

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 “Ettore Pancini”



Laurea triennale in Fisica

Studio del bosone di Higgs nel canale di decadimento in due fotoni nell'esperimento ATLAS

Relatori:

Prof. Leonardo Merola 

Dott. Elvira Rossi 

Dott. Francesco Cirotto 

Candidato:

Fabrizio Salerno
N85000852

A.A. 2018/2019

Indice

<i>Introduzione</i>	4
<i>Capitolo 1: Il Modello Standard</i>	5
1.1 Introduzione	5
1.2 Le particelle elementari.....	5
1.3 Teoria quantistica dei campi e simmetria.....	8
1.4 Rottura spontanea della simmetria e meccanismo di Higgs.....	9
1.5 Analisi dei meccanismi di produzione e decadimento del bosone di Higgs.....	11
<i>Capitolo 2: L'acceleratore LHC e l'esperimento ATLAS</i>	17
2.1 Introduzione	17
2.2 Il Large Hadron Collider	17
2.3 L'esperimento ATLAS.....	20
2.3.1 Il Rivelatore Interno.....	22
2.3.2 I Calorimetri.....	24
2.3.3 Lo spettrometro per muoni	26
2.3.4 Il sistema di trigger.....	28
2.4 La LHC-Grid.....	30
2.5 La ricostruzione delle tracce	30
2.5.1 La ricostruzione degli elettroni	31
2.5.2 La ricostruzione dei muoni.....	33
2.5.3 La ricostruzione dei jet.....	34
2.5.4 La ricostruzione dei fotoni per la RUN2 di ATLAS	34
<i>Capitolo 3: Ricerca del bosone di Higgs nel canale di decadimento in due fotoni</i>	36
3.1 Introduzione	36
3.2 Campione dati utilizzati	37
3.3 Selezione degli eventi.....	38
3.4 Modelli statistici per la descrizione del segnale e del fondo	45
3.4.1 Modelli statistici per la descrizione del segnale.....	45
3.4.2 Modelli statistici per la descrizione dei dati	46
3.5 Trattazione statistica dell'eccesso	48
3.5.1 Il test d'ipotesi	48
3.5.2 Rapporto di verosimiglianza profilato (Profile likelihood ratio).....	50
3.6 Risultati osservati	52
3.6.1 Studi di sensitività al variare della luminosità	53
3.6.2 Ricerca del bosone di Higgs nello spettro di massa $105\text{GeV}/c^2 < m_{\gamma\gamma} < 160\text{GeV}/c^2$	54
<i>Conclusioni</i>	57

Introduzione

In questo lavoro di tesi mi sono occupato dello studio del canale di decadimento del bosone di Higgs in due fotoni ($H \rightarrow \gamma\gamma$), uno dei canali di decadimento migliori per l'osservazione e lo studio del bosone di Higgs al Large Hadron Collider (LHC) del CERN. L'osservazione del bosone di Higgs è stata per anni uno degli obiettivi principali della fisica delle particelle. Il 4 luglio 2012, gli esperimenti ATLAS e CMS al CERN hanno annunciato la scoperta del bosone di Higgs. In quella occasione furono presentati i risultati relativi agli studi sul "golden channel", ovvero il canale di decadimento del bosone di Higgs in 4 leptoni, e sul canale di decadimento in due fotoni. L'obiettivo di questo lavoro di tesi è la ricerca e lo studio del bosone di Higgs che decade in due fotoni, cercando un picco risonante a $125 \text{ GeV}/c^2$ nella distribuzione della massa invariante di coppie di fotoni opportunamente selezionate. L'analisi è stata svolta utilizzando una parte dei dati raccolti nel RUN-2, la seconda fase di presa dati al LHC (2015-2018), dall'esperimento ATLAS con un'energia nel centro di massa $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$. Il campione dati utilizzato è parte degli "ATLAS Open Data" un progetto della collaborazione ATLAS che fornisce libero accesso sia ad una parte dei dati, sia alle simulazioni Monte Carlo che permettono di studiare nel dettaglio i processi di interesse.

L'elaborato si divide in tre parti:

- Nel primo capitolo sono descritte le caratteristiche fondamentali del Modello Standard, con particolare attenzione al meccanismo di rottura di simmetria e ai processi di produzione e decadimento del bosone di Higgs;
- Nel secondo capitolo è descritto l'apparato sperimentale, costituito dall'acceleratore di particelle LHC e dai rivelatori dell'apparato sperimentale ATLAS;
- Nel terzo capitolo è riportata l'analisi del canale di decadimento studiato, descrivendo la selezione effettuata ed i risultati ottenuti. Inoltre, è descritta in dettaglio la procedura statistica per la trattazione dei dati e la stima dell'eccesso osservato.

La tesi si chiude con delle osservazioni finali e le conclusioni tratte da questo studi.

Capitolo 1: Il Modello Standard

1.1 Introduzione

La Fisica delle particelle ha come obiettivo lo studio dei componenti fondamentali della materia e la descrizione delle interazioni [1]. La teoria più accreditata al giorno d'oggi è il Modello Standard [2,3,4,5,6], che, attraverso la Teoria Quantistica dei Campi (QFT), descrive con alta precisione tre delle quattro forze fondamentali, l'interazione forte, la debole e l'elettromagnetica. Queste ultime sono state unificate a formare l'interazione elettrodebole. Proprio grazie ai loro contributi all'elaborazione della teoria elettrodebole, a Glashow, Salam e Weinberg fu assegnato il Premio Nobel per la Fisica nel 1979.

Il Modello Standard prevede l'esistenza di una serie di particelle elementari, leptoni e quark, le cui interazioni sono mediate attraverso lo scambio di altre particelle, i bosoni vettori, ad ogni particella è inoltre associata un'antiparticella, con massa equivalente ma numeri quantici opposti.

Il gruppo di simmetria della forza elettrodebole prevederebbe che i bosoni mediatori di questa interazione non abbiano massa, contrariamente all'evidenza sperimentale. Il problema viene risolto attraverso il meccanismo di rottura spontanea della simmetria e l'introduzione di un nuovo bosone massivo, il bosone di Higgs, che conferisce massa alle particelle [5,6].

1.2 Le particelle elementari

Nel Modello Standard le particelle sono divise in base alla loro statistica:

- **Bosoni:** particelle con spin intero;
- **Fermioni:** particelle con spin semintero.

Le particelle elementari, cioè non aventi una struttura interna nei limiti della nostra risoluzione sperimentale (circa 10^{-19} m), che compongono il Modello Standard sono i Leptoni e i Quark, che costituiscono la materia, e i bosoni di campo che mediano le interazioni fondamentali.

I **Leptoni** e i **Quark** sono fermioni, quindi obbediscono alla statistica di Fermi-Dirac e sono soggetti al principio di esclusione di Pauli. Essi sono inoltre raggruppati in

doppietti e divisi in tre generazioni, ordinate in funzione della massa crescente (e quindi vita media decrescente).

I Leptoni sono particelle di spin $1/2$ con massa mediamente minore rispetto a quella dei quark corrispondenti alla stessa generazione, sono in tutto 6, 3 carichi e 3 neutri.

I 3 Leptoni carichi sono elettrone e^- , muone μ^- e il tau τ^- , ad ognuno di essi è associato un neutrino, con cui forma un doppietto, caratterizzato dallo stesso numero leptonico, leptoni appartenenti allo stesso doppietto appartengono alla stessa generazione. I neutrini sono i leptoni neutri, caratterizzati da una massa estremamente piccola (approssimabile allo zero in molti dei fenomeni studiati), interagiscono poco con la materia, rendendone difficile la rilevazione. I leptoni neutri interagiscono debolmente, i leptoni carichi anche elettromagneticamente, le loro caratteristiche principali, i doppietti e le generazioni in cui sono suddivisi, sono evidenziate nella seguente tabella 1.1.

Generazione	Leptone	Carica Q/e	Massa [MeV/c²]
I	e^-	-1	0.511
I	ν_e	0	$<2.2 \cdot 10^{-6}$
II	μ^-	-1	105.7
II	ν_μ	0	<0.19
III	τ	-1	$1.777 \cdot 10^3$
III	ν_τ	0	<18.2

Tabella 1.1: Leptoni con rispettive masse e cariche.

I **Quark** sono fermioni di spin $1/2$, raggruppati in tre doppietti e distinti in tre generazioni. I sei Quark esistenti hanno “sapori” differenti e cariche frazionarie, essi sono Up (u), Charm (c), Top (t) di carica $+2/3 e$; Down (d), Strange (s), Bottom o Beauty (b) di carica $-1/3 e$. I Quark interagiscono sia fortemente, sia debolmente (unico caso in cui è permesso il cambio di sapore), sia elettromagneticamente. Essi interagiscono tra loro e con le loro antiparticelle per formare particelle composte chiamate adroni. Gli adroni possono essere distinti in mesoni, ovvero particelle con spin intero, formate da un Quark e un Antiquark e barioni, particelle con spin semi intero, formate da tre quark (o tre antiquark). Va evidenziato che a differenza dei Leptoni, non sono stati osservati Quark liberi a causa del confinamento di colore: il loro potenziale aumenta all’aumentare della distanza, fino al punto da poter creare una

nuova coppia quark-antiquark. Per questo motivo nei processi con quark negli stati finali vengono prodotti sciami di particelle detti *jet* adronici. Le caratteristiche principali dei Quark sono descritte nella tabella 1.2.

Generazione	Quark	Carica Q/e	Massa [MeV/c²]
I	u	2/3	2.2
I	d	-1/3	4.7
II	c	2/3	1.27*10 ³
II	s	-1/3	93
III	t	2/3	173.1*10 ³
III	b	-1/3	4.2*10 ³

Tabella 1.2: Quark con rispettive cariche e masse.

I **Bosoni di campo o bosoni vettori** sono infine particelle di spin intero che, in base alla teoria quantistica dei campi, mediano le interazioni fondamentali. Le caratteristiche e la dinamica di questi mediatori determina l'intensità e il raggio d'azione delle interazioni. Questi bosoni sono: il **fotone γ** , che ha spin 1, massa e carica nulle, e media le interazioni elettromagnetiche; i bosoni **Z^0 , W^+ , W^-** , particelle massive di spin 1 con carica Q/e rispettivamente 0, +1, -1 che mediano l'interazione debole; i **Gluoni**, che hanno spin 1, massa nulla e carica elettrica nulla, ma sono dotati di una carica di colore. I Gluoni sono i mediatori delle interazioni forti.

L'interazione elettromagnetica ha raggio d'azione infinito, quella debole ha un raggio di interazione molto piccolo, tale da poter essere definita in prima approssimazione un'interazione di contatto, dovuto al fatto che i mediatori sono massivi, infine quella forte è anch'essa a raggio finito nonostante la massa nulla dei gluoni, per il principio del confinamento di colore.

I raggi d'azione e le caratteristiche delle interazioni in variano in funzione dell'energia, ad energie sufficientemente alte l'interazione elettromagnetica e l'interazione debole sono descritte come un'unica interazione (interazione elettrodebole). Con la teoria della grande unificazione si è arrivato a ipotizzare che per energie dell'ordine di 10^{15} GeV le tre interazioni si unifichino, e che quindi le interazioni descritte dal Modello Standard non siano altro che l'espressione a "basse energie" di un'unica interazione fondamentale.

Nelle tabelle 1.3 e 1.4 sono riportate rispettivamente le caratteristiche fondamentali dei mediatori e delle interazioni.

Interazione	Mediatore	Carica Q/e	Massa [GeV/c²]
Elettromagnetica	γ	0	0
Debole	Z^0, W^+, W^-	0, +1, -1	91.2, 80.4
Forte	g	0	0

Tabella 1.3: Caratteristiche dei mediatori.

Interazione	Intensità relativa	Raggio d'azione [m]
Elettromagnetica	10^{-2}	∞
Debole	10^{-10}	$\approx 10^{-18}$
Forte	1	$< 10^{-15}$

Tabella 1.4: Caratteristiche delle interazioni.

1.3 Teoria quantistica dei campi e simmetria

La teoria quantistica dei campi si basa sull'idea di descrivere le Hamiltoniane di interazione in termini di operatori di creazione e distruzione di particelle. Si parte dall'idea di poter descrivere i campi con degli operatori di campo, questi operatori variano in funzione delle coordinate spazio-temporali (la teoria quantistica dei campi è infatti compatibile con la relatività ristretta) e possono essere espressi come combinazione lineare di operatori di creazione e distruzione:

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

che, applicati a uno stato definiscono la creazione o la distruzione di una particella nelle determinate coordinate \underline{x} , essi possono anche essere visti come indicatori della presenza o meno di una particella rispetto allo stato di vuoto, cioè lo stato tale che, se vi si applica un operatore di distruzione, si riottiene lo stato di vuoto.

È possibile una trattazione mediante la formulazione lagrangiana, secondo la quale i campi $\phi_i(\underline{x})$ sono descritti come coordinate lagrangiane. Detta \mathcal{L} la densità lagrangiana, definita come:

$$\mathcal{L}(\underline{x}) = \mathcal{L}(\phi_i(\underline{x}), \partial_\mu \phi_i(\underline{x})),$$

la lagrangiana sarà:

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

da qui possiamo ottenere, tramite il principio variazionale di Hamilton:

$$\delta S = \delta \int_{t_2}^{t_1} dt \int_{-\infty}^{+\infty} d^3x \mathcal{L}(\phi_i(\underline{x}), \partial_\mu \phi_i(\underline{x})) = 0,$$

le equazioni di Eulero-Lagrange che descrivono l'evoluzione temporale del sistema

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi_i} - \frac{\partial}{\partial x^\mu} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \phi_i)} \right).$$

Le interazioni tra campi vengono introdotte imponendo che la lagrangiana soddisfi una simmetria di gauge locale. Si può infatti dimostrare che è impossibile avere un'invarianza di gauge locale in una teoria a campi liberi. Definita allora la densità di lagrangiana di campo libero \mathcal{L}_0 , per avere una densità di lagrangiana totale \mathcal{L} invariante per una trasformazione di gauge locale, dovremo aggiungere a quella di campo libero una densità di lagrangiana di interazione \mathcal{L}' :

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

È quindi possibile determinare \mathcal{L}' imponendo la condizione di invarianza locale, così da determinare le caratteristiche dell'interazione.

Il modello così descritto, applicato all'interazione debole, prevede però dei bosoni di campo non massivi, che è in contrasto con l'evidenza sperimentale. Più in generale si può vedere che la teoria non è in grado di prevedere l'esistenza della massa neanche per i fermioni, evidenziando la discordanza del modello dalla realtà.

La soluzione a questo problema è data dal meccanismo di rottura spontanea della simmetria [7].

1.4 Rottura spontanea della simmetria e meccanismo di Higgs

In fisica la rottura spontanea di simmetria (SSB da Spontaneous Symmetry Breaking) è un fenomeno in cui la perdita naturale di simmetria di un sistema non avviene a livello fondamentale, rimanendo valida nelle equazioni che lo governano. A fini esplicativi si usa anche il termine simmetria nascosta. Il fenomeno è presente estesamente in meccanica classica, dove consiste nella perdita di simmetria delle soluzioni delle equazioni di moto di un sistema, permanendo l'invarianza dell'hamiltoniana (o della lagrangiana) rispetto a una trasformazione grupale. In fisica quantistica è presente

solo nella teoria quantistica dei campi, in quanto sistema con infiniti gradi di libertà. In tale contesto è la perdita di simmetria dell'hamiltoniana (o della lagrangiana) di un sistema rispetto a una trasformazione gruppale nello stato fondamentale di vuoto degenere, permanendo la simmetria globale del sistema.

Si parla, quindi, di rottura spontanea della simmetria se la teoria è invariante per delle trasformazioni ma non lo è lo stato fondamentale della teoria stessa. Si può visualizzare meglio questo concetto prendendo in considerazione un potenziale “a sombrero” come quello del bosone di Higgs (figura 1.1). Si può immaginare il valore del campo complesso come un piano a due dimensioni, tipo diagramma di Argand-Gauss, e il potenziale come l'altezza sopra tale piano. Rappresentato in questo modo il potenziale presenta una simmetria di rotazione intrinseca, ma questa simmetria non è mantenuta al livello di soluzioni delle equazioni del moto. Il problema ammette infinite condizioni di minimo del potenziale, tutte equivalenti tra loro, che potremmo arbitrariamente scegliere come condizioni iniziali per la particella, creando delle soluzioni non invarianti per rotazione. Questa arbitrarietà causa la perdita della simmetria, ovvero si ha una rottura della simmetria quando si fissa lo stato fondamentale.

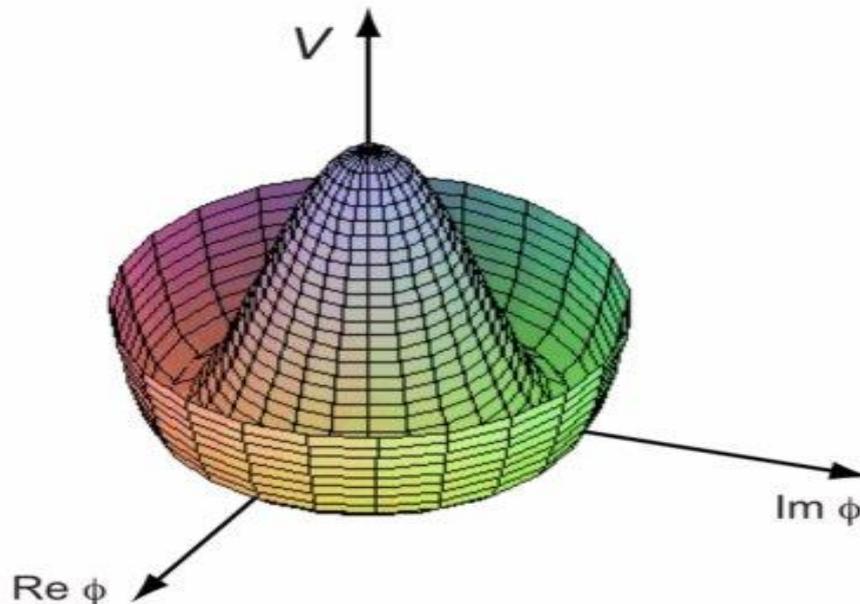


Figura 1.1: Esempio schematico del potenziale “a sombrero” del campo di Higgs.

Nella teoria delle interazioni deboli il meccanismo di rottura spontanea della simmetria si descrive con l'introduzione di un campo scalare, a cui è associato lo stato fondamentale, che interagisce con i bosoni di campo, generandone le masse. Questo campo deve essere localmente presente in tutto lo spazio, infatti le interazioni avvengono localmente e la massa è sempre presente durante il moto libero. Da ciò si

deduce che il vuoto sia uniformemente permeato da questo campo scalare che avrà quindi un valore di aspettazione del vuoto non nullo.

Questo campo prende il nome di campo di Higgs e ha quattro gradi di libertà, tre di questi servono per dare massa ai mediatori dell'interazione elettrodebole, meno il fotone che non interagisce col campo, e sono osservabili solo come loro componenti. L'ultimo grado di libertà diventa una nuova particella, il bosone di Higgs [8,9].

1.5 Analisi dei meccanismi di produzione e decadimento del bosone di Higgs

Il bosone di Higgs è un bosone con spin zero prodotto dall'eccitazione del campo di Higgs in presenza di energia sufficiente. Il bosone ha una vita media molto bassa e la sua massa non può essere determinata in maniera teorica (è infatti uno dei parametri liberi del Modello Standard) ma va misurata sperimentalmente.

La ricerca di questa particella è stata a lungo tra i principali obiettivi della fisica delle alte energie, e nel 2006 è stato costruito al CERN di Ginevra il Large Hadron Collider (LHC) con lo scopo principale di osservare il bosone di Higgs. LHC è il più potente acceleratore di particelle finora costruito progettato per accelerare fasci di protoni fino ad un'energia nel centro di massa di 14 TeV.

Vi sono quattro canali di produzione per il bosone di Higgs:

- **Fusione di gluoni (ggF – gluon-gluon fusion):** questo è il processo principale di produzione del bosone di Higgs a LHC e consiste nella fusione di due gluoni provenienti da una coppia di protoni in collisione, con uno stato intermedio dato da un loop di quark pesanti (t, b). Il suo diagramma di Feynman è riportato in figura 1.2.

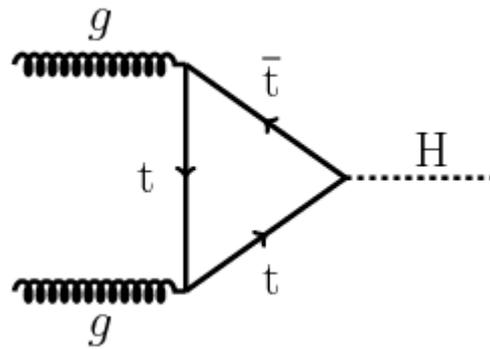


Figura 1.2 diagramma per il canale ggF.

- **Fusione di bosoni vettoriali (VBF – Vector Boson Fusion):** questo è il secondo canale di produzione più importante al collisore LHC, consiste nella fusione di due bosoni vettori Z o W emessi da due quark (figura 1.3).

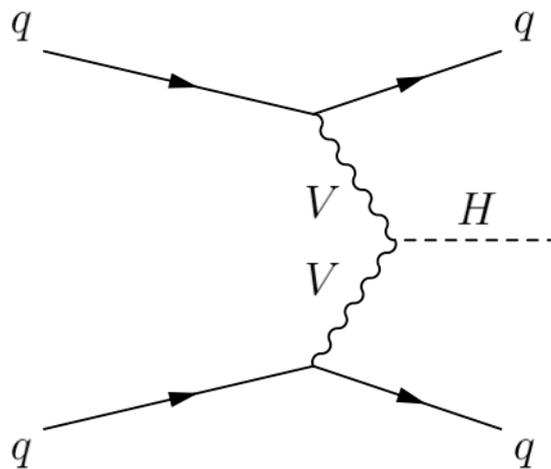


Figura 1.3 Diagramma canale VBF.

- **Produzione associata di un bosone di Higgs e un bosone vettore (VH – detto anche W, Z bremsstrahlung):** un bosone vettore prodotto dalla fusione di una coppia quark-antiquark può decadere (in quark o leptoni a seconda se il bosone sia Z o W) e irraggiare un Higgs come riportato nel diagramma di Feynmann mostrato in figura 1.4.

Meccanismo di produzione	$\sigma [pb]$
ggF	44
VBF	3.73
W / Z Bremsstrahlung	2.22
$t\bar{t}$ fusion	0.50

Tabella 1.5: Valori delle sezioni d'urto del bosone di Higgs per i quattro meccanismi di produzione per massa pari a 125.5 GeV e $\sqrt{s} = 13$ TeV.

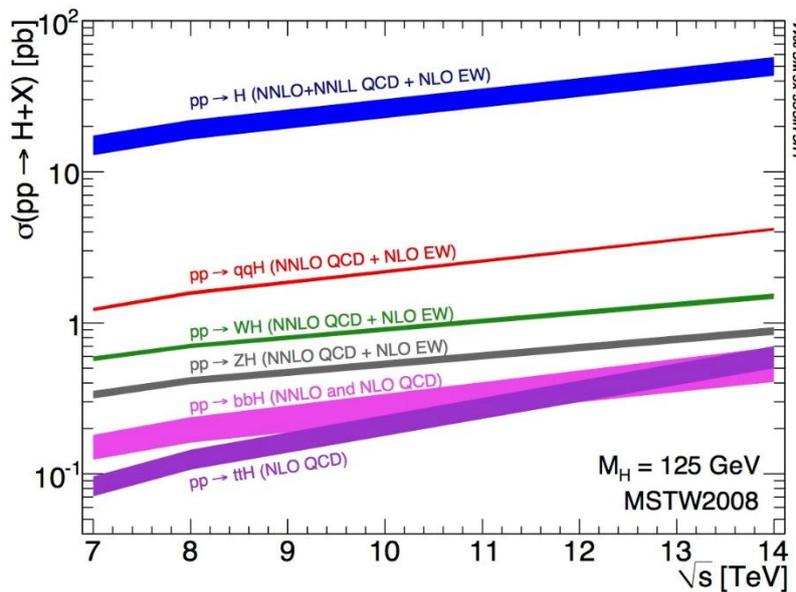


Figura 1.6: Sezione d'urto dei canali di produzione in funzione dell'energia nel centro di massa.

Il bosone di Higgs avendo una vita media molto piccola, non può essere osservato direttamente, ma sarà sperimentalmente ricostruito identificando i suoi prodotti di decadimento.

I canali di decadimento dell'Higgs sono numerosi e le previsioni del Modello Standard del loro rapporto di decadimento (Branching Ratio) variano a seconda della massa del bosone (figura 1.7).

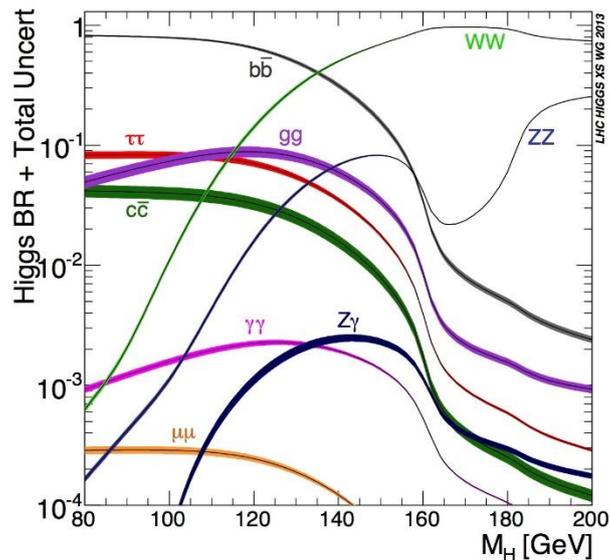


Figura 1.7: Branching Ratio di decadimento dell'Higgs in funzione della sua massa.

Con riferimento alla figura 1.7 i principali canali di decadimento sono:

- Per i decadimenti bosonici: ZZ , WW , $\gamma\gamma$, $Z\gamma$, gg ;
- Per i decadimenti fermionici: bb , $\tau\tau$, $\mu\mu$, cc ;

In particolare:

- **$H \rightarrow bb$** : È il decadimento favorito nella zona di bassa massa, da 80 a 130 GeV/c^2 , l'Higgs decade in una coppia di quark bottom-antibottom.
- **$H \rightarrow Z^0 Z^0 / W^+ W^-$** : L'Higgs decade in una coppia di bosoni vettoriali. È dominante a masse alte. Non vengono rivelati direttamente i bosoni ma i loro prodotti di decadimento, che prevedono stati finali con leptoni o quark.
- **$H \rightarrow \gamma\gamma / gg$** : Decadimento in fotoni o gluoni, quello in gluoni ha un Branching Ratio generalmente maggiore. Essendo privi di massa, non si accoppiano con il bosone di Higgs, possono essere però prodotti mediante loop che coinvolgono particelle cariche o colorate.

Nella fase iniziale di presa dati a LHC i processi che hanno contribuito maggiormente alla ricerca dell'Higgs sono $H \rightarrow Z^0 Z^0 \rightarrow 4\ell$ e $H \rightarrow \gamma\gamma$, i quali, nonostante non siano i decadimenti favoriti, permettono di avere la maggiore sensibilità alla scoperta, data l'eccellente qualità di ricostruzione e identificazione degli stati finali.

Per quanto riguarda i canali di decadimento in bottom-antibottom e in gluoni, pur essendo maggiormente favoriti, presentano una maggiore difficoltà nell'identificazione degli eventi di interesse e nella distinzione dal fondo adronico generato nelle collisioni protone-protone.

Nonostante il canale di decadimento in WW sia favorito rispetto a quello ZZ , gli stati finali coinvolgono neutrini e quark. Ciò implica che la massa del bosone di Higgs non è ricostruita con alta risoluzione, nonostante ciò anche questo canale ha contribuito alla scoperta del bosone di Higgs.

Per il decadimento ZZ viene ricercato in particolare lo stato finale con 4 leptoni, che possono essere 4 muoni, 4 elettroni o 2 muoni e 2 elettroni. Questo canale è definito il “*golden channel*”, per la grande accuratezza con cui è possibile ricostruire i leptoni e perché permette di ricostruire completamente la cinematica del processo. Ciò che si osserva da uno studio su questo canale è un fondo irriducibile dovuto alla produzione casuale di altre coppie ZZ , e un fondo riducibile dato dalla produzione di una Z con jet adronici e coppie di quark t . È stato anche grazie allo studio di questo canale che il 4 Luglio 2012 è stato possibile annunciare al CERN l'osservazione di una risonanza compatibile con l'Higgs a $125.5 \text{ GeV}/c^2$ [10,11,12,13].

Il canale di decadimento in due fotoni è anch'esso stato fondamentale per la scoperta del bosone di Higgs, nonostante il basso Branching Ratio ($2.2 \cdot 10^{-3}$). Lo stato finale con due fotoni ha infatti una segnatura sperimentale molto pulita, in cui si può evidenziare nella distribuzione della massa del bosone di Higgs un segnale piccato su una distribuzione di eventi di fondo decrescente. Il fondo irriducibile è costituito da coppie di fotoni generati in altri eventi e non provenienti dal decadimento del bosone di Higgs.

In questo lavoro di tesi mi sono occupato di approfondire lo studio del processo di bosone di Higgs che decade in due fotoni utilizzando i dati dell'esperimento ATLAS al CERN. Nel prossimo capitolo descriverò brevemente l'apparato sperimentale e nel terzo capitolo descriverò in dettaglio l'analisi da me effettuata.

Capitolo 2: L'acceleratore LHC e l'esperimento ATLAS

2.1 Introduzione

LHC è l'acceleratore di particelle dov'è avvenuta la prima osservazione del bosone di Higgs, ha forma circolare con una circonferenza di 27 km ed è situato al confine tra la Svizzera e la Francia, ad una profondità tra 50 m e 175 m . Tra i rivelatori dell'acceleratore vi è ATLAS, ovvero un apparato costruito con simmetria cilindrica, rispetto all'asse di collisione dei fasci, lungo 46 m e avente un diametro di 25 m .

2.2 Il Large Hadron Collider

Il Large Hadron Collider è un collider adronico situato al CERN che, a pieno regime, è in grado di accelerare particelle ad un'energia di 7 TeV , risultando in un'energia nel centro di massa $\sqrt{s} = 14\text{ TeV}$, e con luminosità di $10^{34}\text{ cm}^{-2}\text{ s}^{-1}$. Due fasci di protoni viaggiano all'interno di due tubi distinti portati in condizioni di vuoto spinto e vengono accelerati tramite degli elettromagneti superconduttori, al fine di minimizzare le perdite energetiche. Per fare in modo che i magneti siano in uno stato superconduttivo vengono raffreddati ad una temperatura di circa 2 K tramite un sistema di refrigerazione a elio liquido. All'interno dell'anello sono presenti principalmente due tipi di magneti: i magneti dipolari, utilizzati per tenere i protoni su una traiettoria pressoché circolare, e i magneti quadrupolari, utilizzati per focalizzare i fasci di protoni. Prima di essere introdotte nell'LHC, i fasci di protoni sono iniettati in acceleratori più piccoli e raggiungono l'energia desiderata gradualmente. Essi passano prima attraverso il LINAC2 acquistando un'energia di 50 MeV ; vengono immessi poi nel PSB (Proton Synchrotron Booster), che li accelera fino a raggiungere 1.4 GeV . Infine, sono trasferiti all'SPS (Super Proton Synchrotron) dove vengono portati fino ad un'energia di 450 GeV e quindi iniettati in LHC dove raggiungeranno le energie stabilite. Un'immagine schematica del sistema di acceleratori è mostrata in figura 2.1.

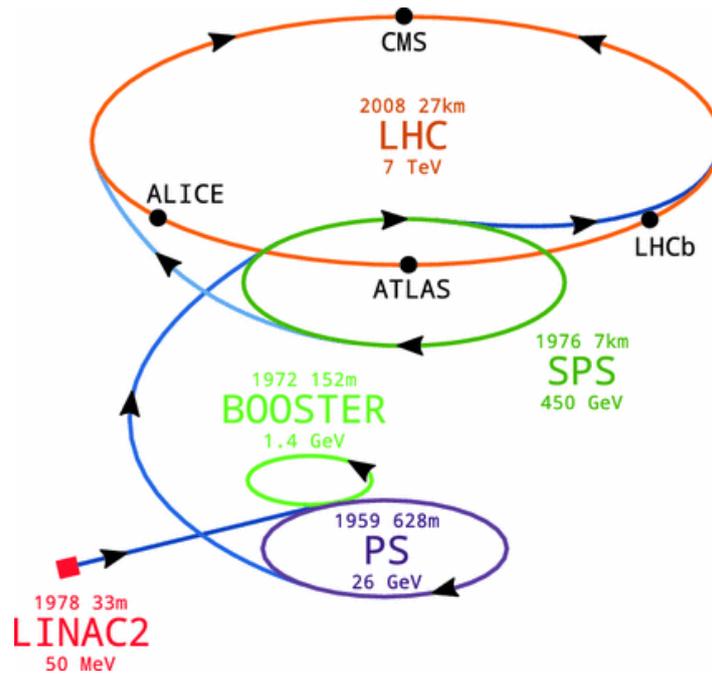


Figura 2.1: Schema degli acceleratori ad LHC.

La scelta di utilizzare un collider adronico rispetto ad uno leptonico ha diversi vantaggi. Un primo vantaggio è energetico, le particelle cariche infatti, se sottoposte ad un'accelerazione, emettono radiazione elettromagnetica, per una traiettoria circolare la potenza dissipata è proporzionale alla quarta potenza dell'inverso della propria massa. La maggiore massa degli adroni rispetto ai leptoni comporta una diminuzione dell'energia dissipata e giustifica la scelta. Un ulteriore vantaggio proviene dal fatto che le collisioni tra adroni hanno una maggiore sezione d'urto di produzione del bosone di Higgs e particelle massive rispetto alle collisioni tra leptoni. Per migliorare ancora l'ottimizzazione energetica si possono considerare altri fattori, ad esempio il fatto che l'energia dissipata per irraggiamento sia inversamente proporzionale al raggio della traiettoria, conviene quindi costruire collider di grandi dimensioni. Anche la scelta del tipo di collisioni generate all'interno dell'LHC, che sono del tipo particella-particella e sono caratterizzate da un'energia nel centro massa maggiore di quella che si riuscirebbe ad ottenere per collisioni di tipo particella-bersaglio fisso a parità di energia delle particelle in moto.

Ad LHC ogni fascio di protoni è strutturato in pacchetti, detti "bunch", con una separazione spaziale di 25 ns l'uno dall'altro e contenenti $\sim 10^{11}$ protoni. Dal rate di eventi $R = \frac{dN_{ev}}{dt}$ e dalla sezione d'urto per un dato processo di scattering si definisce luminosità:

$$L = R \cdot \frac{1}{\sigma}$$

cioè il numero di eventi di scattering per unità di tempo e di superficie. All'elevata luminosità è collegato il fenomeno del “pile-up”, ovvero la presenza di un numero elevato di interazioni che avvengono contemporaneamente ad ogni scontro, dovuto all'elevata sezione d'urto p-p. Questo comporta la presenza di numerosissime tracce dovute ad eventi simultanei che si sovrappongono all'interazione d'interesse rendendo ardua la ricostruzione dei singoli eventi. Inoltre la grande quantità di interazioni costituiscono un fondo generalmente molto più grande del segnale ricercato, che sarà costituito da eventi caratterizzati da una sezione d'urto molto piccola.

Si può definire, a partire dalla luminosità istantanea, una luminosità integrata pari a $\int L dt$.

Finora l'acquisizione dati in LHC è stata divisa in 2 fasi: RUN-I e RUN-II. In questo momento l'acceleratore è in fase di upgrade e riprenderà il funzionamento nel 2021. Nella tabella 2.1 sono riportate le caratteristiche della presa dati del RUN-I e del RUN-II di ATLAS.

Anno	L istantanea [$cm^{-2}s^{-1}$]	L integrata [fb^{-1}]	\sqrt{s} [TeV]
2010 – 2011	2×10^{32}	5.46	7
2012	7×10^{33}	22.8	8
2015 – 2018	21.4×10^{33}	139	13

Tabella 2.1: Prestazioni di LHC per RUN I e II. \sqrt{s} è l'energia nel centro di massa per la collisione tra due protoni. La luminosità è calcolata per tutto il periodo di funzionamento di LHC, a partire dal 2010.

I fasci prodotti e accelerati in LHC collidono in quattro punti dell'anello, dove sono situati quattro principali esperimenti:

- **ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS):** Il programma di ricerca di questo esperimento comprende lo studio del bosone di Higgs, misure di precisione sul quark top e sui bosoni W^\pm , studio dei mesoni B e ricerca di fisica oltre il Modello Standard [12].
- **CMS (Compact Muon Solenoid):** Tale collaborazione persegue gli stessi obiettivi dell'esperimento ATLAS, utilizzando un apparato sperimentale con caratteristiche leggermente diverse rispetto ad ATLAS.
- **ALICE (A Large Ion Collider Experiment):** Questo esperimento studia le collisioni tra ioni pesanti. Si occupa, inoltre, dello studio del plasma di quark e di gluoni.

- **LHCb:** Tale collaborazione studia processi che coinvolgono il quark bottom, spesso in relazione al problema della asimmetria materia-antimateria.

2.3 L'esperimento ATLAS

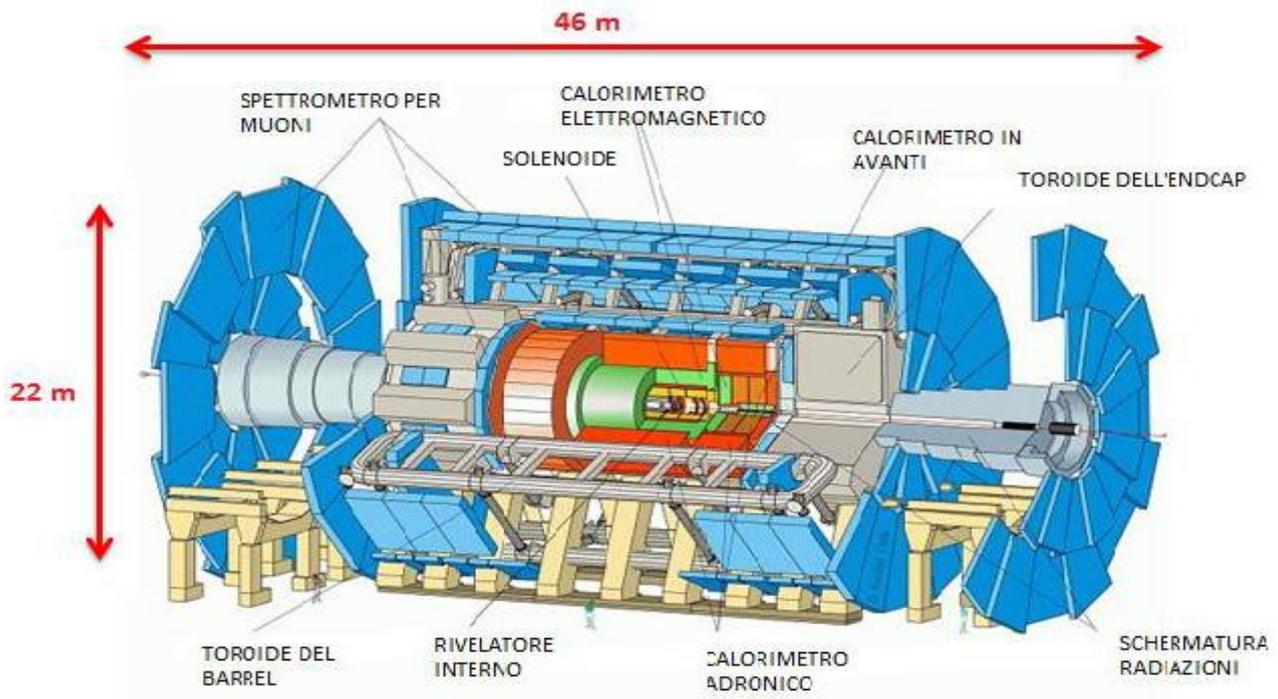


Figura 2.2: Il rivelatore di particelle di ATLAS.

L'esperimento ATLAS nasce nel 1992 dalla collaborazione dei due gruppi EAGLE (Experiment for Accurate Gamma, Lepton and Energy measurements) e ASCOT (Apparatus with Super CONducting Toroids). L'apparato sperimentale di ATLAS (Figura 2.2) è costituito da diversi sotto-rivelatori, ognuno utilizzato per la misura di una o più grandezze fisiche associate a una data classe di particelle. Procedendo dal vertice d'interazione verso l'esterno dell'apparato, si osservano i seguenti rivelatori:

1. Rivelatore interno (Inner Detector o "ID");
2. Calorimetro elettromagnetico ("ECAL");
3. Calorimetro adronico ("HCAL");
4. Spettrometro per muoni.

Caratterizzano l'apparato sperimentale anche il Sistema di trigger e il Sistema di acquisizione dati (DAQ). In ATLAS vengono utilizzati due sistemi di coordinate, entrambi con origine nel punto di interazione:

1. Un riferimento cartesiano, con l'asse z diretto lungo l'asse di collisione dei fasci, l'asse y diretto verso l'alto e l'asse x diretto orizzontalmente, verso il centro dell'anello di LHC.
2. Un riferimento polare, con l'angolo azimutale φ definito come l'angolo di rotazione intorno all'asse z e l'angolo polare θ con origine sull'asse z e verso positivo in senso antiorario guardando il piano zy .

Essendo LHC un collisore adronico, in cui sono fatte collidere particelle composte da adroni e quark, l'energia dell'interazione nel sistema del centro di massa non è nota con esattezza in quanto dipende dall'impulso delle particelle elementari che partecipano effettivamente all'urto (i partoni); pertanto si preferisce studiare le interazioni nel piano trasverso xy , dove, non essendoci componenti dell'impulso sufficientemente elevate da non poter essere trascurate, si ha la conservazione dell'impulso, che è invariante per trasformazioni di Lorentz lungo l'asse z . Un'altra grandezza invariante per trasformazioni di Lorentz lungo l'asse z , nel limite in cui l'energia delle particelle sia molto superiore alla loro massa, è la pseudorapidità $\eta = -\ln\left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right)$, che per questo verrà usata al posto dell'angolo θ nello studio della cinematica delle collisioni. La pseudorapidità vale 0 per $\theta = \frac{\pi}{2}$ e tende all'infinito per $\theta \rightarrow 0$.

L'apparato sperimentale può essere suddiviso in due zone:

- **Barrel region** ($|\eta| \leq 1.05$): è la parte centrale del rivelatore.
- **End-cap region** ($1.05 \leq |\eta| \leq 2.7$): comprende gli apparati situati alle estremità destra e sinistra del rivelatore; per $2.7 \leq |\eta| \leq 4.5$ invece può succedere che le particelle non siano rivelate correttamente perché il loro percorso risulta parzialmente o completamente escluso dalla zona di sensibilità del rivelatore.

2.3.1 Il Rivelatore Interno

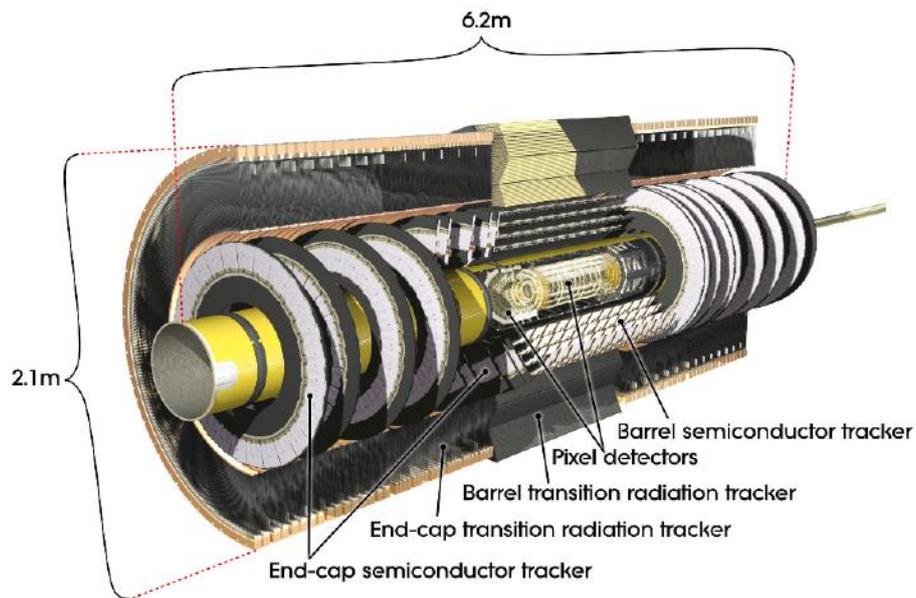


Figura 2.3: Rilevatore interno di ATLAS.

Il rivelatore interno (Inner Detector – ID) di ATLAS, mostrato in figura 2.3, è il rivelatore con la posizione più vicina al punto di interazione dei fasci. L’ID ha simmetria cilindrica, è lungo 6.2 m , ha un diametro di 2.1 m ed è finalizzato alla ricostruzione delle tracce delle particelle prodotte dalla collisione. L’ID è immerso in un campo magnetico solenoidale, generato da elettromagneti superconduttori, di intensità 2 T diretto parallelamente all’asse del fascio. Per effetto del campo magnetico la traiettoria delle particelle cariche viene deviata nel piano trasverso. La deviazione della traiettoria dipende dall’impulso, che quindi sarà ottenuto misurando la traiettoria.

Nel rivelatore interno si possono distinguere tre componenti:

1. Il rivelatore a Pixel (Pixel Detector);
2. Il tracciatore a semiconduttore (SemiConductor Tracker o “SCT”);
3. Il tracciatore a radiazione di transizione (Transition Radiation Tracker o “TRT”).

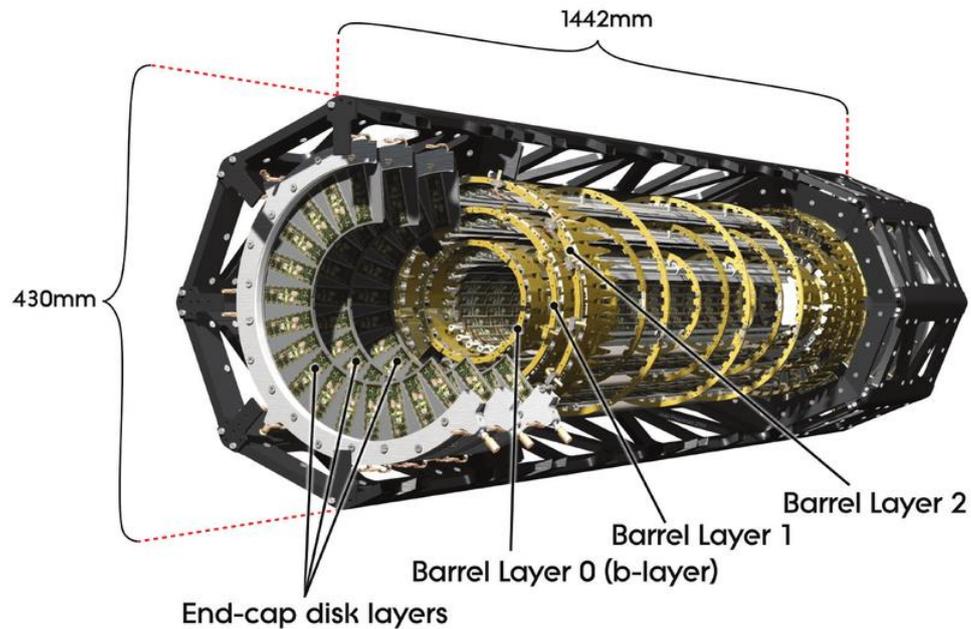


Figura 2.4: Il rivelatore a Pixel.

Il rivelatore a pixel (figura 2.4) è anch'esso a simmetria cilindrica, è lungo 1442 mm e ha un diametro di 430 mm . È costituito da tre cilindri omoassici, di raggi 5 cm , 9 cm e 12 cm nella regione barrel, e da tre dischi su entrambi i lati, di raggio interno 9 cm e raggio esterno 15 cm nella regione end-cap. Nella regione barrel sono presenti in totale 1456 “moduli” per un totale di circa 67 milioni di pixel, mentre nella regione end-cap sono presenti 288 “moduli” che equivalgono a circa 13 milioni di pixel. Ogni modulo ha una superficie di 10 cm^2 e contiene 46080 pixel, questi hanno a loro volta una dimensione di $50 \times 400\ \mu\text{m}^2$ con una risoluzione di $14 \times 115\ \mu\text{m}^2$. Tutta la struttura conta in totale circa 80 milioni di elementi rivelatori (pixel), al cui passaggio di ogni particella carica, producono un segnale chiamato hit. Il rivelatore è geometricamente progettato in modo tale che ogni particella produca almeno 3 hit. La posizione ravvicinata di questa componente al vertice di interazione permette all'ID di individuare delle particelle anche di vita media molto breve.

Il tracciatore a semiconduttore ha come scopo la misura di precisione di impulso trasverso, parametro d'urto e posizione di vertice, sulle tracce nella zona intermedia del rivelatore interno. Esso consiste in 4088 moduli a doppia faccia, ognuna delle quali contiene 780 microstrisce di silicio di lunghezza $80\ \mu\text{m}$, per un totale di oltre 6 milioni di elementi rivelatori. Al passaggio delle particelle cariche sulle strisce, queste misurano la loro posizione con un'accuratezza di $17\ \mu\text{m}$. I moduli, nella regione barrel,

sono montati su cilindri in fibra di carbonio, di raggi 30 cm , 37.3 cm , 44.3 cm e 52 cm , nella regione end-cap, invece, sono montati su nove dischi, fino ad un massimo di tre anelli ciascuno. A causa dell'ambiente altamente radioattivo è necessario che i sensori di silicio operino a basse temperature (tipicamente tra i $-5\text{ }^\circ\text{C}$ e i $-10\text{ }^\circ\text{C}$).

Il tracciatore a radiazione di transizione è costituito da tubi di 4 mm di diametro, contenenti un sottile filo di tungsteno placcato d'oro di diametro 0.03 mm ed una miscela di gas non infiammabili, ovvero: 70% Xe , 20% CF_4 e 10% CO_2 . Sono inoltre rivestiti da una schiuma di propilene capace di emettere raggi X al passaggio degli elettroni. Ha una risoluzione di 0.17 mm quindi peggiore rispetto ai due rivelatori più interni [15].

2.3.2 I Calorimetri

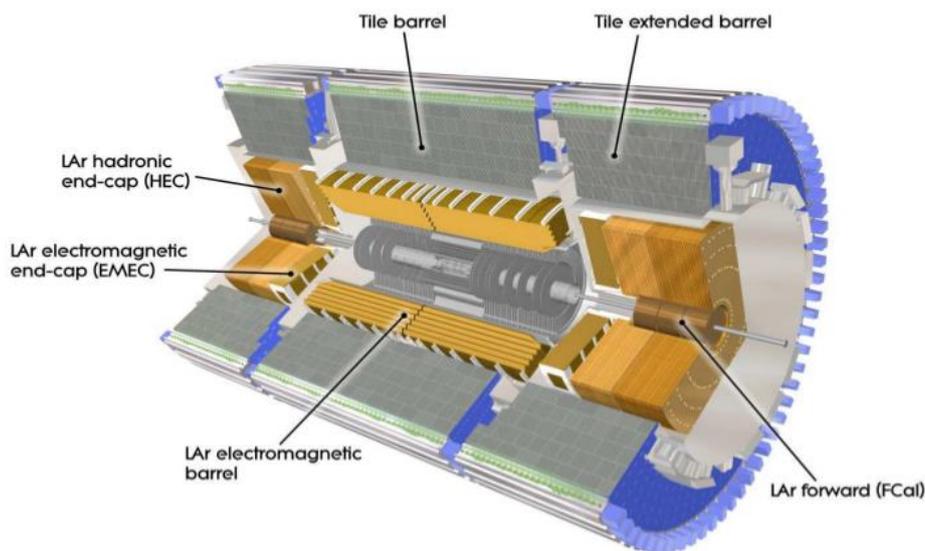


Figura 2.5: Il sistema di calorimetri in ATLAS.

Il sistema di calorimetri in ATLAS (figura 2.5) è composto da un calorimetro elettromagnetico (“ECAL”) e un calorimetro adronico (“HCAL”) disposti intorno all’ID. Anche i calorimetri hanno simmetria cilindrica e sono i rivelatori designati alla misura dell’energia delle particelle. Entrambi sono detti “a campionamento”, cioè costituiti da due strati di materiali differenti, ovvero strati di materiale attivo, utilizzato per la rivelazione, e strati di placche di materiali pesanti. Il materiale attivo utilizzato è l’Argon liquido per entrambi i calorimetri, mentre il materiale pesante varia per i due

calorimetri: Piombo per l'ECAL e Ferro, Rame o Tungsteno (a seconda del valore di η) per l'HCAL.

Il principio di funzionamento alla base del calorimetro elettromagnetico si basa sul fenomeno della produzione degli “sciame elettromagnetici”. Quando un fotone o un elettrone ad elevata energia attraversa un mezzo materiale, produce uno sciame elettromagnetico composto di elettroni, positroni e fotoni, a causa di due processi: la produzione di una coppia e^+e^- da parte di un fotone molto energetico in presenza di un nucleo (necessario per la conservazione dell'energia) e l'emissione di un fotone per diffusione elettrone-nucleo, detta “Bremsstrahlung”. L'energia della particella che ha dato inizio allo sciame si ripartisce ugualmente tra le particelle “prodotte” del fenomeno, lo sciame quindi procede finché l'energia delle particelle prodotte non scende sotto un valore di soglia (energia critica) tale che la perdita di energia per ionizzazione sia preferita al bremsstrahlung; a questo punto le particelle dello sciame perdono rapidamente energia nel mezzo. Un fenomeno analogo avviene per gli adroni che, incidendo su un mezzo materiale, interagiscono con i nuclei, producendo pioni carichi o neutri; i pioni carichi danno luogo a sciame elettromagnetici, mentre quelli neutri, interagendo con i nuclei, portano alla produzione di nuovi adroni e alla formazione di sciame adronici, oppure, decadendo in due fotoni, danno anch'essi luogo a sciame elettromagnetici. Nel caso degli adroni, però, vista la varietà dei fenomeni, l'energia non si ripartisce più in maniera uguale.

Una grandezza caratteristica di un calorimetro elettromagnetico è la lunghezza di radiazione X_0 , la cui definizione deriva dalla relazione:

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

dove E_0 è l'energia iniziale della particella e x è la distanza da essa percorsa nel materiale e si può assumere equivalente per fotoni, elettroni e positroni, in base all'assunzione di equipartizione dell'energia. La lunghezza di radiazione, pertanto, è la distanza che una particella deve percorrere nel mezzo affinché la sua energia si riduca di un fattore $1/e$. Una relazione analoga alla precedente vale per i calorimetri adronici e la lunghezza caratteristica è detta lunghezza di interazione λ_I , che dovrebbe variare a seconda della particella analizzata, ma si può approssimare come uguale.

I calorimetri sono costruiti in modo che le particelle perdano tutta la loro energia nell'attraversarli, così da ottenere, misurando l'energia persa, la loro energia iniziale. In ATLAS, affinché le particelle si arrestino nei calorimetri elettromagnetico e adronico, questi hanno dimensione rispettivamente di $23 X_0$ e $11 \lambda_I$. Poiché gli adroni attraversano il calorimetro elettromagnetico perdendo solo una piccola frazione della

propria energia, l'HCAL è collocato esternamente rispetto all'ECAL. Quindi una volta assorbiti i fotoni, gli elettroni e i positroni, le cariche in eccesso nell'Argon liquido vengono collezionate su un elettrodo grazie all'applicazione di un campo elettrico. Di conseguenza, la lettura del segnale elettrico ci permette di misurare il numero di atomi di Argon ionizzati. A quel punto siamo in grado di calcolare, conoscendo l'energia di ionizzazione W dell'Argon, l'energia persa totale dalla particella iniziale:

$$E_{pers} = N_{ion}W$$

Dal punto di vista geometrico, i calorimetri sono formati da una serie di celle a base rettangolare, disposte secondo una geometria cilindrica e piegate a fisarmonica, in modo tale che le particelle interagiscano sia con il materiale pesante che con il mezzo attivo (figura 2.6).

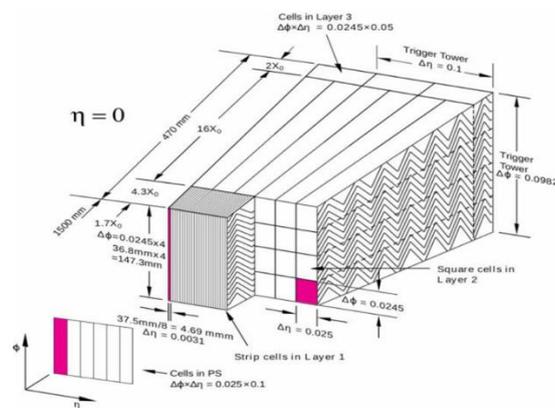


Figura 2.6: Sezione del calorimetro elettromagnetico, in cui viene messa in evidenza la geometria a fisarmonica.

2.3.3 Lo spettrometro per muoni

A causa della loro elevata massa, i muoni hanno una sezione d'urto di interazione bremsstrahlung molto bassa e pertanto è raro che producano sciami elettromagnetici nell'ECAL. Per questo motivo, il rivelatore di muoni è posto nella parte più esterna di ATLAS. Siccome lo spettrometro per muoni si trova in una zona dove il campo magnetico è maggiore, allora la misura dell'impulso trasverso risulta più precisa di quella ottenuta dai tracciatori presenti nelle zone più interne del rivelatore. Oltre all'ottima risoluzione in impulso trasverso, p_T , lo spettrometro è caratterizzato da un'ampia copertura in η e una buona risoluzione temporale. Le due componenti strutturali dello spettrometro per muoni sono le camere di trigger e le camere di tracciamento. Queste ultime sono quelle che effettivamente forniscono la misura delle grandezze caratteristiche dei muoni. Le camere di trigger sono suddivise in:

- **Thin Gap Chambers (“TGC”)**: sono delle *multi-wire proportional chambers* situate nella regione end-cap. Esse svolgono sia la funzione di camere di trigger sia quella di camere di precisione grazie alla posizione delle strisce di lettura che sono poste ortogonalmente ai fili anodici che producono il segnale di trigger. Il gas presente in queste camere è composto al 55% da CO_2 e al 45% da n-pentano. Le distanze anodo-catodo e anodo-anodo valgono rispettivamente, 1.4 mm e 1.8 mm . La camera opera ad un voltaggio di 3.1 kV , ottimizzato per creare segnali veloci, grazie a piccoli tempi di deriva.
- **Resistive Plate Chambers (“RPC”)**: Le RPC [16] sono formate da due lastre parallele di bakelite distanziate di 2 mm , un anodo, carico positivamente, ed un catodo, carico negativamente, entrambe fatte di un materiale plastico ad alta resistività e separate da un volume di gas $C_2H_2F_4$. Esse sono situate nella regione barrel. Quando un muone attraversa la camera, produce degli elettroni di ionizzazione primaria, i quali vengono moltiplicati a valanga. Gli elettrodi sono trasparenti al segnale (gli elettroni) che viene raccolto da strip metalliche. L’informazione delle strip colpite fornisce una rapida misura dell’impulso del muone, che è poi usata dal sistema di trigger per fornire una rapida decisione se registrare o meno i dati raccolti. Le RPC combinano una buona risoluzione spaziale di circa 1 cm ad una ottima risoluzione temporale di 1 ns .

Le camere di tracciamento invece sono:

- **Monitored Drift Tubes (“MDT”)**: sono camere costituite da tubi di alluminio di diametro 30 mm e lunghezza compresa tra 70 cm e 630 cm e sono situate nella regione del rivelatore con $|\eta| < 2$. Al loro interno vi sono un filo anodico centrale di diametro $50\text{ }\mu\text{m}$, realizzato in lega di tungsteno-renio (97% - 3%), e una miscela di gas di Ar , N_2 e CH_4 in percentuale 91% - 4% - 5% [16]. Ciascuna camera è divisa in due piani di tracciamento ottenuti dalla sovrapposizione di tre o quattro strati di tubi. Al passaggio di un muone nel tubo, il gas viene ionizzato, un sistema ottico, poi, monitora la geometria e la posizione dei rivelatori che riportano delle hit (da cui l’aggettivo “Monitored”). La risoluzione spaziale è di circa $80\text{ }\mu\text{m}$ per tubo e $35\text{ }\mu\text{m}$ per camera.
- **Catode Strip Chambers (“CSC”)**: sono delle *multi-wire proportional chambers*, come le TGC, e sono situate nella regione con pseudorapidità $2 \leq |\eta| \leq 2.7$. Differiscono dalle TGC per la distanza anodo-catodo e anodo-anodo, che qui sono uguali e valgono 2.54 mm , e per il gas contenuto che qui è una

miscela di Ar , CO_2 e CF_4 in percentuale 30% - 50% - 20%. La risoluzione spaziale è di circa $60 \mu m$ [14].

In figura 2.7 è presente uno schema delle posizioni delle varie camere dello spettrometro di muoni di cui abbiamo discusso.

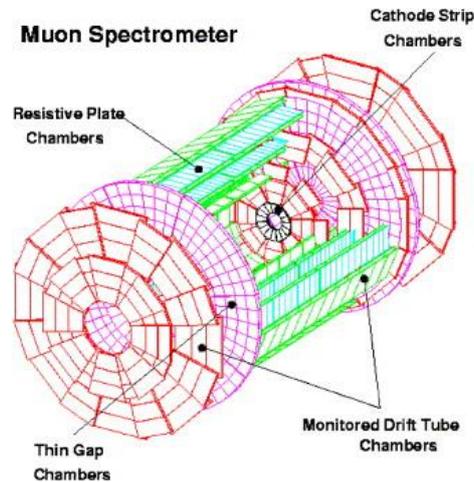


Figura 2.7: schema dello spettrometro a muoni.

2.3.4 Il sistema di trigger

Con i “bunch” contenenti $\sim 10^{11}$ protoni e aventi una separazione temporale l’uno dall’altro di $25 ns$, ATLAS è progettato per osservare sino a 1.7 miliardi di collisioni tra protoni al secondo; in particolare, in termini informatici, questi equivalgono alla produzione di dati ad una frequenza di circa $60 TB/s$ [15]. La frequenza di rivelazione degli eventi è pari a circa $40 MHz$ e ogni evento occupa uno spazio di memoria pari a circa $1.5 MB$. Tuttavia, siccome ai tempi della realizzazione del trigger la massima velocità di scrittura su un supporto di memoria che si riuscisse ad ottenere era di circa $300 MB/s$, da qui la necessità di avere un sistema di selezione che riduca la frequenza di eventi rivelati da $40 MHz$ a $200 Hz$, il sistema di trigger. Il suo funzionamento si basa su una “scrematura” degli eventi, in maniera da registrare solo quelli che servono per l’analisi. Infatti la maggior parte delle collisioni non portano alla produzione di fenomeni fisici interessanti, ma piuttosto portano a processi ad alta statistica e di bassa energia ben conosciuti e studiati. Il sistema di trigger di ATLAS è organizzato in 3 livelli (figura 2.8):

Event rate and decision stages

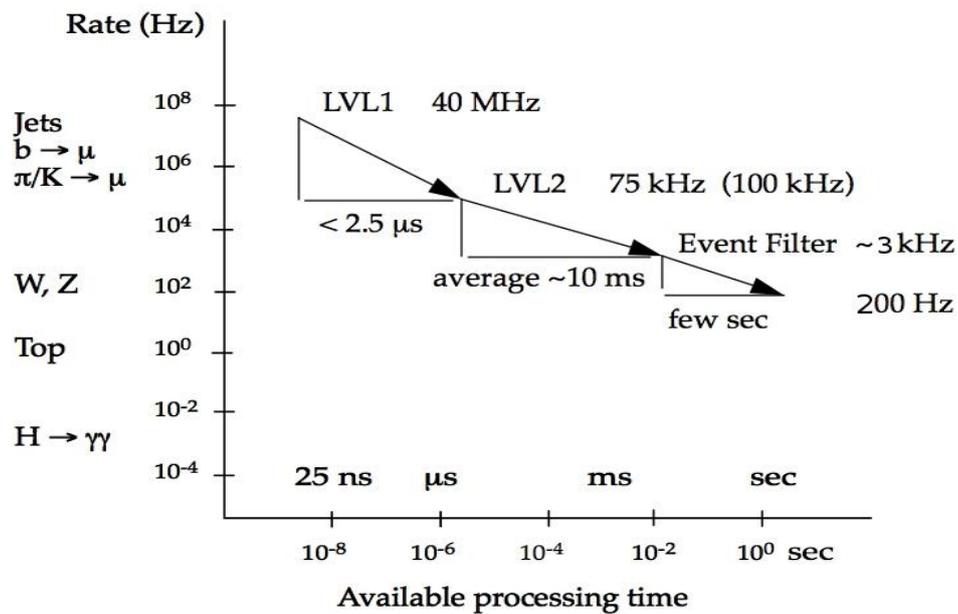


Figura 2.8: Rate degli eventi al quale avvengono fenomeni di interesse fisico, in funzione del tempo di risposta del sistema di trigger.

- Livello 1 (L1):** la selezione è di tipo hardware e si basa su dati provenienti dai calorimetri e dallo spettrometro per muoni. Il Trigger L1 definisce delle “Regioni di Interesse” (RoI), ossia regioni individuate dalle coordinate η e φ del rivelatore in cui sono state osservati eventi di interesse fisico. I dati delle RoI includono informazioni sull’evento e i criteri superati da questo (una soglia, per esempio). Queste informazioni poi sono usate dai livelli superiori del Trigger. Il tempo di risposta di questo livello è inferiore ai $2.5\ \mu\text{s}$, e il rate degli eventi viene ridotto a circa 75 kHz (massimo 100 kHz). Esempi di eventi interessanti per il Trigger L1 sono: muoni con alto impulso trasverso, grandi quantità di energia, energia mancante ecc. I muoni con alto impulso trasverso, ad esempio, sono identificati grazie alle camere di trigger dello spettrometro.
- Livello 2 (L2):** La selezione si basa su un algoritmo rapido e semplice che permette una prima ricostruzione delle particelle prodotte nell’evento e una migliore misura delle loro caratteristiche. Il tempo di risposta è dell’ordine della decina di millisecondi e il rate degli eventi viene ridotto a $1 \div 3\text{ kHz}$.
- Event Filter (EF):** Questo Trigger utilizza algoritmi di ricostruzione utilizzati nell’analisi offline ed è l’ultimo livello di selezione online. Il suo tempo di risposta è di qualche secondo e il rate degli eventi è ridotto a $200 \div 300\text{ Hz}$,

abbastanza basso da permettere una scrittura su supporto di memoria in tempo reale.

Pertanto, la selezione degli eventi al Livello 1 è di tipo hardware, mentre per il Livello 2 e l'Event Filter è di tipo algoritmica. Proprio per questo motivo il Livello 2 e l'Event Filter sono raggruppati sotto il nome di Trigger di Alto Livello (High Level Trigger).

2.4 La LHC-Grid

La Worldwide LHC Computing Grid (WLCG) è una collaborazione globale di circa 170 centri computazionali situati in oltre 40 paesi la cui missione è conservare, distribuire e analizzare i $\sim 50 \div 70 PB$ di dati che ci si aspetta da ogni anno di operazioni del LHC al CERN [16]. La Grid è organizzata in livelli, detti "Tier" [17]:

- **Tier 0:** Questo livello corrisponde al "CERN data centre". Riceve, immagazzina e analizza tutti i dati rozzi (RAW) forniti direttamente dal rivelatore, facendone una prima ricostruzione. Inoltre, invia delle copie di sicurezza dei dati raccolti al Tier 1, che conserveranno solo una parte dei dati.
- **Tier 1:** Sono centri computazionali capienti abbastanza da immagazzinare i dati di LHC. Ne esistono 13 distribuiti nei paesi della collaborazione (in Italia è al CNAF) e sono collegati al CERN tramite fibre ottiche che lavorano a $10 Gb/s$. Sono responsabili della conservazione di una percentuale dei dati RAW così come della loro analisi e del loro susseguente immagazzinamento. I Tier 1 sono l'interfaccia con cui lavorano i Tier 2.
- **Tier 2:** Sono centri computazionali appartenenti ai gruppi di ricerca solitamente associati a istituti scientifici o Università, che hanno potenza di calcolo e storage adeguate per l'analisi dei dati di speciali canali di fisica. Ci sono 155 centri Tier 2 al mondo.

2.5 La ricostruzione delle tracce

Per quanto abbiamo detto nei paragrafi precedenti, in ATLAS vengono prodotti un'enorme quantità di dati, questi, poi, vengono filtrati, rigettando gli eventi di minore interesse, e quindi conservati. Una volta superati questi step, si ottengono dei dati RAW che sono pronti per essere analizzati. L'analisi consiste nella ricostruzione delle tracce delle particelle formatesi nella collisione, con lo scopo di risalire alla loro identità, e di misurare le loro grandezze caratteristiche. La ricostruzione delle tracce richiede l'impiego di un certo numero di algoritmi sofisticati, e si articola in diverse fasi.

Innanzitutto, si convertono i dati RAW in gruppi, detti “cluster”, ai quali vengono associate delle coordinate spaziali. Successivamente, a partire da questi cluster di dati si costruiscono i semi della traccia (Track seeds), combinazioni di punti spaziali del rivelatore a pixel e del SCT. Associando quindi, tramite un algoritmo, questa informazione per ogni seme con le hit effettive dei rivelatori a pixel e del SCT dell’Inner Detector, si è in grado di ricostruire la traccia. Quello che succede però è che più di una traccia viene considerata come accettabile, e quindi serve nell’algoritmo un modulo dedicato a risolvere l’ambiguità delle tracce candidate, come step successivo. Il χ^2/n_{dof} potrebbe non essere appropriato per distinguere una traccia reale da una finta, quindi si usa un sistema a punteggi dedicato, specializzato per ogni sotto rivelatore. Questo algoritmo tiene conto delle hit in relazione alla geometria della traccia, per esempio, delle hit in una regione di overlap tra più elementi rivelatori sono associate ad un punteggio alto, mentre dei “buchi”, cioè hit mancate che dovrebbero essere presenti data la geometria della traccia, sono associate ad una penalità nel punteggio. Per migliorare l’accuratezza di ricostruzione della traccia poi, si effettua l’estensione delle tracce candidate, sopravvissute alla prima selezione, alle hit nelle TRT. Alle ultime tracce candidate, infine, si applica di nuovo l’algoritmo di risoluzione delle ambiguità per ottenere così la traccia finale. Nonostante la “*Inside-out sequence*” appena descritta sia molto efficiente, ci sono casi in cui questa non può essere applicata. Infatti, se, ad esempio, si avesse una traccia proveniente da un vertice di decadimento secondario, questa potrebbe non avere hit nella parte più interna del rivelatore, o comunque un numero insufficiente. Quindi si esegue la procedura nel senso inverso (“*Outside-in sequence*”), cioè partendo dai rivelatori più esterni (TRT) fino ad arrivare a quelli più interni (ID). Contemporaneamente, un modulo associato previene che le hit del TRT, che sono già state assegnate a tracce ricostruite tramite la *Inside-out sequence*, siano riutilizzate; questo permette di risparmiare molto tempo computazionale.

2.5.1 La ricostruzione degli elettroni

La ricostruzione degli elettroni in ATLAS viene effettuata utilizzando le informazioni raccolte dall’Inner Detector e dal calorimetro elettromagnetico. L’algoritmo su cui si basa ricerca cluster di dati nell’ECAL, mediante l’analisi dei depositi energetici, a ognuno dei quali viene poi associata una traccia nell’ID.

In particolare, nella regione dell’apparato a $|\eta| < 2.47$, vengono costruiti gruppi iniziali (seed cluster) di energie superiori a 2.5 GeV e dimensioni 3×5 ($\Delta\eta \times \Delta\phi$). Per la ricostruzione degli elettroni è importante poi, unire i seed cluster con le tracce

dell'Inner Detector: quindi vengono confrontate le coordinate (η, ϕ) dei seed cluster e delle tracce e viene richiesto che la loro distanza nel piano η - ϕ sia minore di un valore di soglia.

Con distanza nel piano η - ϕ si intende:

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

Può accadere che più tracce corrispondano allo stesso cluster: per determinare quale associare a quel cluster, si sceglie la traccia col minimo ΔR . La traccia così selezionata viene estrapolata per tutto il calorimetro e intorno a questa vengono considerati dei cluster di dimensioni superiori rispetto ai precedenti: 3×7 nel barrel e 5×5 nell'end-cap, da cui si può determinare il quadri-impulso dell'elettrone.

Nella regione $2.5 < |\eta| < 4.9$, invece, non sono presenti rivelatori di tracce, per cui i candidati elettroni vengono ricostruiti analizzando solo i depositi di energia nei calorimetri. La direzione degli elettroni è definita dal baricentro delle celle che appartengono al cluster, raggruppate in base alla significanza dell'energia misurata rispetto al valore atteso, la sua energia, invece, viene determinata sommando le energie delle celle tenendo semplicemente in considerazione la correzione dovuta alla perdita di energia nel materiale passivo. Un elettrone in questa regione viene ricostruito solo se ha una piccola componente di energia nel HCAL ed un'energia trasversa $E_T > 5 \text{ GeV}$.

Come per i muoni, è necessario determinare se gli elettroni sono isolati. Gli elettroni isolati depositano energia in un piccolo cluster delle celle del calorimetro, per cui analizzando un intorno di queste celle è possibile risalire al loro isolamento.

In ATLAS gli elettroni ricostruiti si dividono in tre categorie che si distinguono per i tagli sulle variabili che sono stati considerati:

- *Loose*: In questo caso si prendono in considerazione anche informazioni come l'energia persa nel calorimetro adronico e i parametri della cascata elettromagnetica nello strato intermedio del calorimetro elettromagnetico. Si ottiene un'elevata efficienza nell'identificazione degli elettroni, ma una bassa reiezione di fondo.
- *Medium*: In questo caso invece, vengono imposti vincoli più restrittivi come il numero di hit nel rivelatore a pixel e nel SCT oppure come sul parametro

d'impatto rispetto al piano trasverso. Questi tagli aumentano la reiezione di fondo di un fattore 3-4 ma perdono circa un 10% di efficienza di identificazione.

- *Tight*: In questo caso infine, si applicano tagli ancora più restrittivi. Alcuni esempi su cui si applicano questi tagli sono il numero di hit nel TRT oppure il rapporto tra l'energia di cluster e il momento della traccia. Vengono inoltre rigettati gli elettroni prodotti per conversione richiedendo che ci sia almeno una hit nel primo strato del rivelatore a pixel. Si ottiene la migliore reiezione di fondo, risentendone, però, in termini di efficienza di identificazione.

2.5.2 La ricostruzione dei muoni

Diverse tecniche sono utilizzate per la ricostruzione delle tracce muoniche; queste prendono il nome dai “tipi” di muoni a cui appartengono le tracce:

- **Muoni Stand-Alone (SA)**: È una tecnica di ricostruzione che si basa solamente sulle tracce ricostruite nello spettrometro per muoni. La traiettoria viene determinata estrapolando la traccia dallo spettrometro all'asse dei fasci, tenendo conto anche dell'energia persa nei calorimetri.
- **Combined Muons (CB)**: ricostruisce le tracce separatamente nello spettrometro e nell'Inner Detector, per poi combinarle mediante un algoritmo di minimizzazione del χ^2 . Con questo metodo migliora la risoluzione in impulso delle tracce e vengono scartati i muoni provenienti da decadimenti secondari.
- **Muoni Segmented-Tagged (ST)**: È caratterizzata dalla rivelazione di muoni che attraversano solo parte dello spettrometro, cioè aventi un basso impulso trasverso (p_T). È una tecnica simile a quella Combined con la differenza però, che si hanno a disposizione informazioni solo parziali dallo spettrometro, oltre a quelle dell'Inner Detector.
- **Muoni Calorimeter-Tagged (CaloTag)**: È una tecnica che utilizza i depositi energetici dei muoni nei calorimetri per recuperare efficienza nelle zone non coperte dallo spettrometro; le tracce vengono quindi costruite estrapolandole dall'Inner Detector fino ai calorimetri.

I candidati muoni la cui ricostruzione presenta una minore incertezza sono i CB.

2.5.3 La ricostruzione dei jet

A causa del confinamento del colore, i partoni (quark e gluoni), non possono essere rivelati come particelle singole, ma come jet di adroni, formati dopo un processo noto come adronizzazione. I jet, che sono fasci collimati di particelle, non possono essere ricostruiti nei modi che abbiamo visto per gli elettroni e i muoni, ma, tuttavia, possono essere “costruiti” da un algoritmo dedicato a partire da informazioni relative ai depositi energetici delle particelle nel calorimetro.

L’algoritmo di ricostruzione parte dalla definizione di un cluster topologico, ossia un gruppo di celle del calorimetro, determinato richiedendo che il rapporto tra segnale e rumore atteso (S/B) per queste celle sia superiore a 4. In seguito, vengono incluse nel cluster le celle vicine con $S/B > 2$ e tutte le celle ad esse adiacenti. I valori delle precedenti soglie possono variare in base all’analisi. L’energia del jet è ottenuta quindi sommando le energie rilasciate nelle celle del cluster, mentre la direzione è ottenuta dalla media pesata degli η e degli ϕ delle celle così associate al jet (il peso utilizzato è l’energia della cella).

L’Efficienza dell’algoritmo di ricostruzione può essere testata confrontando il numero di jet ricostruiti in un evento con il numero di jet previsti in una simulazione Monte Carlo dello stesso evento.

2.5.4 La ricostruzione dei fotoni per la RUN2 di ATLAS

La ricostruzione dei fotoni è particolarmente importante per lo studio del canale $H \rightarrow \gamma\gamma$, qui verrà descritta quella effettuata nell’esperimento ATLAS per la fase di raccolta dati del RUN2. Anche per i fotoni, come per gli elettroni, la ricostruzione è basata sull’analisi dei rilasci di energia nel calorimetro elettromagnetico. Un candidato fotone deve avere un cluster di energia rilasciata di dimensioni $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.075 \times 0.125$, e una energia trasversa $E_T > 2.5$ GeV. L’obiettivo della ricostruzione è separare gli elettroni dai fotoni, e classificare i fotoni come convertiti o non convertiti. I fotoni convertiti sono associati alla conversione dei fotoni in coppie elettrone-positrone. I vertici in cui avviene la produzione di coppie sono ricostruiti da una qualsiasi delle tracce lasciate da positroni ed elettroni originate da un fotone “convertito” o da una traccia priva di hit nello strato di pixel più interno. L’energia per i fotoni è misurata a partire da un cluster di energia rilasciata di $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.075 \times 0.175$ nella regione centrale (barrel) del calorimetro e a partire da un cluster di $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.125 \times 0.125$ nella regione delle endcap. Le dimensioni del cluster sono scelte in modo da poter tenere conto in maniera adeguata dell’energia delle particelle costituenti lo sciame generato da un

fotone convertito. A questa misura si applicano una serie di fattori correttivi basati sia su simulazioni che su dati precedentemente raccolti.

Due serie di tagli di riferimento, loose e tight, sono definite in modo specifico per i dati del RUN2 a $\sqrt{s} = 13$ TeV. La selezione loose si basa sulla forma dello sciame elettromagnetico nel secondo strato del calorimetro elettromagnetico e sull'energia depositata nel calorimetro adronico. La selezione tight aggiunge le informazioni dello strato di strip finemente segmentato del calorimetro per poter meglio distinguere i fotoni non convertiti da quelli convertiti, per tenere conto del profilo laterale generalmente più ampio dello sciame di quest'ultimo.

Capitolo 3: Ricerca del bosone di Higgs nel canale di decadimento in due fotoni

3.1 Introduzione

In questo capitolo saranno descritte le metodologie di analisi utilizzate per la ricerca del bosone di Higgs nel canale di decadimento in due fotoni. In figura 3.1 sono riportati i diagrammi di Feynman relativi al processo.

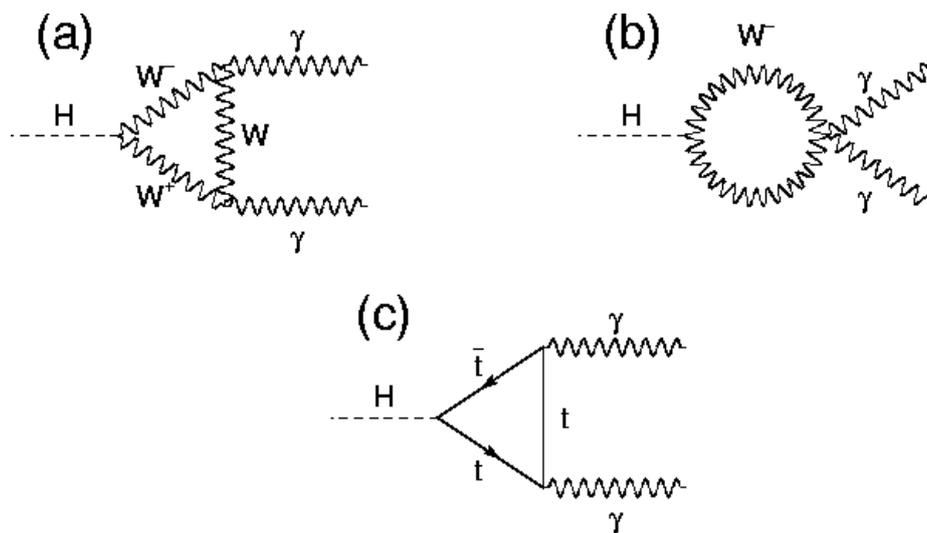


Figura 3.1 Diagrammi di Feynman principali per il processo $H \rightarrow \gamma\gamma$.

Come già descritto nel capitolo 1, questo processo è un canale di decadimento raro con una Branching Ratio di circa $(2.27 \pm 0.07) \times 10^{-3}$ per una massa del bosone di Higgs di $125 \text{ GeV}/c^2$. Nonostante il basso Branching Ratio, la topologia del decadimento permette di avere un'eccellente risoluzione sperimentale, grazie all'alta efficienza di ricostruzione ed identificazione dei fotoni nell'esperimento ATLAS ed all'ottima risoluzione in energia del calorimetro elettromagnetico, che permettono di ricostruire con buona risoluzione la distribuzione della massa invariante dei due fotoni. In presenza di una nuova particella, un picco centrato intorno al valore della massa della

risonanza sarà visibile andando a studiare la distribuzione della massa invariante dei due fotoni, nonostante l'elevato fondo.

3.2 Campione dati utilizzati

I campioni che sono stati utilizzati in questo lavoro di tesi sono quelli messi a disposizione dalla collaborazione ATLAS all'interno del progetto “*ATLAS Open Data*” [18, 19], che fornisce libero accesso sia ad una parte dei dati raccolti dalla collaborazione durante le collisioni protone-protone a LHC, che alle simulazioni Monte Carlo che permettono di studiare nel dettaglio i processi di interesse. I dati vengono forniti in un formato semplificato, contenente un numero di informazioni ridotto rispetto a quello usato all'interno della collaborazione, ma sufficiente ad approfondire in maniera quantitativa i diversi aspetti dell'analisi studiata.

Dati: il campione consiste in una selezione degli eventi appartenenti alle prime quattro fasi di presa dati effettuate nel 2016 dall'esperimento ATLAS ad un'energia nel centro di massa $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ (questa fase di presa dati è detta Run-2). Dopo aver applicato una serie di criteri di qualità sull'integrità dei fasci, dei dati e del rivelatore, i dati raccolti corrispondono ad una luminosità integrata di $10.06 \pm 0.37 \text{ fb}^{-1}$.

MonteCarlo: la collaborazione ATLAS ha messo a disposizione, oltre ai dati, le simulazioni MonteCarlo che descrivono diversi processi del Modello Standard, utilizzati per modellare le distribuzioni attese degli eventi di segnale e di fondo. Per il mio lavoro di tesi mi sono servito di un MonteCarlo che descrive un bosone di Higgs con massa $125 \text{ GeV}/c^2$ che decade in due fotoni. Nella catena di generazione di MonteCarlo si parte dalla simulazione delle collisioni iniziali protone-protone fino alla simulazione della risposta del rivelatore ATLAS e alla ricostruzione dell'evento.

L'analisi dei dati è stata svolta utilizzando il pacchetto software ROOT, sviluppato dal CERN per la ricerca in fisica delle alte energie. La struttura di ROOT è orientata a oggetti e permette di utilizzare classi già implementate che rendono più semplice e lineare la classificazione dei dati e la loro analisi, è scritto in C++, ma compatibile con altri linguaggi, come Python o R [20]. Le funzionalità principali di ROOT sfruttate in questo lavoro sono:

- capacità di salvare i dati e renderli facilmente accessibili,
- creazione di istogrammi e grafici,
- creazione di quadrivettori e operazioni su di essi,
- creazione di funzioni,
- analisi statistica degli eventi.

3.3 Selezione degli eventi

La selezione applicata ha come scopo finale la reiezione del fondo a favore degli eventi di segnale. I tagli vengono quindi applicati alle variabili fisiche che risultano essere più discriminanti, che meglio rispecchiano le caratteristiche del segnale da cercare. Ci si aspetta, a valle della selezione, di osservare una distribuzione statisticamente significativa che evidenzi la presenza di un segnale.

In questa analisi sono stati utilizzati i tagli ufficiali dell'esperimento ATLAS per la ricerca del bosone di Higgs che decade in due fotoni. Queste selezioni sono costituite da richieste sulle grandezze cinematiche ricostruite dei fotoni e anche su ulteriori variabili come l'isolamento.

Di seguito è riportata la selezione applicata:

- Gli eventi di interesse devono aver innescato il trigger di fotoni;
- Si richiede che i fotoni abbiano una qualità di tipo “tight” [21]. Questa definizione di fotoni in ATLAS, corrisponde alla massima qualità di ricostruzione e identificazione, ottenuta sfruttando appieno la granularità del calorimetro elettromagnetico e imponendo stretti requisiti alle variabili discriminanti, come il rapporto tra energia trasversa nel calorimetro adronico e quella dello sciame. Questa richiesta permette di ridurre la contaminazione del fondo dovuto a particelle neutre che decadono in fotoni;
- Sono selezionati solo eventi in cui è presente una sola coppia di fotoni, entrambi di qualità “tight”;
- Entrambi i fotoni devono avere una pseudorapidità η tale che $|\eta| < 2.37$ e $1.37 < |\eta| < 1.52$, queste richieste sono necessarie rispettivamente per selezionare fotoni entro i limiti del calorimetro ed escludere la zona di transizione del calorimetro elettromagnetico;
- L'impulso trasverso p_T dei fotoni leading e subleading devono essere rispettivamente maggiori di $35 \text{ GeV}/c$ e $25 \text{ GeV}/c$. Con “leading” si intende il fotone con p_T maggiore e con subleading quello con p_T maggiore dopo il fotone leading.
- Tagli di isolamento: i candidati con un isolamento superiore al 6.5% sono scartati. Per calcolare l'isolamento si richiede che il rapporto tra il p_T totale delle particelle contenute in un cono di apertura $\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2} = 0.3$ con vertice in un fotone e il p_T del fotone al vertice sia < 0.065 , similmente si richiede che l'energia trasversa E_T delle particelle contenute in un cono con $\Delta R = 0.2$ e vertice il fotone e il p_T del fotone sia < 0.065 . Imporre questi tagli significa chiedere che nella zona in cui è presente uno sciame elettromagnetico siano

presenti poche o nessuna particella proveniente da altri fenomeni, quindi che il fotone analizzato sia sufficientemente isolato da altri eventi;

- Si scelgono solo coppie con massa invariante $M_{\gamma\gamma}$ tale che $p_T/M_{\gamma\gamma} > 0.35$ per il fotone leading e $p_T/M_{\gamma\gamma} > 0.25$ per il fotone subleading (i rapporti sono espressi in unità naturali);
- Si impone un vincolo sulla massa invariante in modo da scegliere solo le coppie con $105 \text{ GeV}/c^2 < M_{\gamma\gamma} < 160 \text{ GeV}/c^2$.

Ho sviluppato un codice in C++ che interagisce con il pacchetto software ROOT che effettui questa selezione sia sul campione MonteCarlo sia sui dati. Solo gli eventi che soddisfano tutti i tagli sono selezionati per l'analisi.

Il MonteCarlo che simula il segnale è stato adeguatamente pesato evento per evento, in maniera da considerare fattori moltiplicativi come la sezione d'urto, le calibrazioni coi dati e la luminosità. Dalla simulazione posso stimare il numero di eventi attesi dovuti al bosone di Higgs che decade in due fotoni nei nostri dati. Per uno studio più dettagliato ho stimato gli eventi separandoli per i diversi meccanismi di produzione.

In figura 3.2 è mostrata la distribuzione della massa invariante difotonica del segnale. Le figure 3.3, 3.4, 3.5, 3.6 mostrano rispettivamente le distribuzioni di p_T , η , φ , ed E per i fotoni leading e subleading delle coppie difotoniche selezionate per il segnale.

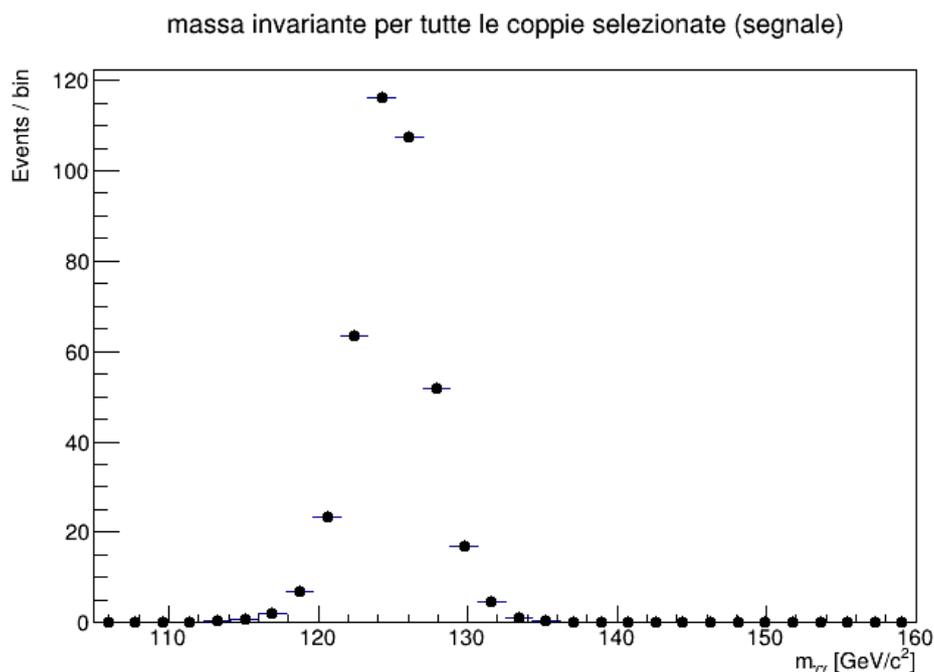


Figura 3.2: Distribuzione della massa invariante dopo la selezione degli eventi per il MonteCarlo di segnale.

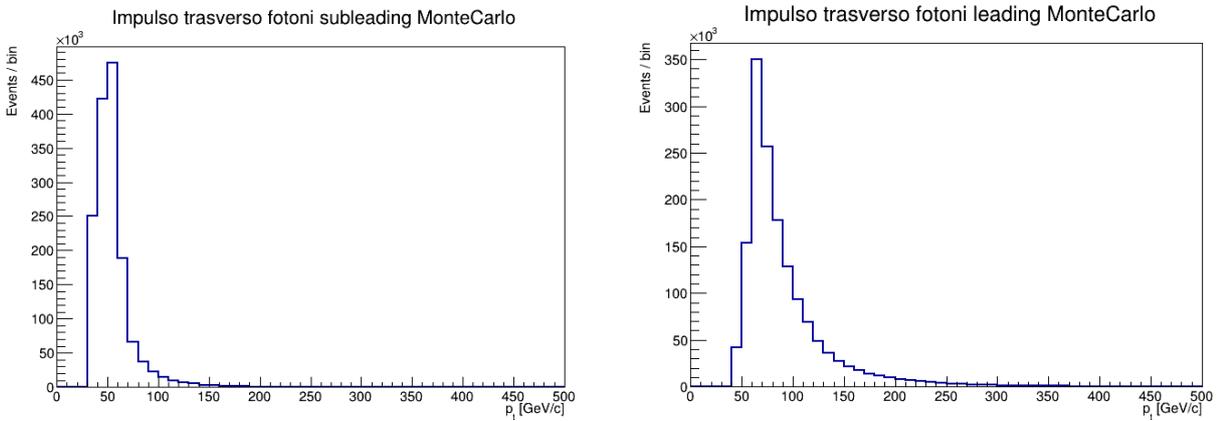


Figura 3.3: Distribuzioni dell'impulso trasverso per il fotone leading e subleading dopo la selezione per il segnale MonteCarlo.

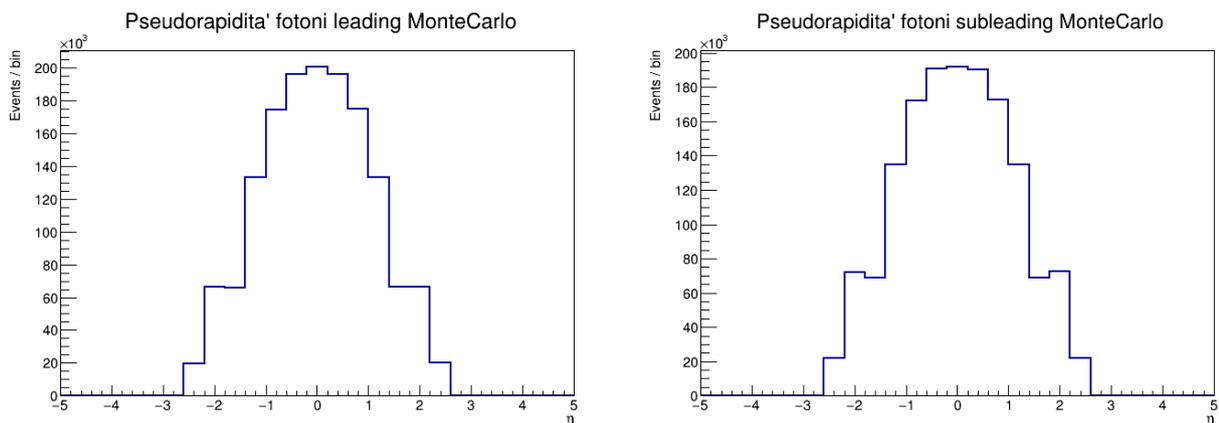


Figura 3.4: Distribuzioni della pseudorapidità per il fotone leading e subleading dopo la selezione per il segnale MonteCarlo.

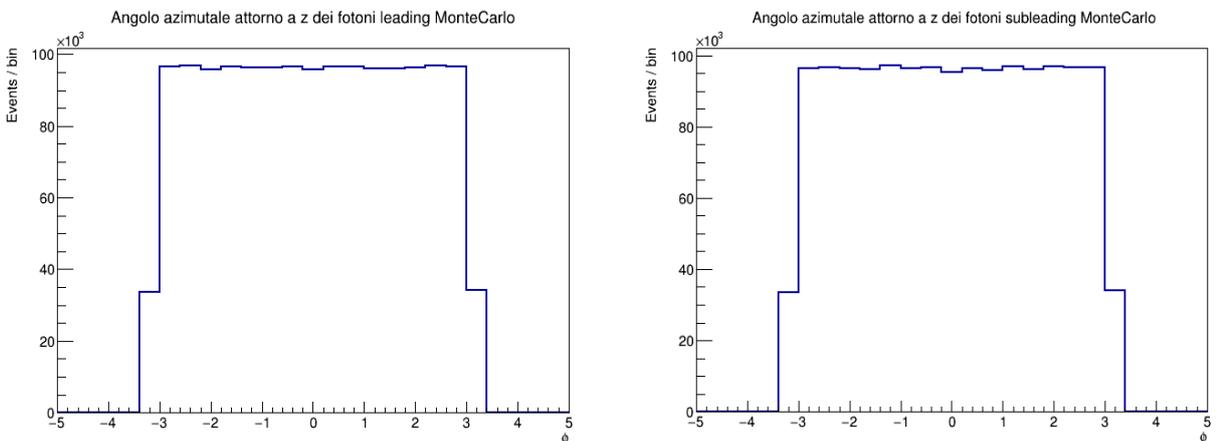


Figura 3.5: Distribuzioni di ϕ per il fotone leading e subleading dopo la selezione per il segnale MonteCarlo.

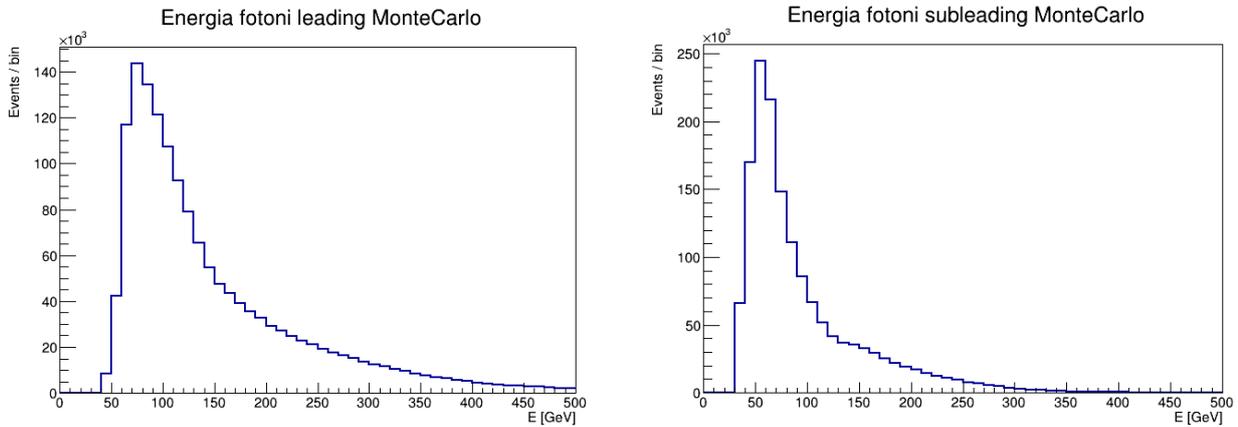


Figura 3.6: Distribuzioni dell'energia per il fotone leading e subleading dopo la selezione per il segnale MonteCarlo.

Per ogni meccanismo di produzione, è stato stimato il numero di eventi attesi separandoli per i diversi meccanismi di produzione. Per la stima si è tenuto conto della luminosità dei dati usati e quindi il MonteCarlo è stato normalizzato a 10.06 fb^{-1} . I risultati sono riportati in tabella 3.1.

Canali	Numero di eventi attesi	Branching Ratio
ttH	0.009	$2.2 \cdot 10^{-5}$
VBFH	29.7	0.075
ZH	5.3	0.013
ggH	354.9	0.898
WH	5.6	0.014
Totale	395.4	1

Tabella 3.1: Numero di eventi attesi e Branching Ratio dei diversi meccanismi di produzione del bosone di Higgs.

Stack contributi canali in scala logaritmica

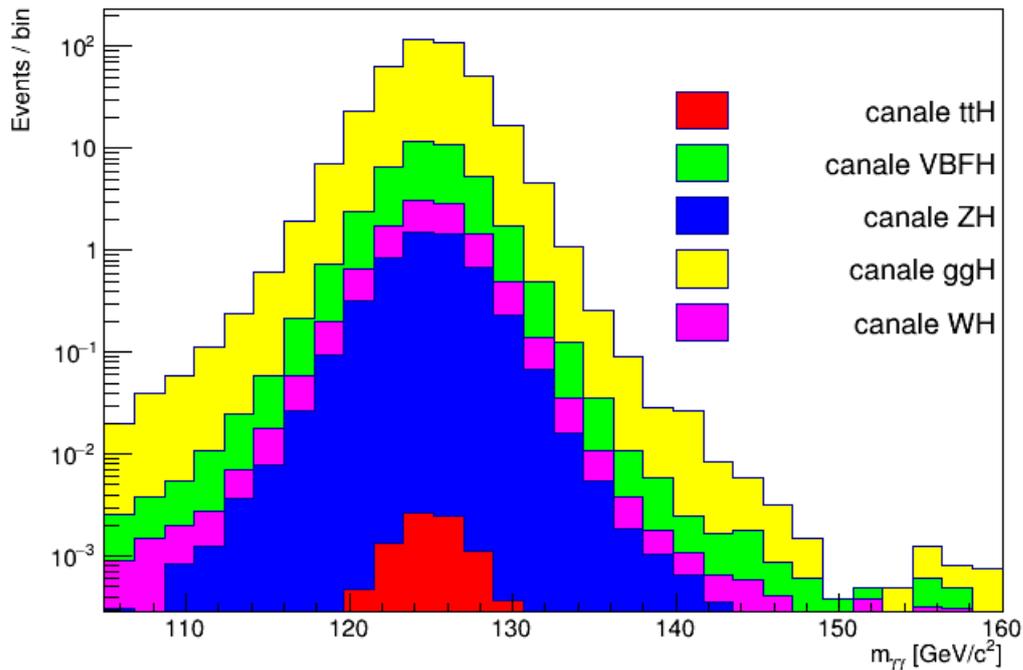


Figura 3.7 Distribuzione della massa invariante dei due fotoni selezionati evidenziando i contributi dei diversi meccanismi di produzione del bosone di Higgs dopo la selezione. Si è utilizzata la scala logaritmica.

In figura 3.7 è riportata la distribuzione della massa invariante a valle dei tagli applicati, con i singoli contributi dei meccanismi di produzione riportati in colori diversi. L'istogramma è in scala logaritmica per evidenziare la presenza dei meccanismi di produzione con sezione d'urto più bassa. Come si osserva il canale ttH risulta essere il meno favorito, mentre il canale ggF il dominante, con un Branching Ratio di quasi il 90%.

Le distribuzioni cinematiche ottenute applicando la selezione sui dati sono riportate in figura 3.8 per la massa invariante e nelle figure 3.9, 3.10, 3.11, 3.12 per le principali variabili cinematiche (le distribuzioni di p_T , η , ϕ , ed E per i fotoni leading e subleading delle coppie selezionate).

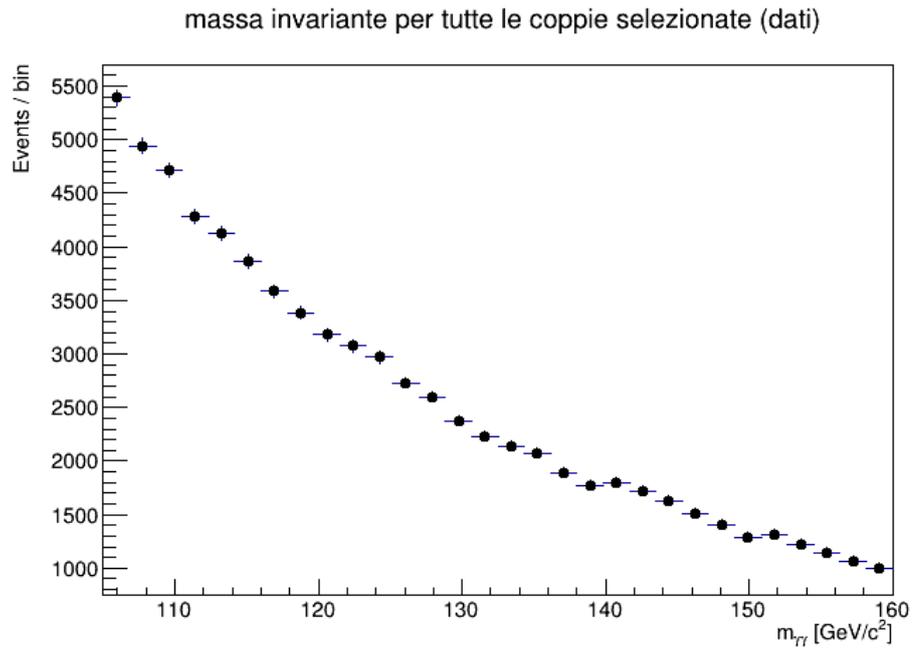


Figura 3.8: Distribuzione delle masse invarianti delle coppie di fotoni nei dati a valle della selezione finale.

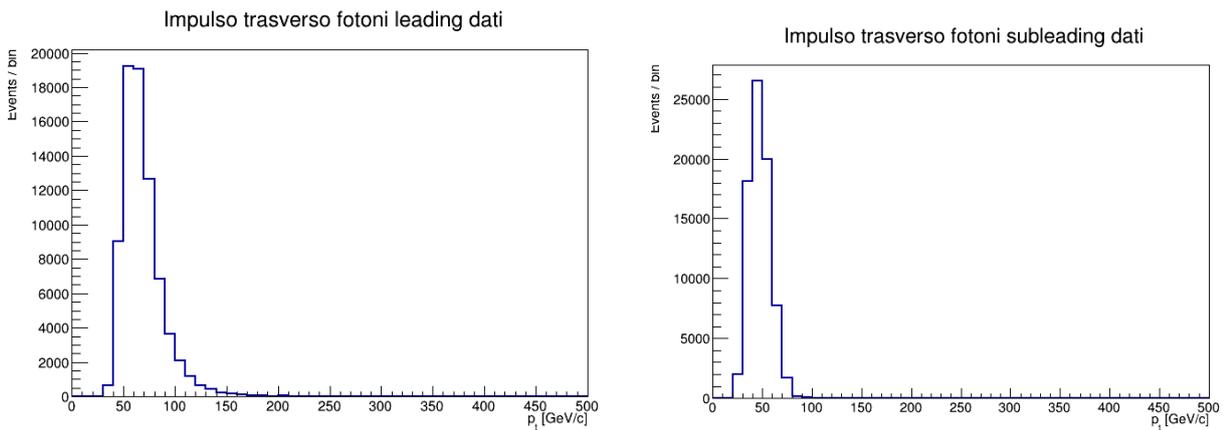


Figura 3.9: Distribuzioni dell'impulso trasverso per il fotone leading e subleading nei dati dopo la selezione applicata.

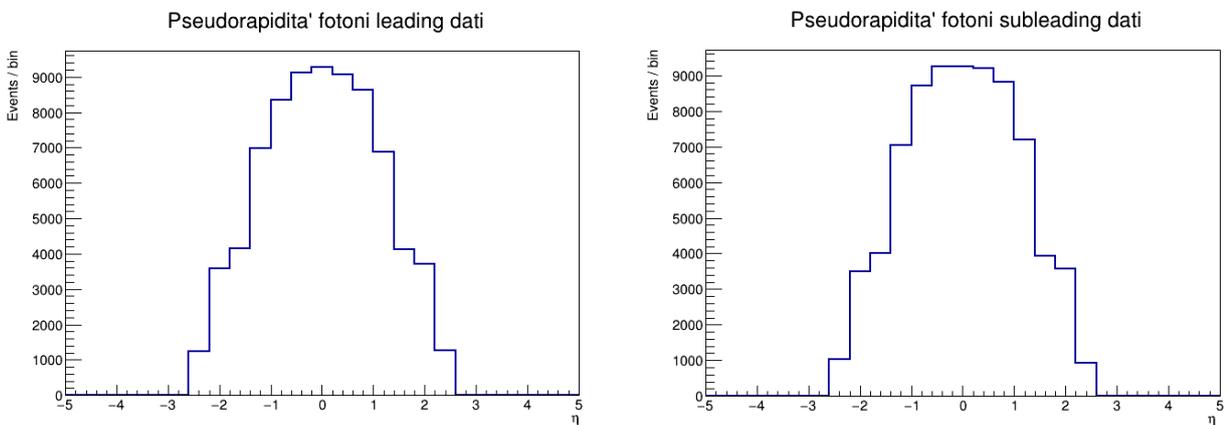


Figura 3.10: Distribuzioni della pseudorapidità per il fotone leading e subleading nei dati dopo la selezione applicata.

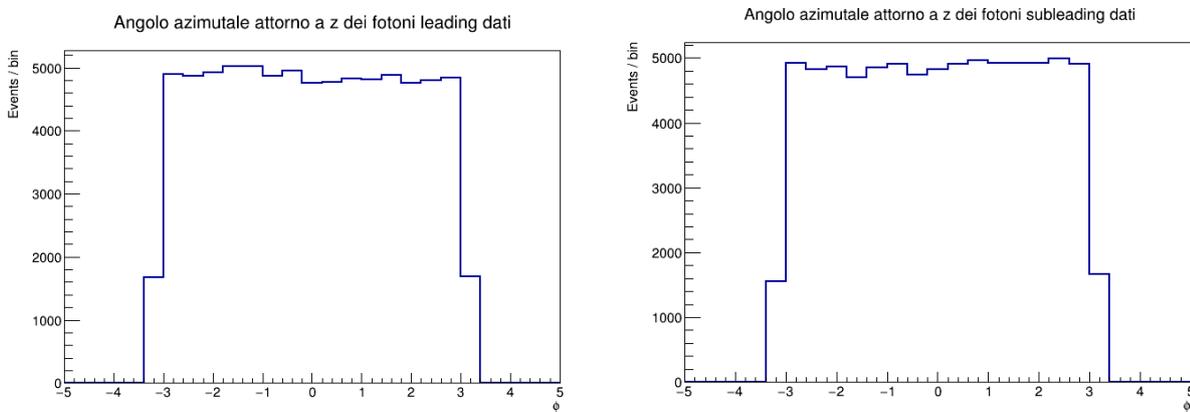


Figura 3.11: Distribuzioni di ϕ delle per il fotone leading e subleading nei dati dopo la selezione applicata.

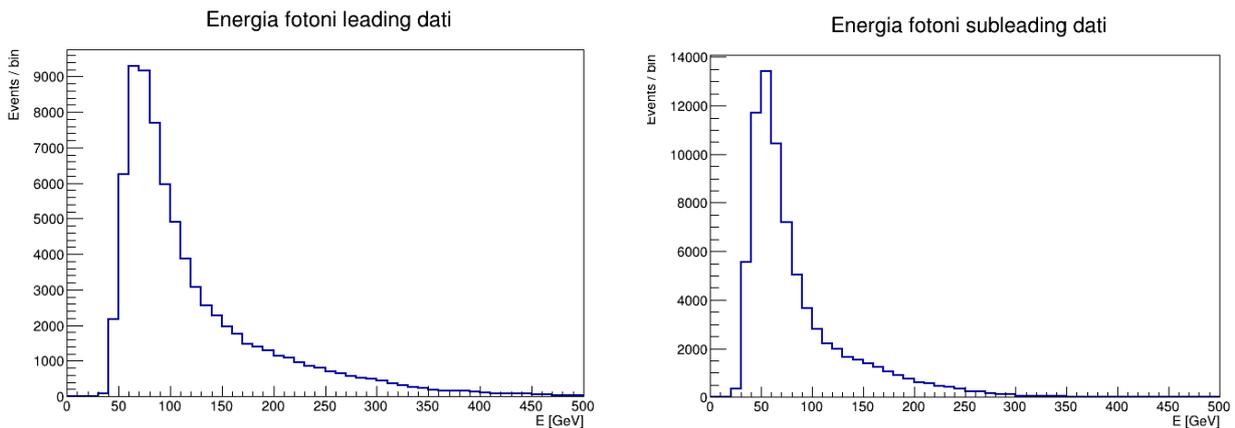


Figura 3.12: Distribuzioni dell'energia per il fotone leading e subleading nei dati dopo la selezione applicata.

Come si può osservare dalla Figura 3.8, la distribuzione dei dati contiene prevalentemente eventi di fondo, e la ricerca di un ipotetico segnale sarà effettuata mediante tecniche statistiche descritte nei paragrafi successivi.

Dopo aver applicato la selezione si osservano 395.4 eventi di segnale MonteCarlo, con una efficienza di selezione (definita come il rapporto tra il numero di eventi dopo la selezione sul numero di eventi iniziali) corrispondente al 61%. Per i dati il numero di eventi osservato è di 76394, con un'efficienza di selezione dell'1%.

3.4 Modelli statistici per la descrizione del segnale e del fondo

Il metodo utilizzato per trovare la migliore descrizione per le distribuzioni di segnale e di fondo è quello della massima verosimiglianza. Questo metodo permette di effettuare la stima dei parametri dato un insieme finito di misure.

Supponendo di avere una variabile, di cui sia nota la forma funzionale della distribuzione di probabilità $f(\mathbf{x};\boldsymbol{\theta})$, con \mathbf{x} e $\boldsymbol{\theta}$ vettori ad n ed m variabili, ma che non sia noto almeno un parametro θ_i da cui dipende, si definisce la funzione di verosimiglianza (in inglese *Likelihood function*, o brevemente *Likelihood*) come:

$$L(\boldsymbol{\theta}) = \prod_{i=1}^n f(x_i; \boldsymbol{\theta}) \quad (3.1)$$

che, moltiplicata per dx_i , rappresenta la probabilità di ottenere le misure effettuate da una distribuzione di probabilità come quella ipotizzata.

Si noti che $L(\boldsymbol{\theta})$ è una funzione dei parametri, dunque ipotizzando che il nostro modello sia corretto, la probabilità di trovare il nostro campione risulta massima in corrispondenza dei parametri giusti, la stima dei parametri sarà quella che massimizza la funzione di verosimiglianza.

Se $L(\boldsymbol{\theta})$ è una funzione differenziabile dei parametri la stima di un determinato parametro θ_i si può ottenere massimizzando la funzione di verosimiglianza:

$$\frac{\partial L(\boldsymbol{\theta})}{\partial \theta_i} = 0. \quad (3.2)$$

Si usa semplicemente la funzione di verosimiglianza, in quanto i parametri sono indipendenti dai dx_i .

Per la ricerca del bosone di Higgs si è analizzata la distribuzione della massa invariante della coppia di fotoni selezionata.

3.4.1 Modelli statistici per la descrizione del segnale

Per il segnale MonteCarlo la distribuzione della massa invariante viene modellizzata mediante un fit gaussiano effettuato con il metodo della massima verosimiglianza (figura 1.13) ottenendo in questo modo i parametri caratteristici di media, σ e costante di normalizzazione (tabella 3.2).

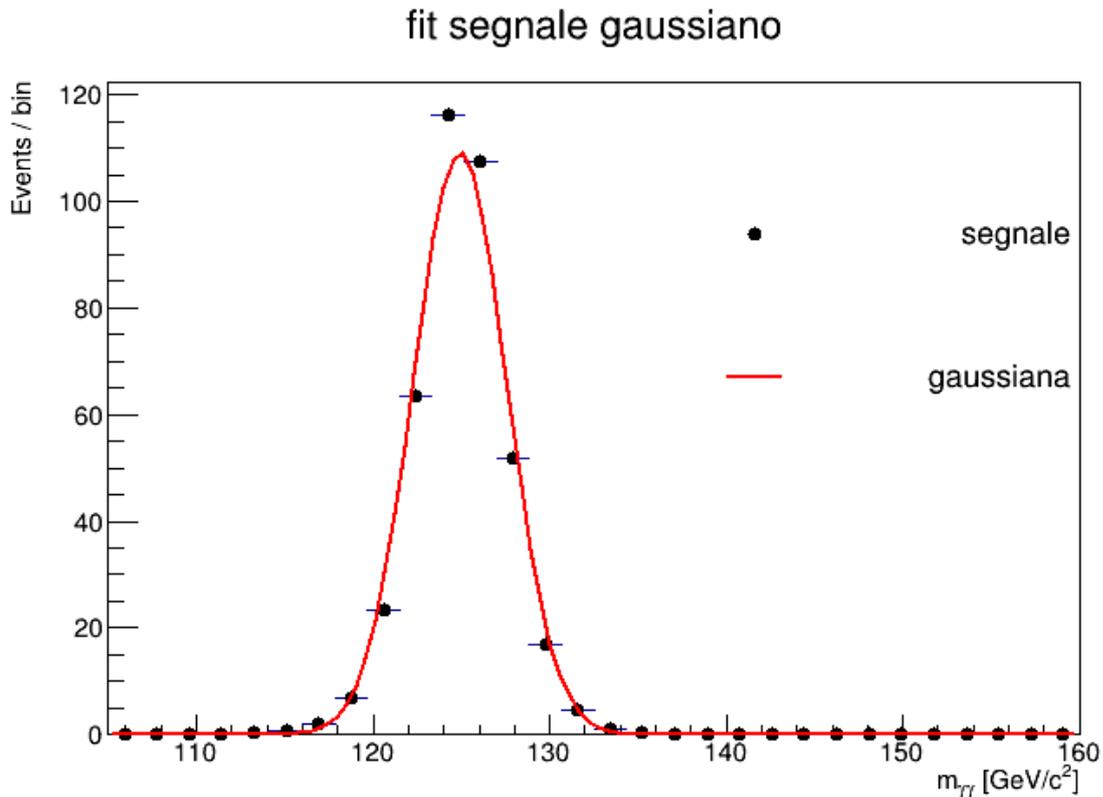


Figura 3.12: Fit gaussiano con il metodo della massima verosimiglianza sulla massa invariante sul segnale MonteCarlo, in unità naturali.

Parametri ottenuti con il Fit	
Costante di normalizzazione	109.1 ± 6.7
Media	$124.92 \pm 0.13 \text{ GeV}/c^2$
σ	$2.651 \pm 9.4 \cdot 10^{-2} \text{ GeV}/c^2$

Tabella 3.2: Parametri della gaussiana stimati dal fit sul segnale simulato

La funzione gaussiana stimata descrive quindi un bosone di Higgs con massa di $\sim 125 \text{ GeV}/c^2$ come previsto dal Modello Standard e ricostruito in ATLAS.

3.4.2 Modelli statistici per la descrizione dei dati

L'ipotesi fatta sulla distribuzione della massa invariante per i dati è che sia la somma di due contributi, uno dovuto al fondo e uno dovuto al segnale. Il fondo è stato modellizzato mediante un polinomio di terzo grado mentre per il segnale si è usata una gaussiana con i parametri di media e σ fissati ai valori ottenuti dal fit sul segnale MonteCarlo (figura 3.13). La scelta di lasciare libera la normalizzazione è motivata dal fatto che un eventuale segnale può presentarsi con un numero di eventi maggiore o minore di quello stimato sul MonteCarlo. Il modello del fondo viene stimato dai soli

dati. In figura 3.13 sono riportate le curve ottenute dai fit per il solo segnale (in verde), per il solo fondo (in blu) e considerando entrambi i contributi (in rosso).

fit dati polinomio di terzo grado + gaussiana

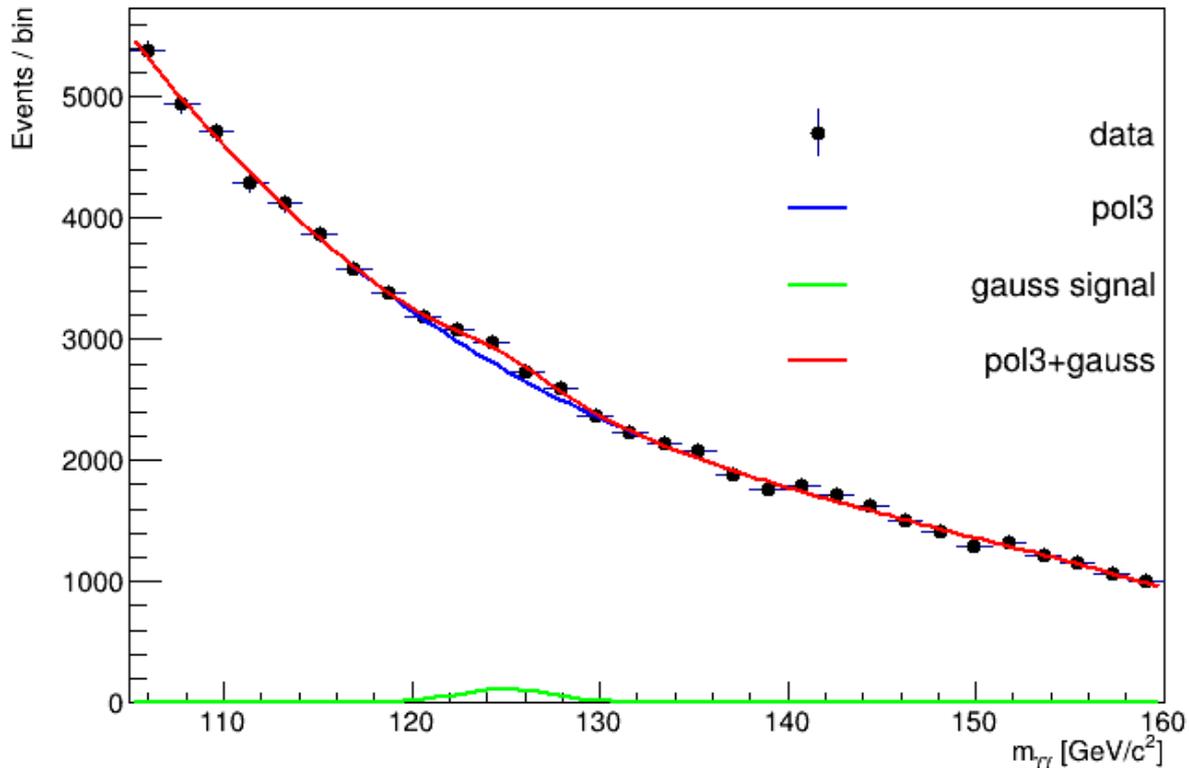


Figura 3.13: Fit sui dati. La funzione utilizzata corrisponde alla somma di un polinomio di terzo grado per il fondo e di una gaussiana per il segnale (rosso). Il contributo del solo fondo è in blu, quello del segnale in verde.

Si può osservare come, per valori della massa invariante compresi tra 120 e 130 GeV/c^2 , il modello utilizzato per descrivere il fondo non è in buon accordo con i dati. L'aggiunta di un segnale gaussiano risulta descrivere meglio l'andamento della distribuzione osservata. L'evidenza di un eccesso risulta più visibile se si sottrae ai dati la stima del fondo, come riportato in figura 3.14.

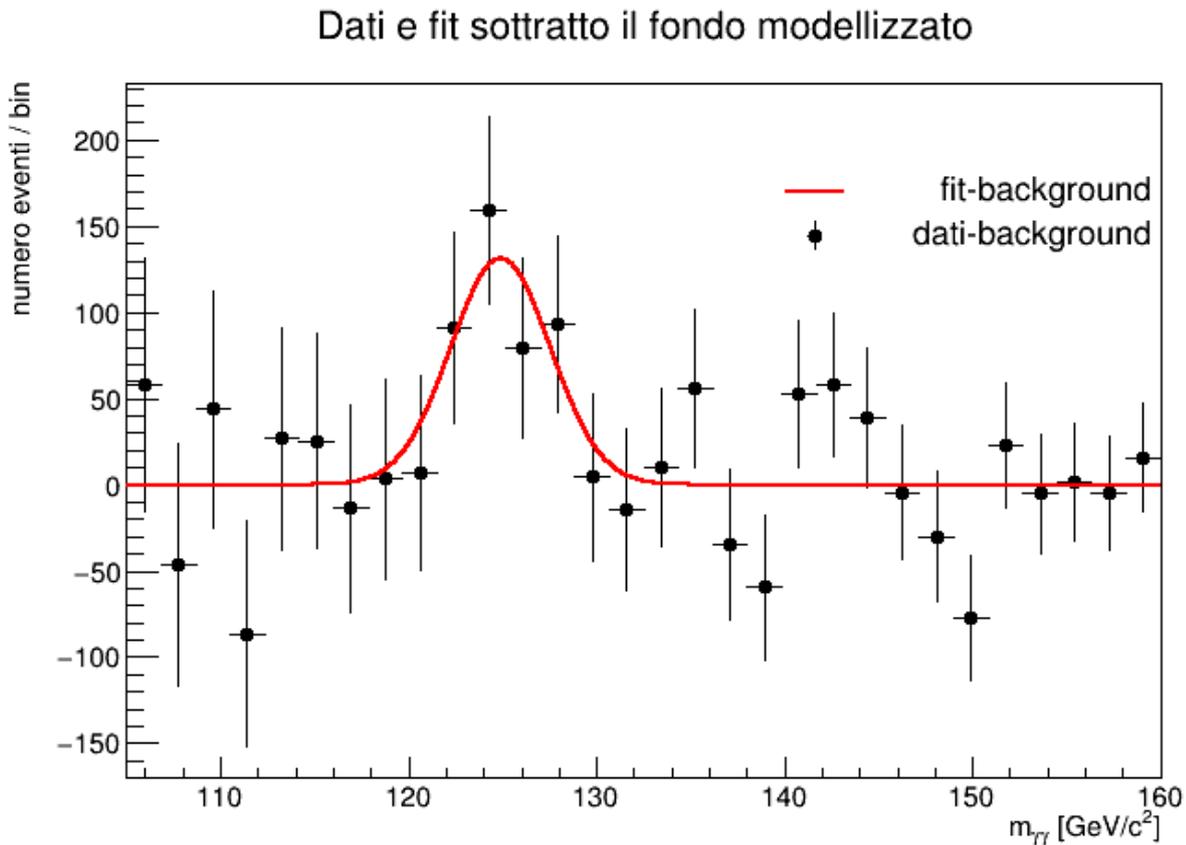


Figura 3.14: Segnale ottenuto sottraendo dai dati il fondo stimato dal fit.

3.5 Trattazione statistica dell'eccesso

Per determinare se l'eccesso osservato possa corrispondere alla presenza del bosone di Higgs si farà ricorso ad un test d'ipotesi. In questa analisi in particolare si testerà l'ipotesi di solo fondo, quantificando se l'eccesso trovato possa essere attribuibile ad una fluttuazione statistica degli eventi di fondo attesi.

Prima di descrivere la metodologia utilizzata nel lavoro di tesi si illustreranno gli strumenti statistici utilizzati.

3.5.1 Il test d'ipotesi

Si supponga di avere un insieme di misure effettuate \mathbf{x} , e un'ipotesi H_0 che le descriva. Per quantificare l'accordo tra i dati e l'ipotesi H_0 , si può scegliere una grandezza funzione delle misure $t(\mathbf{x})$, detta **statistica di test**, di cui è nota la distribuzione di probabilità $g(t)$ nell'ipotesi considerata. Si può quindi scegliere arbitrariamente un valore \mathbf{T} della statistica di test, detto valore critico, in maniera tale da considerare non

compatibili con la nostra ipotesi i dati corrispondenti a un valore di $t(x) > T$ e compatibili quelli invece corrispondenti a un $t(x) < T$.

Si può generalizzare a più ipotesi quanto illustrato precedentemente. Nel caso di due ipotesi H_0 e H_1 , mutuamente escludenti, il valore critico rappresenterà la soglia di divisione tra le due ipotesi, in modo tale che misure considerate non compatibili con H_0 lo saranno per H_1 (figura 3.15). In questo scenario si potrebbe verificare una non completa separazione delle distribuzioni $g(t)$ per H_0 e H_1 e in generale, a prescindere dalla scelta del valore critico, si possono avere due tipi di errori:

- Errore del primo tipo α : si rigetta H_0 quando H_0 è vera; la probabilità associata è:

$$\alpha = \int_T^{\infty} g(t|H_0) dt. \quad (3.3)$$

- Errore del secondo tipo β : si accetta H_0 quando è vera H_1 con una probabilità di:

$$\beta = \int_{-\infty}^T g(t|H_1) dt. \quad (3.4)$$

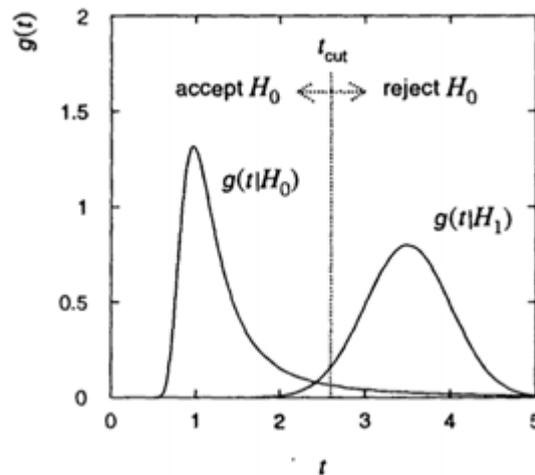


Figura 3.15: Distribuzioni della statistica di test per le due ipotesi H_0 e H_1 . La scelta del valore critico a t_{cut} permette di accettare o rigettare una delle due ipotesi e di stimare l'errore commesso.

Bisogna dunque scegliere la statistica di test che permetta di ridurre al minimo entrambi gli errori. Una possibile procedura è quella di scegliere la statistica di test che a parità di α , minimizzi β . Questa statistica di test, per il lemma di Neyman-Pearson, è il rapporto di verosimiglianza (**likelihood ratio**), definito come:

$$t = \frac{L(x|H_0)}{L(x|H_1)}. \quad (3.5)$$

3.5.2 Rapporto di verosimiglianza profilato (Profile likelihood ratio)

In questo lavoro di tesi, la funzione di verosimiglianza (likelihood) dipende dal solo parametro μ detto **signal strength** [22] (forza del segnale). Si può esprimere il numero di eventi osservati n_i in un bin i -esimo di un istogramma come:

$$n_i = \mu s_i + b_i \quad (3.6)$$

dove b_i rappresenta il numero eventi di fondo attesi, s_i il numero di eventi di segnale attesi e μ il signal strength. Si può notare come:

- $\mu = 1$ rappresenta il valore atteso dalla teoria, quindi nel nostro caso un bosone di Higgs con le caratteristiche previste dal Modello Standard;
- $\mu = 0$ corrisponde all'ipotesi di assenza di segnale (ipotesi di solo fondo);
- altri valori corrispondono alla presenza di un segnale con una sezione d'urto diversa da quella prevista dalla teoria.

Dunque posso definire μ come:

$$\mu = \frac{\sigma_{oss}}{\sigma_{exp}} = \frac{N_{oss}}{N_{exp}} \quad (3.7)$$

dove σ_{oss} è la sezione d'urto del segnale osservata mentre σ_{exp} è quella prevista dal Modello Standard, N_{oss} e N_{exp} sono il numero di eventi osservati e previsti.

In fisica delle particelle si utilizza un particolare rapporto di verosimiglianza (likelihood ratio), detto **rapporto di verosimiglianza profilato (profile likelihood ratio)**, definito come:

$$t_\mu = -2 \ln \left(\frac{L(m_{\gamma\gamma}|\mu)}{\hat{L}(m_{\gamma\gamma}|\hat{\mu})} \right), \quad (3.8)$$

dove il denominatore $\hat{L}(m_{\gamma\gamma}|\hat{\mu})$ rappresenta il valore della funzione di verosimiglianza ottenuto stimando il miglior valore del signal strength dai dati (indicato con $\hat{\mu}$) e il numeratore $L(m_{\gamma\gamma}|\mu)$ è il valore della funzione di verosimiglianza nell'ipotesi in cui il signal strength sia μ . Il profile likelihood ratio è una statistica di test che dipende solo dal parametro μ .

In questa analisi, dovendo testare l'ipotesi di solo fondo, corrispondente a $\mu=0$ la statistica di test sarà:

$$t_0 = -2\ln\left(\frac{L(m_{\gamma\gamma}|0)}{\hat{L}(m_{\gamma\gamma}|\hat{\mu})}\right). \quad (3.9)$$

Nota la distribuzione della statistica di test t_0 si può quantificare la compatibilità con l'ipotesi di solo fondo calcolando il p-valore (figura 3.16), che rappresenta la probabilità di ottenere, effettuando nuove misure, un t_0 maggiore di quello ottenuto dai dati osservati. Per calcolare il p-valore devo integrare la distribuzione a partire da $t_{\mu,obs}$, ovvero il valore della statistica di test misurato dai dati.

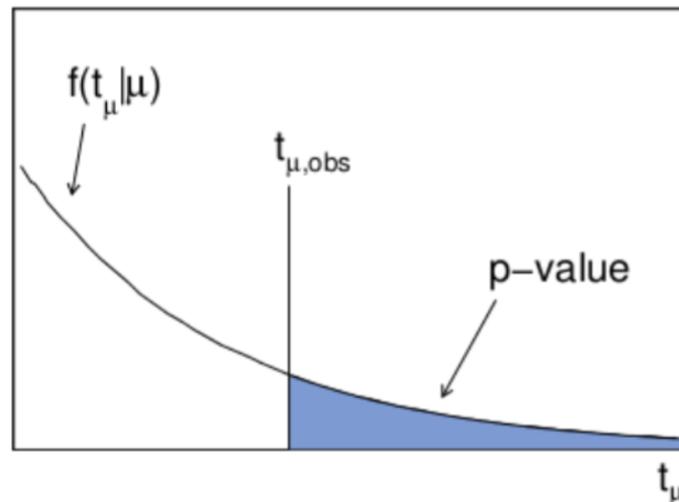


Figura 3.16: Visualizzazione del significato di p-valore. Per calcolare il p-valore devo integrare la distribuzione a partire da $t_{\mu,obs}$, ovvero il valore della statistica di test misurato dai dati.

Dal p-valore si può poi ottenere una stima della significatività S definita come il valore in deviazioni standard (σ) di una variabile che si distribuisce come una gaussiana normalizzata (gaussiana centrata in 0), al quale corrisponde lo stesso p-valore (figura 3.17).

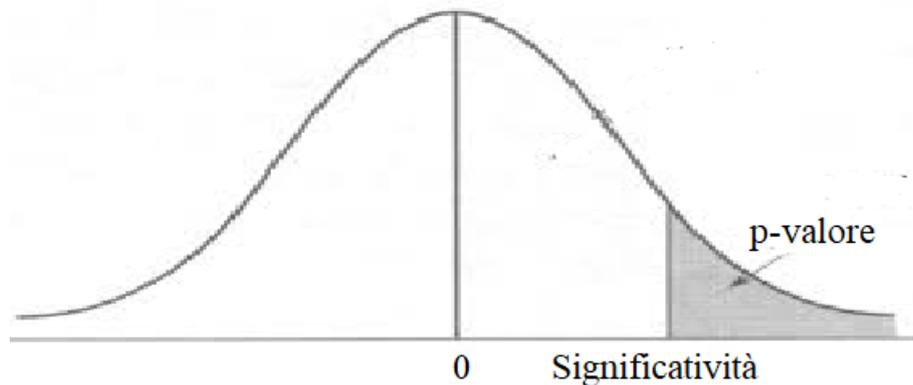


Figura 3.17: Significatività.

In fisica delle particelle, l'ipotesi di solo fondo viene rigettata quando si osserva una significatività $S=5\sigma$, corrispondente ad un $p\text{-value} = 2.87 \times 10^{-7}$. Rigettare l'ipotesi di solo fondo equivale ad affermare che un segnale è stato osservato una significatività pari a 5σ e si parla in questo caso di scoperta. Per una significatività osservata di $S=3\sigma$ si parla di evidenza sperimentale.

La distribuzione della statistica di test può essere ottenuta generando *pseudo-esperimenti MonteCarlo* che simulano un campione con un numero di eventi pari a quello osservato, nell'ipotesi da considerare. Sotto opportune ipotesi, è possibile, utilizzare l'**approssimazione asintotica**, nella quale la significatività può essere espressa come:

$$S=\sqrt{t_0}. \quad (3.10)$$

Dalla significatività si può calcolare il $p\text{-valore}$ con il seguente integrale:

$$p\text{-valore}=\int_S^\infty G(x)dx \quad (3.11)$$

con $G(x)$ pari alla densità di probabilità gaussiana. In questo lavoro di tesi, non avendo a disposizione la distribuzione della statistica di test è stata utilizzata l'approssimazione asintotica, che si dimostra già valida per campione di dati composto da poche centinaia di eventi.

3.6 Risultati osservati

Per ottenere il valore osservato di t_0 si è costruito il profilo likelihood ratio come definito in equazione 3.9.

Nella costruzione della statistica di test si è tenuto presente che, sia nelle ipotesi di solo fondo che di segnale, l'unico parametro lasciato libero nella funzione che descrive i dati osservati è la costante di normalizzazione del segnale gaussiano. Quest'ultima risulta essere funzione del signal strength, dato che può essere espressa come $\mu \cdot C_{sig}$, dove C_{sig} è la costante di normalizzazione stimata dal fit di una gaussiana sul segnale MonteCarlo (dove, per definizione $\mu = 1$). Il valore trovato di C_{sig} è quello riportato in tabella 3.2 ($C_{sig} = 109.1 \pm 6.7$).

Ne segue, quindi, che la stima di $\hat{\mu}$ può essere ottenuta dal rapporto della costante di normalizzazione del contributo gaussiano stimato dal fit sui dati e da quello stimato dal fit sul segnale MonteCarlo:

$$\hat{\mu} = \frac{C_{oss}}{C_{sig}}.$$

Il valore di $\hat{L}(m_{\gamma\gamma}|\hat{\mu})$ viene quindi ottenuto da un likelihood fit sui dati osservati. Per ottenere $L(m_{\gamma\gamma}|0)$, cioè la likelihood in ipotesi di solo fondo, si impone che la costante di normalizzazione sia nulla, e di conseguenza lo è anche il signal strength. A questo punto il rapporto delle due likelihood dà il valore osservato della statistica di test:

$$t_0=15.85.$$

Dal quale si può calcolare il p-valore e la significatività osservata:

$$\text{p-valore} = 3.4 \cdot 10^{-5}$$

$$S = 3.98 \sigma.$$

Il miglior valore stimato del signal strength è:

$$\hat{\mu} = 1.2 \pm 0.3.$$

Coi dati osservati quindi non è possibile ottenere la significatività necessaria per parlare di scoperta, tuttavia risulta chiara un'evidenza sperimentale di un eccesso situato intorno ad un valore della massa invariante di 125 GeV/c². Con un campione di dati maggiore a disposizione la significatività osservata potrebbe aumentare fino al valore necessario per poter parlare di scoperta del bosone di Higgs.

3.6.1 Studi di sensitività al variare della luminosità

È stato osservato come con i dati e gli strumenti di analisi utilizzati non si riesca ad arrivare alla "riscoperta" del bosone di Higgs. Si può tuttavia ipotizzare che avendo a

disposizione una maggiore quantità di dati la significatività dell'eccesso possa aumentare (nell'ipotesi che il bosone di Higgs esista).

Di seguito sono stati ricalcolati i valori di significatività, p-valore e $\hat{\mu}$ per due valori della luminosità integrata di 20 fb^{-1} e di 140 fb^{-1} (quest'ultima corrisponde alla luminosità integrata dell'intero Run-2). Non avendo a disposizione dati reali corrispondenti a queste due luminosità, la stima è stata fatta scalando il campione a disposizione (corrispondente a 10 fb^{-1}) e i risultati sono elencati nella tabella 3.3.

Grandezze	20 fb^{-1}	140 fb^{-1}
Significatività	5.63σ	14.89σ
p-valore	$9.1 \cdot 10^{-9}$	$1.8 \cdot 10^{-5}$
$\hat{\mu}$	1.2 ± 0.2	1.20 ± 0.08

Tabella 3.3: Significatività, p-valore e $\hat{\mu}$ per luminosità integrate di 20 fb^{-1} e 140 fb^{-1} .

È stato infine calcolato che, per osservare una significatività di 5σ sarebbe necessario un campione di dati corrispondente ad una luminosità integrata di 15.77 fb^{-1} .

Va tuttavia ricordato che gli esperimenti di conteggio sono soggetti a fluttuazioni statistiche e che a luminosità come quelle elencate i valori osservati potrebbero essere diversi. Per ottenere queste stime si è scalato il campione dei dati per un fattore moltiplicativo, lasciando totalmente inalterata la distribuzione degli eventi.

3.6.2 Ricerca del bosone di Higgs nello spettro di massa

$105 \text{ GeV}/c^2 < m_{\gamma\gamma} < 160 \text{ GeV}/c^2$

I risultati riportati finora si basano sulla conoscenza della massa reale del bosone di Higgs. La procedura corretta consiste nel ricercare e quantificare un eventuale eccesso sull'intero spettro di massa considerato nell'analisi.

Si sono quindi effettuati test di ipotesi per diversi valori della massa invariante. Si sono scelti valori della massa invariante nell'intervallo $105 \text{ GeV}/c^2 < m_{\gamma\gamma} < 160 \text{ GeV}/c^2$, distanziati tra loro di $2.5 \text{ GeV}/c^2$, per non scendere al di sotto della risoluzione sperimentale.

Sono stati quindi ottenuti diversi valori per la significatività, p-valore e $\hat{\mu}$ in funzione della massa invariante difotonica. I risultati sono riportati nelle figure 3.18, 3.19 e 3.20.

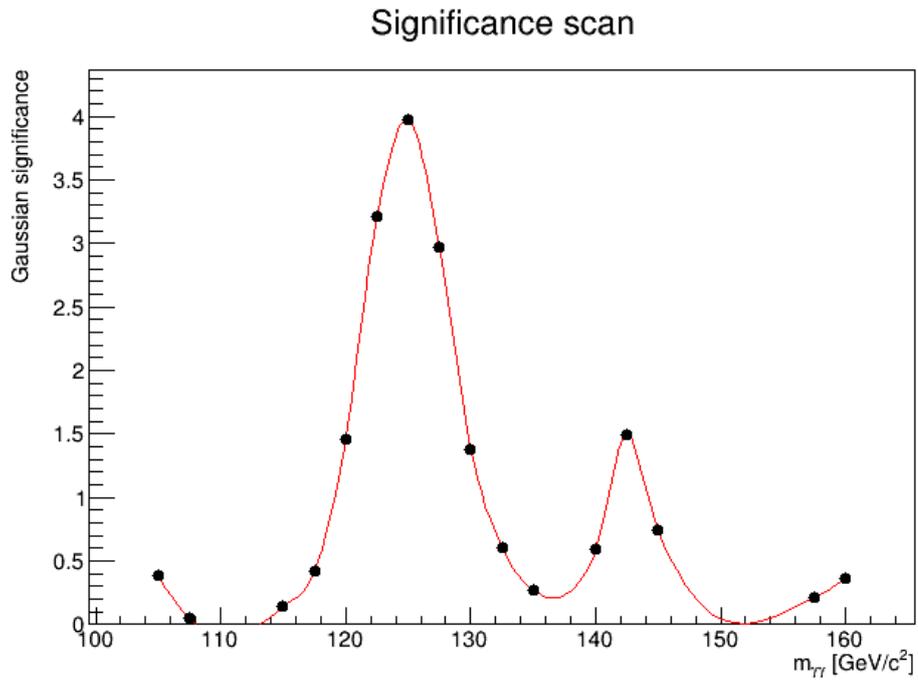


Figura 3.18: Grafico della significatività al variare della massa invariante in unità naturali.

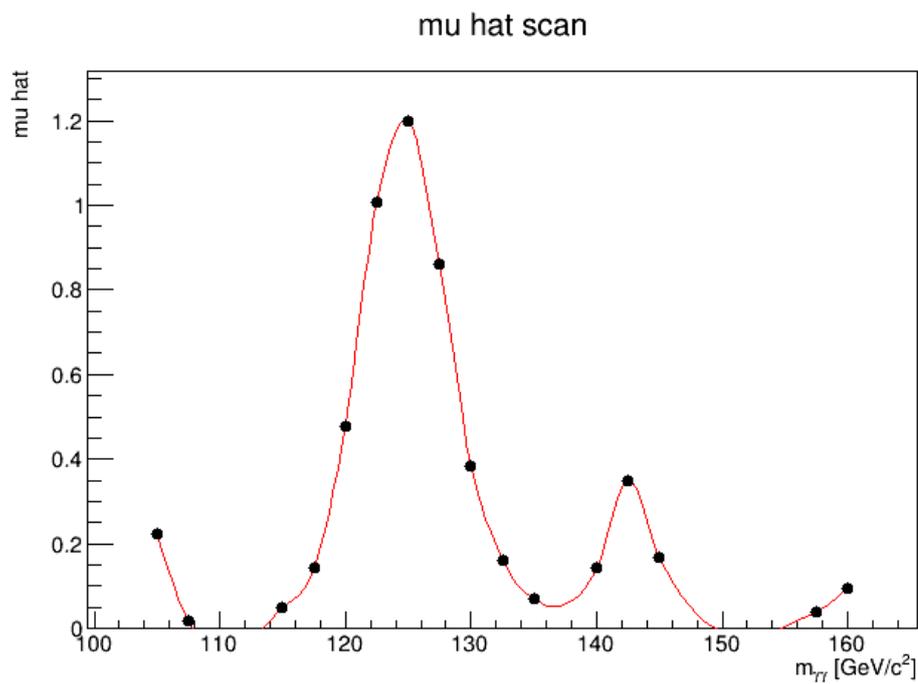


Figura 3.19: Grafico di $\hat{\mu}$ al variare della massa invariante in unità naturali.

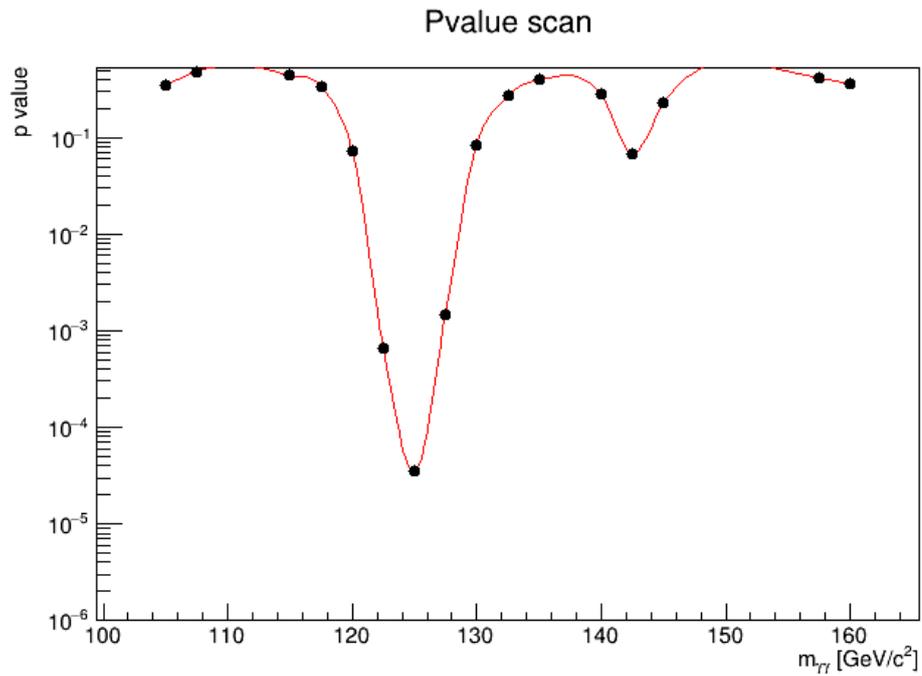


Figura 3.19: Grafico del p-valore in scala logaritmica al variare della massa invariante in unità naturali.

Dallo studio effettuato si evince come la significatività osservata maggiore corrisponda al valore della massa invariante di $125 \text{ GeV}/c^2$.

Conclusioni

L'obiettivo di questo lavoro di tesi è stato la ricerca del bosone di Higgs come prodotto del decadimento in due fotoni.

La scoperta di una risonanza con massa di circa $125 \text{ GeV}/c^2$ compatibile con il bosone di Higgs previsto dal Modello Standard rappresenta un risultato storico raggiunto dagli esperimenti ATLAS e CMS all'acceleratore LHC. In particolare, tra i principali canali di decadimento che hanno portato all'osservazione annunciata il 4 Luglio del 2012 al CERN di Ginevra il canale $H \rightarrow \gamma\gamma$ ha avuto un ruolo determinante.

Nel mio lavoro di tesi ho usato i dati messi a disposizione dalla collaborazione ATLAS all'interno del progetto "*ATLAS Open Data*" [23], che fornisce libero accesso sia ad una parte dei dati raccolti che alle simulazioni Monte Carlo. Il campione di dati utilizzato corrisponde ad una luminosità di $10.06 \pm 0.37 \text{ fb}^{-1}$ con un'energia nel centro di massa $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$. Il mio studio è consistito in una analisi statistica del segnale $H \rightarrow \gamma\gamma$ per verificarne la presenza nel campione di dati usato e per stimare la statistica necessaria per una riscoperta del bosone di Higgs in questo canale di decadimento.

Per poter evidenziare gli eventi di segnale, è stata applicata una selezione basata sui tagli cinematici ufficiali dell'esperimento ATLAS, allo scopo di ridurre quanto più possibile. Effettuata la selezione sono stati costruiti dei modelli per il segnale MonteCarlo e per i dati. La funzione scelta per rappresentare il segnale simulato è una gaussiana, quella per rappresentare i dati è la somma di un polinomio di terzo grado e della gaussiana del segnale MonteCarlo. Dal confronto tra fondo e dati è apparso un eccesso intorno a $125 \text{ GeV}/c^2$ nella distribuzione della massa invariante dei due fotoni.

Successivamente è stato effettuato un test d'ipotesi, usando come statistica di test il rapporto di verosimiglianza profilato (profile likelihood ratio), per calcolare la significatività dell'eccesso trovato. Ho stimato la significatività a 3.98σ e il signal strength (il rapporto tra la sezione d'urto misurata e quella attesa) $\hat{\mu} = 1.2 \pm 0.3$.

È stato infine ripetuto il test d'ipotesi al variare della massa invariante nell'intervallo $105 \text{ GeV}/c^2 < m_{\gamma\gamma} < 160 \text{ GeV}/c^2$ osservando la compatibilità con l'ipotesi di solo fondo. Questo studio conferma che la massa invariante a cui si osserva un p-valore più basso (e quindi una significatività più alta) è $125 \text{ GeV}/c^2$.

Sulla base di questi risultati non si può parlare di osservazione del bosone di Higgs, dal momento che non sono state superate le 5σ di significanza (valore di riferimento nella letteratura scientifica per parlare di scoperta). Resta tuttavia un'evidenza sperimentale

di circa 4σ , che può essere confermata o meno analizzando un campione di dati più grande. Per raggiungere 5σ con 10 fb^{-1} si potrebbero combinare i risultati di diversi canali di decadimento del bosone di Higgs, come è stato fatto quando ne fu annunciata la scoperta in cui furono combinati i dati del canale $H \rightarrow Z^0 Z^0 \rightarrow 4\ell$ con quelli $H \rightarrow \gamma\gamma$. Si è stimato, invece, che per osservare 5σ nel solo canale di decadimento in due fotoni sarebbero necessari dei dati a cui corrisponda una luminosità integrata di circa 16 fb^{-1} .

Bibliografia

- [1] Libro “Particle Physics a comprehensive introduction”, Abraham Seiden;
- [2] S. L. Glashow, Nucl. Phys. 22:579 (1961);
- [3] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19:1264 (1967);
- [4] Libro “Theory: Groups and Analycity” A. Salam;
- [5] Libro “Elementary Particle”, Almquist and Wiksell (1968);
- [6] Libro "Quarks & Leptons: An Introductory Course In Modern Particle Physics", Francis Halzen and Alan D. Martin;
- [7] “Introduzione alla Teoria Quantistica dei campi”, Dott. Manlio De Domenico
<http://www.fulviofrisone.com/attachments/article/452/QFT.pdf>;
- [8] P. W. Higgs, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 508;
- [9] F. Englert and R. Brout, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 321;
- [10] https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/CERNYellowReportPageAtt1314TeV2014#s_13_0_TeV
- [11] ATLAS Collaboration, Physics Letters B, Volume 716, Issue 1, 17 September 2012, Pages 1-29;
- [12] CMS Collaboration, Physics Letters B, Volume 716, Issue 1, 17 September 2012, Pages 30-61;
- [13] A. Conventi, L. Merola, E. Rossi, The Higgs Boson Discovery at the Large Hadron Collider” (Società Nazionale di Scienze, Lettere e Arti in Napoli - Adunanza del 20 Novembre, 2015)
<http://www.societanzionalescienzeletterearti.it/pdf/Rendiconto%20SFM%202015.pdf>;
- [14] ATLAS Collaboration, ATLAS: Letter of intent for a general-purpose pp experiment at the large hadron collider at CERN, CERN-LHCC-92-004 (1992);
- [15] <https://atlas.cern/discover/detector/inner-detector>;
- [16] <http://cms.web.cern.ch/news/resistive-plate-chambers>;
- [17] <https://cds.cern.ch/record/319197/files/muon-96-129.pdf>;
- [18] <https://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/PhysRevD.98.052005>
- [19] <https://cds.cern.ch/record/2707171/files/ANA-OTRC-2019-01-PUB-updated.pdf?version=1>
- [20] <https://root.cern.ch/about-root>
- [21] <https://cds.cern.ch/record/2233097/files/ATL-PHYS-PROC-2016-230.pdf>
- [22] Libro “Statistical Data Analysis”, Glen Cowan.
- [23] http://www.roma1.infn.it/~bini/StatEPP_new.pdf?fbclid=IwAR2PnfmPVSIyK659IY_h01-AP-JP1miS30YgJxY9iTdMrErJpXLMZoi0D2I

