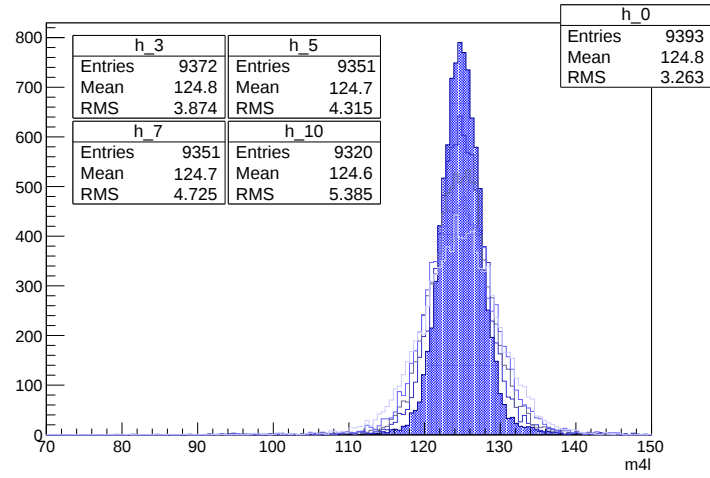


Figura 3.11: Plot m_{4l} nel canale 4μ al variare dell'efficienza dello Spettrometro, $A = 1$, $A = 1.3$, $A = 1.5$, $A = 1.7$, $A = 2$, rispettivamente h_0 , h_3 , h_5 , h_7 , h_{10}

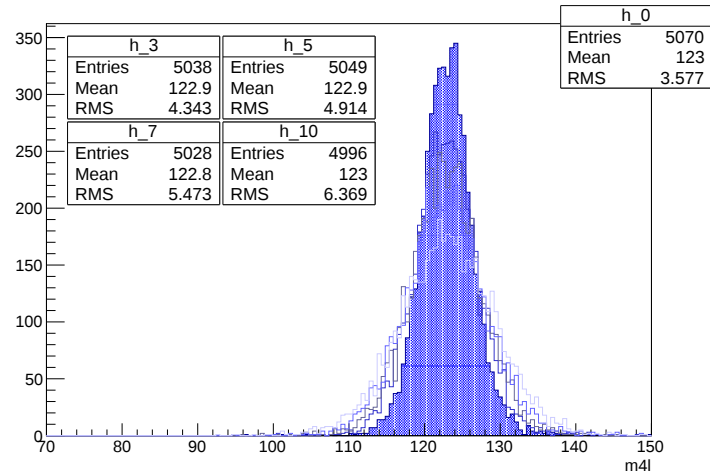


Figura 3.12: Plot m_{4l} nel canale $4e$ al variare dell'efficienza del Calorimetro, $A = 1$, $A = 1.3$, $A = 1.5$, $A = 1.7$, $A = 2$, rispettivamente h_0 , h_3 , h_5 , h_7 , h_{10}

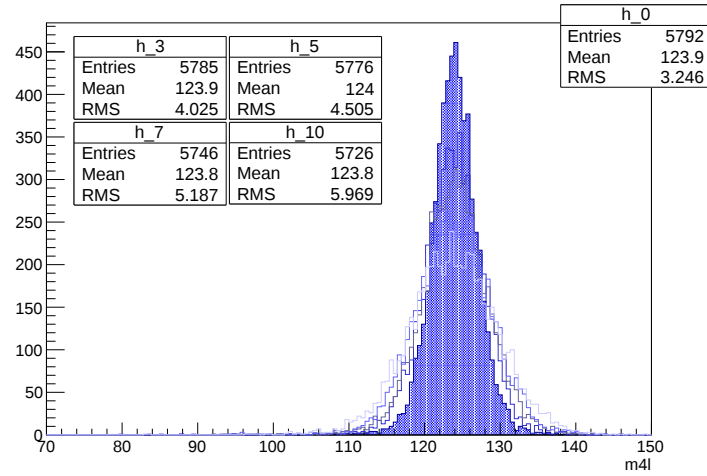


Figura 3.13: Plot m_{4l} nel canale $2\mu 2e$ al variare dell'efficienza dello Spettrometro e del Calorimetro, $A = 1$, $A = 1.3$, $A = 1.5$, $A = 1.7$, $A = 2$, rispettivamente h_0 , h_3 , h_5 , h_7 , h_{10}

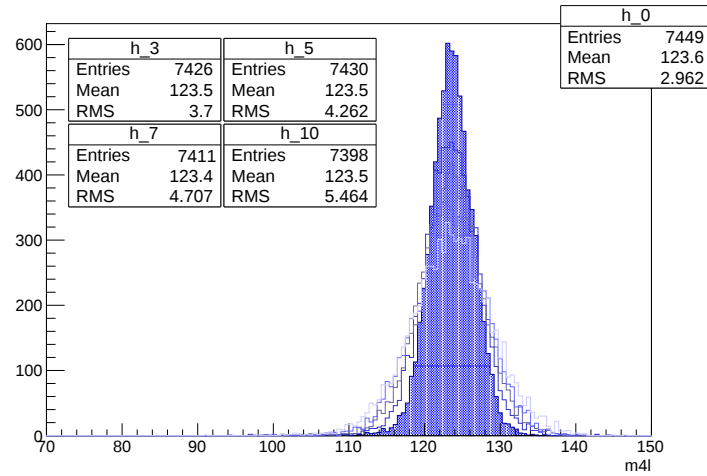


Figura 3.14: Plot m_{4l} nel canale $2e2\mu$ al variare dell'efficienza dello Spettrometro e del Calorimetro, $A = 1$, $A = 1.3$, $A = 1.5$, $A = 1.7$, $A = 2$, rispettivamente h_0 , h_3 , h_5 , h_7 , h_{10}

3.5 Ricostruzione di m_{4l} : Prospettive per il Run-II

Nel 2015 avrà inizio la seconda fase di presa dati del LHC, denominata *Run-II*. Durante il Run-II LHC raggiungerà la sua energia di progetto, 14 TeV, e il programma

prevede la raccolta di circa 100 fb^{-1} di dati nel periodo 2015-2018. In particolare, l'inizio della presa dati è prevista per Maggio 2015 con un breve periodo iniziale di collisioni con bunch-spacing pari a 50 ns e luminosità pari a 1 fb^{-1} . Tali dati saranno dedicati al controllo delle condizioni del magnete e dell'allineamento dello spettrometro. A partire da Giugno 2015 e per circa 3 mesi, inizierà la presa dati con $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ e bunch-spacing pari a 25 ns . Nei primi mesi di presa dati la luminosità istantanea di progetto sarà pari a circa $8 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, corrispondente ad una luminosità integrata raccolta ed utilizzabile per le analisi tra 2 fb^{-1} e 5 fb^{-1} . Il totale atteso per tutto il 2015 è pari a circa 10 fb^{-1} .

La sezione d'urto di produzione del bosone di Higgs aumenta nel passare da 8 TeV a 13 TeV secondo i rapporti in tabella 3.7:

	$\sigma(\text{pb})$		Rapporti
	$\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$	$\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$	
ggF	19.27	43.92	2.3
VBF	1.578	3.748	2.4
WH	0.705	1.380	2.0
ZH	0.415	0.870	2.1
bbH	0.204	0.512	2.5
$t\bar{t}H$	0.129	0.509	3.9

Tabella 3.7: Sezioni d'urto per i principali meccanismi di produzione a $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ e $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$

Le sezioni d'urto per i processi di fondo ZZ e $Z + jets$ presentano un aumento di un fattore pari a 1.7, mentre il fondo $t\bar{t}$ un fattore di 3.3.

Assumendo condizioni di funzionamento ottimali sia dello spettrometro che del calorimetro è possibile stimare il numero di eventi atteso nel Run-II per una luminosità integrata pari a 2 fb^{-1} e 5 fb^{-1} . Il confronto tra il numero di eventi atteso nel range di $115 \text{ GeV} < m_{4l} < 130 \text{ GeV}$ ad 8 TeV nel Run-II è riportato in tabella 3.8:

	Atteso 8 TeV	Atteso 13 TeV	
		2 fb^{-1}	5 fb^{-1}
$H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$	15.44	3.56	8.9
Fondo ZZ	8.72	1.46	3.65
Fondo $Z + jets$ e $t\bar{t}$	2.85	0.48	1.2
segnale/fondo	1.33	1.84	1.84

Tabella 3.8: Confronto tra il numero di eventi atteso a $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ e a $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ nei casi di luminosità integrata pari a 2 fb^{-1} e 5 fb^{-1}

Lo spettro di m_{4l} atteso nei due casi 2 fb^{-1} e 5 fb^{-1} è riportato nelle figure 3.15 e 3.16:

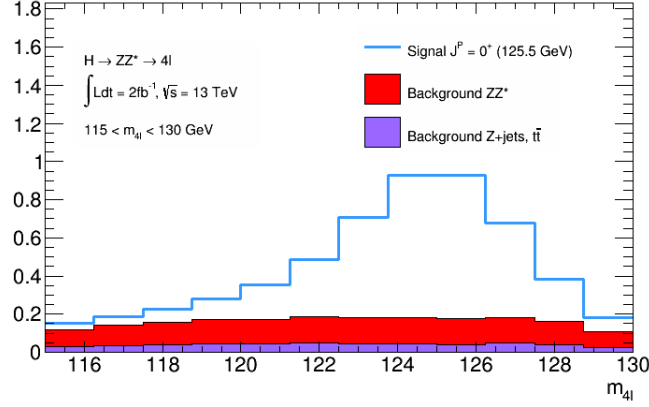


Figura 3.15: Spettro m_{4l} atteso nel Run-II a $\sqrt{s} = 13\text{ TeV}$ e luminosità integrata di 2 fb^{-1}

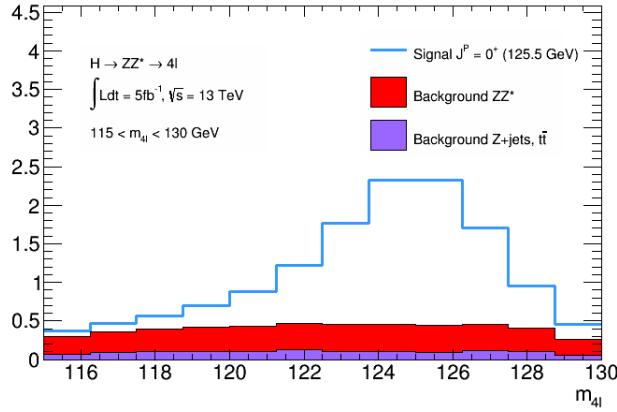


Figura 3.16: Spettro m_{4l} atteso nel Run-II a $\sqrt{s} = 13\text{ TeV}$ e luminosità integrata di 5 fb^{-1}

Dato un plot della massa invariante m_{4l} , si definisce *efficienza di selezione* ε_{sel} il rapporto tra il numero di eventi tali che $115\text{ GeV} < m_{4l} < 130\text{ GeV}$ e il numero di eventi totali:

$$\varepsilon_{sel} \equiv \frac{\#eventi:115 < m_{4l} < 130}{\#eventi_{tot}}$$

Al peggiorare della risoluzione, il picco risonante del plot m_{4l} si allarga di conseguenza, e si abbassa la efficienza di selezione. Nel fare le ricostruzioni di m_{4l} al variare della risoluzione, si sono separati i quattro canali di decadimento nelle diverse combinazioni dei leptoni, così da poter valutare il peggioramento di funzionamento dello

CAPITOLO 3. IMPATTO DELLA RISOLUZIONE SULL'OSSERVABILE M_{4L47}

spettrometro e del calorimetro, separatamente o insieme; per ciascuno di questi casi si è anche calcolata l'efficienza di selezione, che diminuisce al peggiorare della risoluzione, inoltre, si è anche calcolata una *efficienza di selezione relativa* rispetto ai valori nominali attesi; i valori ottenuti sono riportati in tabella 3.9:

canale	Spettrometro		canale	Calorimetro	
4μ	Efficienza		$4e$	Efficienza	
A	assoluta	relativa		assoluta	relativa
1	0.963	1		0.964	1
1.1	0.956	0.993		0.962	0.998
1.2	0.946	0.982		0.942	0.977
1.3	0.935	0.970		0.930	0.964
1.4	0.921	0.956		0.908	0.941
1.5	0.910	0.945		0.892	0.925
1.6	0.900	0.924		0.867	0.899
1.7	0.879	0.912		0.854	0.885
1.8	0.870	0.903		0.828	0.858
1.9	0.851	0.883		0.804	0.833
2	0.841	0.872		0.787	0.816

canale	Spettrometro		Calorimetro		Spettr&Calo	
$2\mu 2e$	Efficienza		Efficienza		Efficienza	
A	assoluta	relativa	assoluta	relativa	assoluta	relativa
1	0.974	1	0.972	1	0.971	1
1.1	0.967	0.993	0.966	0.994	0.967	0.996
1.2	0.959	0.984	0.966	0.994	0.950	0.979
1.3	0.946	0.971	0.959	0.987	0.941	0.970
1.4	0.937	0.963	0.958	0.986	0.925	0.953
1.5	0.927	0.951	0.945	0.972	0.902	0.929
1.6	0.922	0.947	0.947	0.974	0.886	0.913
1.7	0.912	0.937	0.941	0.968	0.875	0.902
1.8	0.893	0.916	0.936	0.963	0.849	0.875
1.9	0.890	0.914	0.924	0.951	0.841	0.867
2	0.874	0.898	0.918	0.945	0.811	0.835

canale	Spettrometro		Calorimetro		Spettr&Calo	
$2e2\mu$	Efficienza		Efficienza		Efficienza	
A	assoluta	relativa	assoluta	relativa	assoluta	relativa
1	0.984	1	0.984	1	0.984	1
1.1	0.983	0.99888	0.978	0.994	0.974	0.989
1.2	0.984	0.99969	0.972	0.988	0.969	0.984
1.3	0.982	0.998	0.959	0.97	0.958	0.973
1.4	0.981	0.996	0.945	0.960	0.944	0.960
1.5	0.980	0.995	0.936	0.951	0.925	0.940
1.6	0.976	0.991	0.924	0.994	0.911	0.926
1.7	0.975	0.991	0.911	0.926	0.899	0.914
1.8	0.973	0.989	0.892	0.906	0.971	0.885
1.9	0.976	0.991	0.871	0.885	0.863	0.877
2	0.970	0.986	0.855	0.869	0.838	0.851

Tabella 3.9: Efficienza di selezione al variare della risoluzione del rivelatore nei diversi canali di decadimento

Un deterioramento delle prestazioni di efficienza di identificazione e di ricostruzione rispetto al Run-I dei sottorivelatori connessi alla misura del p_T dei leptoni, calorimetro e spettrometro, comportano un peggioramento della risoluzione con cui sarà possibile ricostruire la massa invariante del bosone di Higgs. In tabella 3.10 sono riportati gli eventi attesi in alcuni casi di peggioramento del funzionamento dello spettrometro e/o del calorimetro:

A	Spettrometro	Calorimetro	Spettrometro&Calorimetro
1.3	8.7	8.7	8.6
1.5	8.6	8.6	8.3
2	8.2	8.1	7.2
Valore nominale eventi attesi = 8.9			

Tabella 3.10: Numero degli eventi di segnale attesi al peggioramento del funzionamento dei sottorivelatori

3.5.1 Cinematica del decadimento $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$

La misura dello spin e della parità della nuova risonanza assume un ruolo centrale nel programma di fisica attuale e futura della collaborazione ATLAS a LHC, in quanto potrà confermare o meno le caratteristiche del bosone e stabilire se le sue proprietà sono quelle previste dal Modello Standard ($J^P = 0^+$). La recente osservazione del decadimento $H \rightarrow \gamma\gamma$ preclude la possibilità dell'ipotesi di spin 1, così come previsto dal teorema di Landau- Yang [20]. Tuttavia qualora i decadimenti $H \rightarrow \gamma\gamma$

e $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$ dovessero appartenere a due risonanze diverse con masse simili la possibilità di risonanza con spin 1 dovrebbe essere nuovamente considerata.

Il decadimento $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$ è un canale eccellente per misurare lo spin, la parità e la struttura tensoriale degli accoppiamenti del nuovo bosone dal momento che è possibile ricostruire l'intera cinematica del decadimento. Nei canali $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow 2l2\nu$ e $H \rightarrow \gamma\gamma$ è infatti disponibile un numero inferiore di informazioni cinematiche.

Le proprietà di spin-parità possono essere studiate a partire da grandezze cinematiche angolari ricostruite nello stato finale con quattro leptoni. Si consideri il seguente processo:

$$gg/q\bar{q} \rightarrow H(q) \rightarrow V_1(q_1)V_2(q_2), \\ V_1 \rightarrow f(q_{11})\bar{f}(q_{12}), \quad V_2 \rightarrow f(q_{21})\bar{f}(q_{22})$$

corrispondente alla produzione di una risonanza H , seguita dal suo decadimento in due bosoni vettoriali, i quali a loro volta decadono in due leptoni ciascuno. Il quadrimpulso di tutte le particelle è mostrato in parentesi. La conservazione del momento implica:

$$q_i = q_{i1} + q_{i2} \quad i = 1, 2 \quad q = q_1 + q_2$$

Le tre masse invarianti m_H , m_1 , m_2 , rispettivamente le masse della risonanza H , del bosone vettoriale V_1 più pesante e del bosone vettoriale V_2 più leggero, e sei angoli caratterizzano completamente la cinematica del processo considerato nel sistema a riposo della risonanza. Cinque angoli sono riportati in figura 3.15, mentre il sesto definisce una rotazione globale nel piano trasverso all'asse di collisione e pertanto non è illustrato. I cinque angoli di produzione e decadimento sono definiti nel seguente modo [21]:

- $\theta^* \in [0, \pi]$ e $\phi^* \in [-\pi, \pi]$ sono definiti dalla direzione del versore di V_1 , $\hat{q}_1 = (\sin\theta^*\cos\phi^*, \sin\theta^*\sin\phi^*, \cos\theta^*)$, nel sistema a riposo di H . In questo sistema di riferimento, l'asse di collisione è allineato con l'asse z , $\hat{n}_z = (0, 0, 1)$ coincidente con la direzione di un quark o di un gluone iniziale. Si noti che l'angolo ϕ^* introduce solamente una fase globale, e pertanto non sarà considerato nell'analisi.
- $\phi \in [-\pi, \pi]$ e $\phi_1 \in [-\pi, \pi]$ sono gli angoli azimutali tra i tre piani costruiti dai prodotti di decadimento della risonanza H e da quelli dei due bosoni V_i nel sistema a riposo di H . Gli angoli sono esplicitamente definiti come:

$$\phi = \frac{\vec{q}_1 \cdot (\hat{n}_1 \times \hat{n}_2)}{|\vec{q}_1 \cdot (\hat{n}_1 \times \hat{n}_2)|} \cdot \arccos(-\hat{n}_1 \cdot \hat{n}_2) \\ \phi_1 = \frac{\vec{q}_1 \cdot (\hat{n}_1 \times \hat{n}_{sc})}{|\vec{q}_1 \cdot (\hat{n}_1 \times \hat{n}_{sc})|} \cdot \arccos(-\hat{n}_1 \cdot \hat{n}_{sc})$$

dove i vettori normali ai tre piani sono:

$$\hat{n}_1 = \frac{\vec{q}_{11} \times \vec{q}_{12}}{|\vec{q}_{11} \times \vec{q}_{12}|} \quad \hat{n}_2 = \frac{\vec{q}_{21} \times \vec{q}_{22}}{|\vec{q}_{21} \times \vec{q}_{22}|} \quad \hat{n}_{sc} = \frac{\hat{n}_z \times \vec{q}_1}{|\hat{n}_z \times \vec{q}_1|}$$

$\vec{q}_{i1(2)}$ è il vettore impulso di un fermione (antifermione) nel decadimento dei V_i , e $\vec{q}_1 = \vec{q}_{11} + \vec{q}_{12}$ è il vettore impulso di V_1 , tutti definiti nel sistema a riposo della risonanza H .

- $\theta_1 \in [0, \pi]$ e $\theta_2 \in [0, \pi]$ sono gli angoli tra il leptone negativo dello stato finale e la direzione di volo del bosone Z dal quale è decaduto:

$$\theta_1 = \arccos \left(-\frac{\vec{q}_2 \cdot \vec{q}_{11}}{|\vec{q}_2| |\vec{q}_{11}|} \right) \quad \theta_2 = \arccos \left(-\frac{\vec{q}_1 \cdot \vec{q}_{21}}{|\vec{q}_1| |\vec{q}_{21}|} \right)$$

I quadrivettori dei leptoni sono calcolati nel sistema a riposo del corrispondente bosone Z .

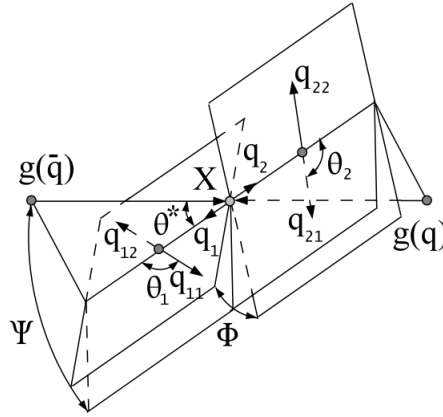


Figura 3.15: Illustrazione degli angoli di produzione e decadimento per una risonanza X che decade in due bosoni vettoriali V_i , con stato finale a quattro leptoni.

Le masse invarianti dei bosoni V_i , i sei angoli di decadimento sopra definiti ed il quadrimpulso dello stato iniziale partonico costituiscono i dodici gradi di libertà che chiudono completamente la cinematica dell'evento. Nel caso di un bosone a spin zero, la sezione d'urto di produzione non dipende dagli angoli di produzione θ^* e ϕ . Quindi differenti parità possono essere distinte studiando solo gli angoli di decadimento θ_1 , θ_2 e ϕ . Per altre ipotesi di spin tutti e cinque gli angoli sono indispensabili per discriminare tra i vari casi. Nelle figure 3.16 e 3.17 sono riportate

le distribuzioni rispettivamente delle masse e degli angoli per i casi di spin 0, 1, 2 e per il fondo ZZ .

Come già detto, gli angoli di produzione sono definiti nel sistema a riposo della risonanza. In generale, è possibile mostrare che alcune variabili angolari, in particolare θ^* , hanno una seppure debole dipendenza dal p_T della risonanza. E' possibile minimizzare questo effetto utilizzando il sistema di riferimento di Collins-Soper [22]. L'impatto del p_T della risonanza è tuttavia trascurabile rispetto all'incertezza statistica relativa ai dati raccolti a $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ e $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$.

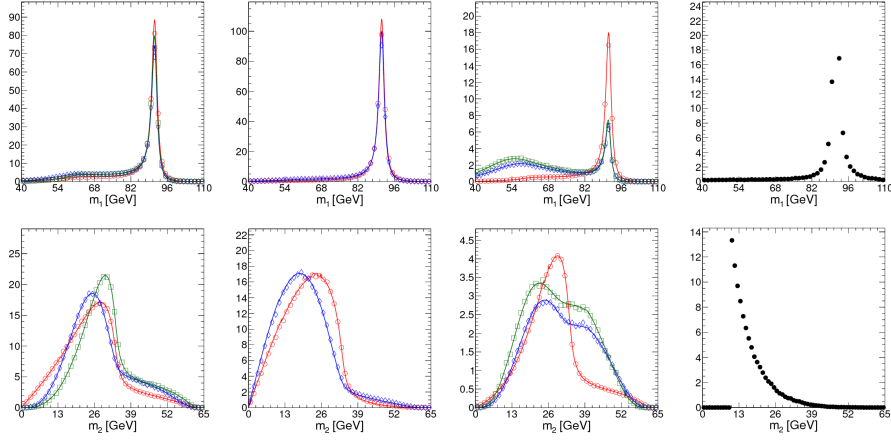
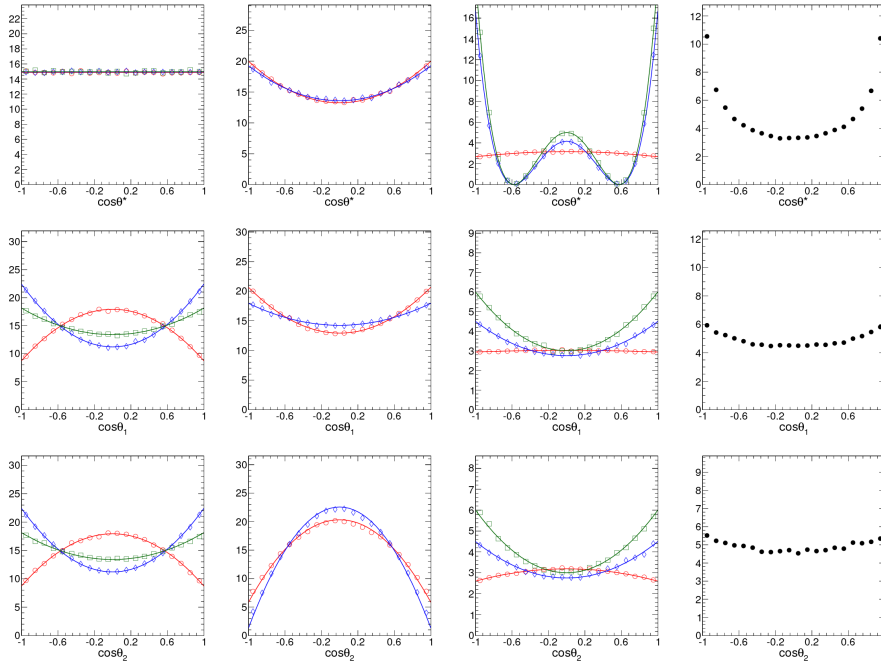


Figura 3.16: Distribuzioni delle osservabili m_1 e m_2 . Da sinistra verso destra: spin 0, 1, 2 e fondo ZZ . Le ipotesi di segnale sono J_m^+ (cerchi rossi), J_h^+ (quadrati verdi), J_m^- (rombi blu)



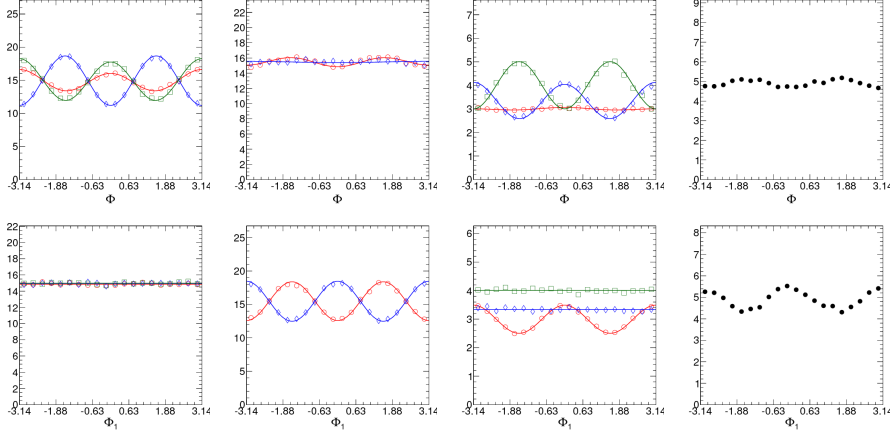


Figura 3.17: Distribuzione delle osservabili angolari. Da sinistra verso destra: spin 0, 1, 2 e fondo ZZ . Le ipotesi di segnale sono J_m^+ (cerchi rossi), J_h^+ (quadrati verdi), J_m^- (rombi blu)

3.5.2 Test di ipotesi spin-CP

Le informazioni relative alle distribuzioni di massa ed angolari riportate in figure 3.16 e 3.17 possono essere utilizzate per studiare le proprietà di spin-CP del bosone di Higgs. In particolare, la collaborazione ATLAS ha sviluppato una metodologia sperimentale denominata MELA, *Matrix Element Likelihood Approach*, per lo studio della struttura tensoriale del vertice HZZ . Questa metodologia si basa sulla conoscenza della densità di probabilità per il processo $pp \rightarrow H \rightarrow ZZ$, la cui forma più generale è nota per i casi $J = 0, 1, 2$ [23], e da cui è possibile ottenere gli andamenti riportati in figura 3.16 e 3.17.

La PDF, funzione di densità di probabilità, più generale può essere espressa in funzione di 8 variabili, m_{4l} , m_1 , m_2 e la variabile $\vec{\Omega}$ che raggruppa le cinque variabili angolari θ^* , θ_1 , θ_2 , ϕ , ϕ_1 , nel modo seguente:

$$PDF(m_{4l}, m_1, m_2, \vec{\Omega} | J) = PDF(m_{4l}) \cdot PDF(m_1, m_2 | J) \cdot PDF(\vec{\Omega} | J)$$

La statistica raccolta nel Run-I non consente una misura diretta dei parametri di accoppiamento del vertice HZZ , tuttavia è stato possibile effettuare una serie di test su coppie di ipotesi con diverse proprietà di spin-CP. Una volta costruite le distribuzioni di probabilità di segnale per le due ipotesi di spin-parità considerate, è possibile effettuare un test d'ipotesi sui due casi in esame definendo, evento per evento, una funzione di verosimiglianza che condensa in un'unica variabile le informazioni cinematiche a disposizione. Il *discriminante* viene definito come segue:

$$D(y) = \frac{PDF(m_{4l}, m_1, m_2, \vec{\Omega} | H_0)}{PDF(m_{4l}, m_1, m_2, \vec{\Omega} | H_0) + PDF(m_{4l}, m_1, m_2, \vec{\Omega} | H_1)}$$

il cui andamento è del tipo riportato in figura 3.18:

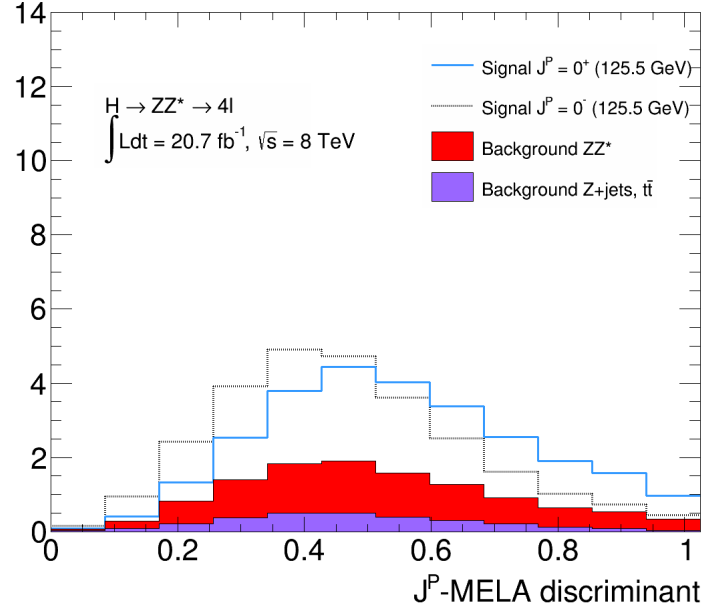


Figura 3.18: Discriminante del test d'ipotesi nei due casi 0^+ e 0^- e del fondo

Effettuando la produttoria delle verosimiglianze su tutti gli eventi candidati e simulando la ripetizione dell'esperimento per un numero molto elevato di volte (100000), è possibile ottenere le distribuzioni del rapporto di verosimiglianza per ogni coppia di ipotesi in esame come riportato in figura 3.19:

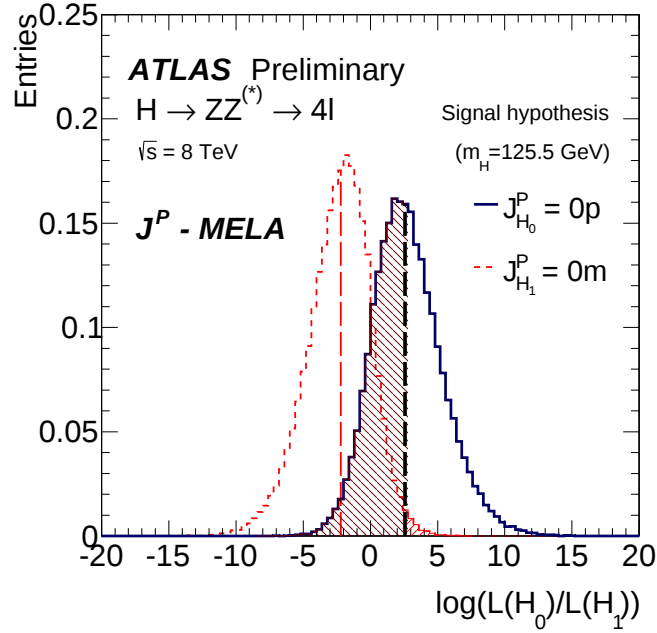


Figura 3.19: Separazione attesa per la coppia di ipotesi 0^+ e 0^- con i dati raccolti a $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$

Viene definito il *potere di separazione* p_0 tra due ipotesi, 0^+ e 0^- nel caso della figura 3.19, come la risoluzione tra le due curve ottenuta mediante l'integrale della porzione di curva, relativa all'ipotesi alternativa (H_1), intercettata dalla mediana della curva relativa all'ipotesi nulla (H_0).

Durante il Run-I sono state testate a coppie le seguenti ipotesi: $J^P = 0^+$ (Standard Model), 0^- , 0_h^+ (pseudo Standard Model), 2_m^+ (gravitone); i dati hanno in tutti i casi fornito un'indicazione forte per l'ipotesi prevista dal Modello Standard. In particolare, la capacità di separazione, attesa con i dati del Run-I, tra le ipotesi considerate sono riportate in tabella 3.11:

	0^-	0_h^+	2_m^+
MELA: MC toys	2.62 ± 0.02	2.09 ± 0.01	2.03 ± 0.01

Tabella 3.11: Potere di separazione espresso in deviazioni standard delle varie ipotesi dalla 0^+

I dati raccolti nel Run-II consentiranno un'ulteriore verifica delle proprietà di spin-CP, in particolare sarà possibile rafforzare ulteriormente la significatività sui test d'ipotesi condotti nel Run-I ed, inoltre, sondare modelli oltre il Modello Standard, in cui si può avere per il bosone di Higgs un mixing di stati con parità positiva e (piccole frazioni) componenti a parità negativa.

Il potere di separazione atteso dipende chiaramente dalla qualità della ricostruzione dei leptoni, elettroni e muoni, e dal rate di eventi attesi. Nel caso di performances nominali dello spettrometro e del calorimetro nelle prime fasi di presa dati del Run-II le separazioni attese per una luminosità attesa di 2 fb^{-1} e 5 fb^{-1} sono date da:

	$0^+/0^-$	$0^+/0_h^+$	$0^+/2_m^+$
2 fb^{-1}	1.205	0.978	0.920
5 fb^{-1}	1.908	1.511	1.456

Tabella 3.12: Potere di separazione atteso nel Run-II per le varie ipotesi

Considerando anche una eventuale inefficienza per i sottorivelatori, calorimetro e spettrometro, nel caso di luminosità integrata pari a 5 fb^{-1} si ottengono le previsioni riportate in tabella 3.13:

Inefficienza di	A	$0^+/0^-$	$0^+/0_h^+$	$0^+/2_m^+$
Spettrometro	1.1	1.90	1.50	1.45
	1.5	1.87	1.48	1.43
	2	1.82	1.44	1.39
Calorimetro	1.1	1.90	1.50	1.45
	1.5	1.86	1.47	1.42
	2	1.80	1.42	1.38
Spettrometro & Calorimetro	1.1	1.90	1.50	1.45
	1.5	1.82	1.44	1.39
	2	1.66	1.31	1.27

Tabella 3.13: Potere di separazione atteso nel Run-II nel caso di inefficienza dei sottorivelatori

Conclusioni

Il 4 luglio 2012 gli esperimenti ATLAS e CMS hanno annunciato l'osservazione sperimentale di una nuova risonanza con massa $\sim 125 \text{ GeV}$ e con proprietà compatibili con quelle previste dal Modello Standard. Tale osservazione ha rappresentato una svolta cruciale nel campo della Fisica fondamentale e costituito un nuovo punto di partenza nell'ambito della ricerca sperimentale; infatti, ottenuta una stima della massa di questa nuova particella, è necessario studiarne con maggiore precisione le sue proprietà, tra cui quella di spin-CP.

In tale contesto si è inserito questo lavoro di tesi, che si è incentrato sullo studio della ricostruzione della massa invariante del bosone di Higgs nel canale di decadimento $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4 \text{ leptoni}$ nell'esperimento ATLAS ad LHC.

In una prima fase, a partire da simulazioni MonteCarlo sono state ottenute delle parametrizzazioni per la risoluzione relativa in impulso trasverso dello spettrometro e del calorimetro. Tali parametrizzazioni sono state utilizzate per la stima dell'impatto sulla ricostruzione della massa invariante al variare delle condizioni di funzionamento dello spettrometro e del calorimetro.

I risultati ottenuti hanno consentito di ottenere una stima degli eventi attesi nelle prime fasi del Run-II per una luminosità di 2 fb^{-1} e 5 fb^{-1} (tabella 3.14):

	Atteso 8 TeV	Atteso 13 TeV	
		2 fb^{-1}	5 fb^{-1}
$H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$	15.44	3.56	8.9
Fondo ZZ	8.72	1.46	3.65
Fondo $Z + jets$ e $t\bar{t}$	2.85	0.48	1.2
segnale/fondo	1.33	1.84	1.84

Tabella 3.14: Eventi attesi a $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ durante il Run-I e a $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ durante il Run-II

Successivamente, si sono calcolati i poteri di separazione tra le vari ipotesi di spin-parità del bosone di Higgs che ci si attende nel primo periodo del Run-II, sempre nei due casi di una luminosità integrata di 2 fb^{-1} e 5 fb^{-1} e si sono confrontati con i risultati ottenuti durante il Run-I: nel test di ipotesi che discrimina l'ipotesi 0^+ dalla 0^- , si passa da un potere di separazione di 2.62σ , ottenuto nel Run-I, a 1.908σ atteso nel Run-II nel caso di 5 fb^{-1} in condizioni nominali. Come atteso, il potere di

separazione diminuisce al peggiorare della risoluzione nella ricostruzione della massa invariante dell'Higgs, riducendosi a 1.66σ nel caso in cui la risoluzione media nella ricostruzione dei leptoni peggiori di un fattore del 100% rispetto a quella del Run-I.

Nell'intera prima parte della presa dati del Run-II (2015-2016) si programma di raccogliere una quantità di dati pari a $20 - 30 \text{ fb}^{-1}$. Tale statistica consentirà di effettuare nuovi studi sulle proprietà di spin-CP del bosone di Higgs; in particolare dalla combinazione con i dati del Run-I si potrà raggiungere la sensibilità necessaria per il test di modelli del bosone di Higgs non Standard Model in particolare nei casi con spin 0 e parità mista.

Bibliografia

- [1] S. L. Glashow, Nucl. Phys. 22:579 (1961).
- [2] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19:1264 (1967).
- [3] A. Salam, 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; Phys. Rev. 145 (1966) 1156; F.Englert and R. Brout, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 321.
- [5] J.B. et al. (Particle Data Group) The Review of Particle Physics.
- [6] L.Evans and P.Bryant, LHC Machine, JINST, 3:S08001, 2008.
- [7] ATLAS Collaboration, The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, Journal of Instrumentation 3 (2008) S08003.
- [8] S. Chatrchyan, G. Hmayakyan, V. Khachatryan, A. Sirunyan, W. Adam, T. Bauer, T. Bergauer, H. Bergauer, M. Dragicevic, J. Ero, et al., The CMS experiment at the CERN LHC, Journal of Instrumentation 3 (2008) S08004.
- [9] K. Aamodt, A. Quintana, R. Achenbach, S. Acounis, D. Adamova, C. Adler, M. Aggarwal, F. Agnese, G. Rinella, Z. Ahammed, et al., The ALICE experiment at the CERN LHC, Journal of Instrumentation 3 (2008) S08002.
- [10] R. LHCb, Technical Design Report, CERN/LHCC 37 (2000) 2000.
- [11] ATLAS Collaboration, The ATLAS Technical Design Report, <http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/TDR/access.html>.
- [12] ATLAS Collaboration, Inner Detector Technical Design Report, Vol.1 e Vol.2,CERN/LHCC 97-16 (1997).
- [13] ATLAS Collaboration, Calorimeter Performances Technical Design Report, CERN/LHCC 96-40 (1996).
- [14] ATLAS Collaboration, ATLAS Muon Spectrometer Technical Design Report, CERN/LHCC 97-22 (1997).

- [15] ATLAS Trigger and DAQ Home Page, <http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/DAQTRIG/daq>.
- [16] Measurement of the muon reconstruction performance of the ATLAS detector using 2011 and 2012 LHC proton–proton collision data, <http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/PAPERS/PERF-2014-05/>
- [17] Electron and photon energy calibration with the ATLAS detector using LHC Run 1 data [16:36:02], <http://arxiv.org/abs/1407.5063>.
- [18] Root, <http://root.cern.ch/drupal/>
- [19] Measurements of Higgs boson production and couplings in the four-lepton channel in pp collisions at center-of-mass energies of 7 and 8 TeV with the ATLAS detector, <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/PAPERS/HIGG-2013-21/>
- [20] L. D. Landau, Dokl. Akad. Nauk., USSR 60, 207 (1948); C. N. Yang, Phys. Rev. 77, 242 (1950)
- [21] S. Bolognesi, Y. Gao, A. V. Gritsan, K. I. Melnikov, M. Schulze, N. V. Tran, A. Whitbeck, On the spin and parity of a single-produced resonance at the LHC. Phys. Rev. D 86:095031, 2012, arXiv:1208.4018
- [22] J. Collins and D. Sopper, Angular distribution of dileptons in high-energy collisions, Phys. Rev. D 16 (1977) 2219
- [23] On the spin and parity of a single-produced resonance at the LHC, <http://arxiv.org/abs/1208.4018v2>