

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

SCUOLA DI SCIENZE
Corso di Laurea in Fisica

Studio di produzione associata
dei bosoni Higgs e Z
in interazioni protone-protone a LHC

Relatore:

Prof. Nicola Semprini Cesari

Presentata da:

Elisa Fontanesi

Correlatori:

Dott. Lorenzo Bellagamba

Dott. Matteo Negrini

Sessione II

Anno Accademico 2013-2014

Sommario

Uno dei cardini nel programma di ricerca attuale del Large Hadron Collider (LHC) al CERN è l'approfondimento della conoscenza relativa al bosone di Higgs e agli accoppiamenti di questa particella, di recente scoperta, con le altre del Modello Standard. Il prossimo Run di LHC sarà caratterizzato da collisioni di fasci di protoni con un'energia di 6.5 TeV ciascuno e renderà possibile l'acquisizione di grandi campioni di dati nei quali si prevede un aumento della statistica per tipologie di eventi che fino a questo momento è stato problematico studiare. Tra questi la produzione per Higgs-strahlung del bosone di Higgs associato al bosone vettore Z , che, essendo caratterizzata da una bassa sezione d'urto, è sempre stata considerata un processo molto difficile da investigare.

Questa tesi fornisce uno studio preliminare della fattibilità di recuperare in modo efficiente questo canale, con l'obiettivo di individuare alcuni tagli che permettano di ripulire il grande fondo adronico prodotto nelle collisioni protone-protone a LHC. La presente analisi è stata effettuata su campioni di dati ottenuti tramite una generazione Monte Carlo e una simulazione parametrica del rivelatore ATLAS. Sebbene la statistica dei campioni MC sia ancora limitata e la simulazione della risposta del detector non sia dettagliata, le tecniche e i tagli utilizzati in questo lavoro di tesi potranno dare utili indicazioni per futuri studi più dettagliati e per l'investigazione di questo processo una volta che i dati del prossimo Run di LHC a $\sqrt{s} = 13$ TeV saranno disponibili.

Indice

Introduzione	1
1 Introduzione al Modello Standard ed alla fisica del bosone di Higgs	3
1.1 Il Modello Standard	3
1.1.1 Le particelle elementari	4
1.1.2 L'interazione elettromagnetica e la QED	7
1.1.3 L'interazione forte e la QCD	7
1.1.4 L'interazione debole	9
1.1.5 Un accenno all'unificazione elettrodebole (EWT)	10
1.2 Il meccanismo di Higgs	11
1.2.1 La scoperta del bosone di Higgs	12
1.2.2 Processi di decadimento e di produzione del bosone di Higgs	14
1.2.3 Descrizione del processo in analisi	17
2 LHC e l'esperimento ATLAS	20
2.1 LHC: Large Hadron Collider	20
2.1.1 Le collisioni p-p a LHC	22
2.2 Il detector ATLAS	24
2.2.1 Il rivelatore interno	24
2.2.2 Il sistema di magneti	26
2.2.3 I calorimetri	27
2.2.4 Lo spettrometro a muoni	29
2.3 Il Sistema di Trigger e di Acquisizione Dati (TDAQ)	31
2.4 Misure di luminosità: LUCID	32
3 Presentazione degli strumenti tecnici	34
3.1 I generatori di eventi	35
3.1.1 MadGraph5_aMC@NLO	35
3.1.2 PYTHIA e HERWIG	38
3.2 La simulazione del rivelatore	39
3.2.1 Le variabili cinematiche	39
3.2.2 Delphes	40
3.3 La luminosità e la sezione d'urto	43

	ii
3.3.1 I campioni generati	43
4 L'analisi e i risultati	45
4.1 Le caratteristiche cinematiche degli eventi	45
4.2 La selezione degli eventi	50
Conclusioni	57
Bibliografia	59

Introduzione

La storia della scoperta del bosone di Higgs è un esempio affascinante di cosa sia e di come proceda l'avventura della ricerca scientifica.

Teorizzata nel 1964, la particella protagonista del meccanismo di Higgs è rimasta per anni e anni un tassello mancante (previsto ma mai osservato) del Modello Standard. Uno degli obiettivi fondamentali del programma di costruzione di LHC, il più potente acceleratore di particelle al mondo, è fin dall'inizio quello di dimostrare l'esistenza di un'eventuale bosone di Higgs, al quale sono stati dedicati decenni di lavoro e energie di centinaia di persone, fino a quando il 4 luglio 2012 le collaborazioni ATLAS e CMS hanno annunciato la scoperta di una nuova particella. Seguono le parole dei professori T. Kibble, C. R. Hagen e G. Guralnik, tre dei sei che formularono la teoria del meccanismo di Higgs negli anni '60, in riferimento alla scoperta: *"It is somewhat surreal to find that work we did nearly fifty years ago is once again at the centre of attention. This is a triumph for the standard model of particle physics, but even more for the experimenters. The achievement of the two great experimental collaborations reported here is quite magnificent. They have devoted decades to planning, designing, building and operating these huge pieces of precision engineering. It is great to know that the famous boson almost certainly exists, and we are eagerly waiting for detailed measurement of its properties."*

Uno degli obiettivi attuali della ricerca nell'ambito della fisica delle particelle è proprio quello di indagare e conoscere più a fondo le proprietà di questo bosone, le sue modalità di produzione e i suoi canali di decadimento.

In questo lavoro di tesi ci proponiamo di valutare, tramite simulazione Monte Carlo, la potenzialità di un canale finora poco utilizzato nella ricerca e nello studio delle proprietà del bosone di Higgs: quello della produzione dell'Higgs associato al bosone vettore Z in collisioni protone-protone a LHC, con conseguente decadimento di H in $b\bar{b}$ e di Z in due leptoni.

Questo canale è stato considerato a lungo poco promettente a causa della bassa sezione d'urto del processo e del grande fondo dovuto a processi differenti da quello studiato con sezioni d'urto elevate che danno luogo a signature simili con il rischio che il segnale venga oscurato. L'idea alla base della tesi [1] è che ad elevati impulsi trasversi e con le nuove tecniche di ricostruzione di boosted jet, che consentono di migliorare la separazione tra segnale e fondo, questo processo possa essere recuperato e utilmente studiato nella prossima presa dati a LHC, che verrà rimesso in

funzione nella primavera del prossimo anno facendo collidere due fasci di protoni con un'energia nel centro di massa pari a 13 TeV.

L'interesse principale nello studio di questo canale riguarda la possibilità di ottenere informazioni uniche sull'accoppiamento di bosoni di Higgs e bosoni Z e di confrontare in modo dettagliato processi ZH e ZZ con l'obiettivo di abbattere le sistematiche sperimentali, dal momento che le caratteristiche del bosone Z sono molto ben conosciute.

Abbiamo quindi scelto di studiare la produzione ZH in un regime in cui entrambi i bosoni abbiano un elevato momento trasverso, in modo da collocarci in una regione cinematica in cui ci siano più margini per separare il segnale dal fondo.

Per uno studio di fattibilità completo di questa analisi durante il prossimo Run di LHC è indispensabile uno studio dettagliato dei diversi processi di fondo dell'esperimento. In questa tesi abbiamo preso in esame le principali sorgenti di fondo per il nostro segnale che sono la produzione associata di Z e jet e la produzione di coppie ZZ e ZW .

Lo studio preliminare presentato in questa tesi è basato su simulazioni parametriche del rivelatore ATLAS. Lo scopo è dare una prima valutazione della possibilità di studiare il canale sotto analisi e di individuare tagli che potranno essere utilmente applicati in un'analisi futura sui dati reali raccolti a LHC.

Il primo capitolo si propone di delineare la struttura del Modello Standard ed il suo contenuto "fisico" e include un approfondimento sul meccanismo di Higgs, sulla scoperta di questa particella e sulle sue modalità d'interazione, soffermandosi a descrivere infine il processo sotto analisi in questo lavoro.

Il secondo si incentra su LHC e sull'esperimento ATLAS, fornendo una descrizione delle sue componenti e funzionalità.

Nel terzo capitolo vengono presentati gli strumenti tecnici per un'analisi preliminare, con una breve descrizione dei programmi utilizzati per la generazione dei campioni Monte Carlo su cui abbiamo lavorato, mentre nel quarto vengono riportati i risultati del lavoro di analisi.

Capitolo 1

Introduzione al Modello Standard ed alla fisica del bosone di Higgs

1.1 Il Modello Standard

La costruzione del Modello Standard è il risultato di una lunga serie di esperimenti e idee brillanti in campo sia teorico che sperimentale.

Verso la fine degli anni '60 il corpo delle conoscenze accumulate su quelli che reputiamo essere i costituenti elementari di tutta la realtà fisica e sulle interazioni fondamentali fra essi viene sistematizzato nel cosiddetto Modello Standard, che si propone di essere una "teoria del tutto". L'ambizione dei fisici infatti è sempre stata quella di trovare una rappresentazione teorica di tutti i fenomeni sperimentalmente accessibili.

Poiché la fisica delle particelle è caratterizzata da fenomeni che sono sia relativistici che quantistici, la descrizione del Modello Standard si appoggia al formalismo delle teorie quantistiche di campo (QFT), sintesi della teoria quantomeccanica e relativistica. In questi termini, il concetto di campo è associato sia alle particelle materiali che alle forze e le particelle sono semplici manifestazioni di campo: sono infatti identificate con i quanti dei campi materiali e dei campi di forza e l'interazione fra particelle è determinata dallo scambio di quanti virtuali del campo con cui sono accoppiate.

Il Modello Standard ha costruito una teoria logicamente coerente che tiene conto solo di tre delle forze fondamentali: elettromagnetica, forte e debole. Non disponiamo di una teoria quantistica della gravitazione. Questo fattore non rappresenta un grande problema nell'ambito della ricerca con gli acceleratori perché alle energie accessibili le interazioni gravitazionali sono del tutto trascurabili; costituisce però una lacuna che legittima a supporre che manchi ancora qualcosa nel quadro complessivo. Questa prima sezione inquadrerà lo schema delle particelle del Modello Standard e fornirà una descrizione generale delle tre interazioni trattate con le teorie di gauge, riservando un accenno, infine, alla teoria dell'unificazione elettrodebole.

1.1.1 Le particelle elementari

Nella teoria del Modello Standard la totalità della materia è costituita da dodici particelle materiali e dalle corrispondenti antiparticelle (aventi spin, massa e tempo di vita medio uguali ma dotate di cariche e momento magnetico opposti). L'esistenza di queste ultime è prevista nel 1929 da P. Dirac, considerando che il risultato della sua equazione relativistica fornisce due soluzioni, una a energia positiva e una a energia negativa, che vengono quindi interpretate in termini di particelle e antiparticelle.

Ovviamente i primi ad essere scoperti sono i costituenti della materia ordinaria, cioè l'elettrone, il protone e il neutrone, a lungo considerati particelle elementari e puntiformi. Gli studi di W. Pauli sul decadimento β lo portano nel 1930 a ipotizzare che il processo possa non essere a due corpi ma a tre, coinvolgendo una nuova particella di massa molto ridotta e priva di carica, denominata neutrino da E. Fermi, in grado di giustificare lo spettro energetico continuo degli elettroni emergenti dal decadimento. Successivamente le osservazioni sui raggi cosmici determinano la scoperta del muone (1937), la prima particella extramateriale, che si presenta come un elettrone più massivo. Questa è la prima spia del fatto che l'oggetto di studio della fisica delle particelle non si limita alla struttura della materia ma è molto più ampio: riguarda le leggi fondamentali della natura che governano il cosmo. Negli anni successivi lo scenario delle particelle note continua ad arricchirsi, soprattutto in seguito alla costruzione di macchine acceleratrici sempre più potenti e al progresso della tecnologia elettronica ed informatica.

L'organizzazione attuale delle particelle elementari all'interno del Modello Standard riflette due buone idee proposte in quegli anni e maturate successivamente: le teorie di Yang-Mills (1954), che introducono il concetto di simmetria di gauge, e il modello a quark proposto da Gell-Mann e Zweig (1964).

Le particelle materiali, dette fermioni, presentano spin $s = \frac{1}{2}\hbar$ e obbediscono al principio di esclusione di Pauli; seguono la statistica di Fermi-Dirac e sono suddivise in sei leptoni e sei quark.

I leptoni sono suddivisi in tre famiglie sulla base delle proprietà delle interazioni deboli (tre doppietti di isospin debole); includono l'elettrone (e), il muone (μ) e la particella τ (con masse crescenti), che presentano carica unitaria negativa e possono interagire sia debolmente sia elettromagneticamente, e i tre rispettivi neutrini (ν_e , ν_μ , ν_τ), che, privi di carica, interagiscono solo per via debole.

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}$$

Ai leptoni viene associato un numero quantico, il numero leptonico (L), che vale 1 per le particelle e -1 per le antiparticelle. Questo numero quantico è additivo e descrive il fatto che nessun leptone può essere mutato in un quark (principio di conservazione del numero barionico e leptonico). Ai quark invece è associato, in analogia, il numero barionico (B), che ha valore $\frac{1}{3}$ per tutti i quark e $-\frac{1}{3}$ per gli antiquark. Solo nel

Leptone	Massa (MeV/c ²)
ν_e	$< 0.002 \quad CL\ 95\%$
e	$0.510998928 \pm 0.000000011$
ν_μ	$< 0.19 \quad CL\ 90\%$
μ	$105.6583715 \pm 0.0000035$
ν_τ	$< 18.2 \quad CL\ 95\%$
τ	1776.82 ± 0.16

Tabella 1.1: Masse dei leptoni del Modello Standard [2]

Quark	Massa (GeV/c ²)
u	$0.0023 + 0.0007 - 0.0005$
d	$0.0048 + 0.0005 - 0.0003$
c	1.275 ± 0.025
s	0.095 ± 0.005
t	$173.21 \pm 0.51 \pm 0.71$
b	4.18 ± 0.03

Tabella 1.2: Masse dei quark del Modello Standard [2]

1969 si conferma che dentro al protone ci siano dei centri diffondenti puntiformi, di carica frazionaria, capaci di interagire fortemente.

I quark si presentano in sei diversi sapori: up (u), charm (c) e top (t) di carica $\frac{2}{3}$ e down (d), strange (s), bottom (b) di carica $-\frac{1}{3}$. Anch'essi, similmente ai leptoni, sono organizzati in tre doppietti di isospin debole:

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

Ciascun sapore di quark può esistere in tre differenti stati di carica forte, detta anche carica di colore: rosso, verde e blu. Contrariamente ai leptoni, i quark non esistono allo stato libero, ma risultano confinati all'interno degli adroni, che rappresentano stati legati di quark. Gli adroni possono essere costituiti da tre quark (o antiquark) di valenza (barioni o antibarioni) oppure da una coppia quark/antiquark (mesoni); i primi presentano spin semintero e i secondi spin intero.

Tutte queste particelle sono considerate elementari ma sono quasi tutte instabili (eccetto l'elettrone, il fotone e i neutrini e , in qualche modo, i quark della prima famiglia).

		3 generazioni di fermioni			12 bosoni di gauge
		I	II	III	
massa →		2,4 MeV	1,27 GeV	171,2 GeV	0
carica →		$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0
spin →		$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
nome →		u up	c charm	t top	γ fotone
	Quark	4,8 MeV	104 MeV	4,2 GeV	0
		$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0
		$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
		d down	s strange	b bottom	g gluone
	Leptoni	<2,2 eV	<0,17 MeV	<15,5 MeV	91,2 GeV ⁰
		0	0	0	0
		$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
		ν_e neutrino elettronico	ν_μ neutrino muonico	ν_τ neutrino tauonico	Z forza debole
		0,511 MeV	105,7 MeV	1,777 GeV	80,4 GeV
		-1	-1	-1	$\neq 1$
		$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
		e elettrone	μ muone	τ tauone	W[±] forza debole

Figura 1.1: Le particelle fondamentali all'interno del Modello Standard

Nelle teorie di campo quantizzato, come dicevamo, l'interazione tra le particelle è descritta in termini di scambio di quanti: i bosoni.

I bosoni sono i mediatori delle interazioni; presentano spin intero ($s = n\hbar$) e seguono la statistica di Bose-Einstein. In una teoria in cui sono possibili più stati di carica per le particelle, occorre che anche i campi posseggano più stati di carica: a N stati di carica differenti corrispondono, per le teorie di gauge, $(N^2 - 1)$ campi di gauge di cui $(N^2 - N)$ carichi e $(N - 1)$ neutri, dove per neutro si intende che il multipletto a cui è stata applicata la trasformazione rappresenta ancora lo stesso stato fisico.

L'elettromagnetismo possiede una sola carica interna, la carica elettrica, che può irradiare un solo tipo di campo (neutro per la conservazione della carica); il mediatore del campo elettromagnetico è il fotone (γ). L'interazione forte è caratterizzata da tre differenti stati di carica e da otto campi di gauge associati, detti campi gluonici; necessita dunque di otto mediatori, i gluoni (g), portatori anch'essi di carica di colore e quindi autointeragenti. Nell'interazione debole infine esistono due diversi stati di carica debole, che determinano l'accoppiamento con tre campi di gauge, e quindi tre mediatori, due carichi e uno neutro (W^\pm e Z^0).

Il fotone e i gluoni hanno massa nulla, mentre W^\pm e Z^0 sono massivi (Tabella 1.3). Proprio questo fatto pone un problema. Dal momento che i campi di gauge si propagano alla velocità della luce, essi sono irradiati con massa nulla e i loro quanti non possiedono massa a riposo. Occorre introdurre un ulteriore meccanismo che consenta ai mediatori di acquisire una massa: viene teorizzato nel 1964 e prende il

Mediatore	Massa (GeV/c ²)
γ	0
gluoni	0
W^\pm	80.385 ± 0.015
Z^0	91.1876 ± 0.0021

Tabella 1.3: Masse dei mediatori del Modello Standard [2]

nome di meccanismo di Higgs. Questo meccanismo prevede l'introduzione di una nuova particella nella lista dei bosoni: il bosone di Higgs (H). Tratteremo più nel dettaglio queste tematiche nella sezione successiva.

1.1.2 L'interazione elettromagnetica e la QED

L'interazione tra i fotoni e le particelle cariche è descritta dall'elettrodinamica quantistica (QED) ed è associata al gruppo di simmetria delle trasformazioni di fase, $U(1) = \{e^{i\alpha}, \alpha \in [0, 2\pi]\}$, legato alla legge di conservazione della carica. Tutte le particelle dotate di carica elettrica possono interagire elettromagneticamente, con raggio d'interazione infinito, e il sapore è conservato. Il potenziale $V(r)$ si presenta nella forma

$$V(r) \propto \frac{\alpha}{r},$$

dove α è la costante d'accoppiamento che parametrizza l'intensità di questa interazione e vale:

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \approx \frac{1}{137}.$$

I processi elettromagnetici sono essenzialmente di due tipi:

- Creazione particella-antiparticella
- Una particella carica irradia un campo mantenendo la propria identità

Il vertice fondamentale della QED è caratterizzato da una costante d'accoppiamento pari a $\sqrt{\alpha}$ (Figura 1.2) e si generalizza per tutte le altre particelle del Modello Standard nella forma di Figura 1.3.

1.1.3 L'interazione forte e la QCD

L'interazione forte tra quark e gluoni è descritta dalla Cromodinamica Quantistica (QCD), modellata sulla struttura della QED: il gruppo di gauge abeliano delle trasformazioni di fase $U(1)$ viene sostituito dal gruppo non abeliano associato al colore, $SU(3)$.

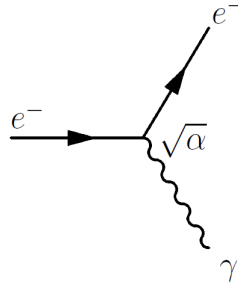


Figura 1.2: Vertice fondamentale della QED

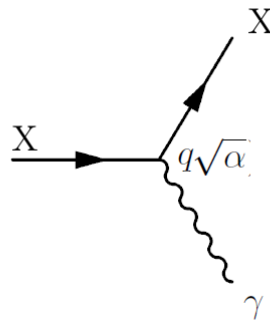


Figura 1.3: Vertice generalizzato per tutti i fermioni del MS

Il colore è la sorgente del campo forte. L'interazione forte è invariante rispetto a rotazioni d'isospin ed è indipendente dalla carica elettrica; conserva il sapore e muta la carica irradiante (i quark variano il proprio colore), ma, tenendo conto del gluone, il colore totale risulta conservato. Ne deduciamo che le cariche di gauge sono interne al sapore.

La forza cromodinamica non è osservabile direttamente perché è caratterizzata da un raggio d'azione molto corto; essa presenta un andamento spaziale complesso:

- Fino a 0.7 fm è repulsiva
- Tra 0.7 fm e 1 fm risulta attrattiva
- Oltre 1 fm non è più osservabile

Si nota che a distanze inferiori a 1 fm i quark interagiscono fra loro e la forza tra essi aumenta con la distanza, come una forza elastica.

All'interno del nucleone i quark si comportano come se fossero liberi (*libertà asintotica*), come si osserva nella diffusione di elettroni sul nucleone ad elevato momento trasferito ($Q^2 \rightarrow \infty$, quindi $r \rightarrow 0$); d'altra parte, all'esterno degli adroni la forza forte non è più osservabile. All'origine di questo fatto c'è un fenomeno chiamato *confinamento*: l'interazione forte infatti confina il colore. In natura gli unici stati che si realizzano sono quelli completamente antisimmetrici nelle variabili di colore (i singoletti di colore), che equivale a dire che le possibili composizioni di quark devono

risultare scalari per le trasformazioni SU(3). Un adrone composto da due quark, per esempio, non è ammesso per il confinamento: non esiste una combinazione scalare che lo renda di colore neutro.

Per quanto riguarda la costante d'accoppiamento tipica dell'interazione forte,

$$\alpha_s(Q^2) \xrightarrow{Q^2 \rightarrow \infty, r \rightarrow 0} 0,$$

$$\alpha_s(Q^2) \xrightarrow{Q^2 \rightarrow 0, r \rightarrow \infty} \infty.$$

Considerando come distanza tipica dell'interazione $L_0 = 1$ fm e come massa quella del protone, tipico stato legato ($M_0 = 938.27$ Mev/c²), possiamo dare una stima approssimativa del valore della costante di accoppiamento:

$$\alpha_s = \sqrt{\frac{M_0 L_0 c}{\hbar}} \approx 2.$$

I vertici fondamentali della QCD, come si può osservare in Figura 1.4, descrivono l'interazione quark-quark-gluone e l'interazione a tre o quattro gluoni:

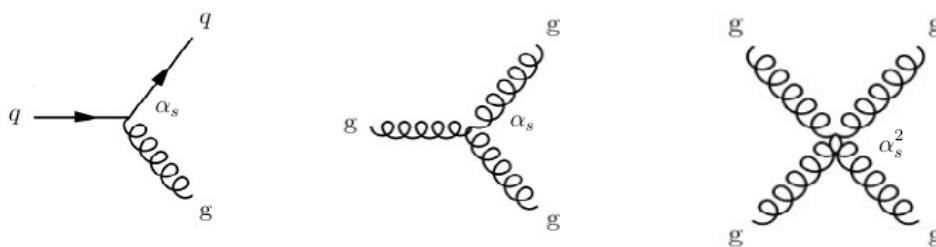


Figura 1.4: Vertici fondamentali della QCD

1.1.4 L'interazione debole

L'interazione debole è caratterizzata dal gruppo di gauge non abeliano SU(2) associato all'isospin. Il primo che tenta di darne una spiegazione teorica è E. Fermi (1933), in seguito agli studi dedicati ai decadimenti β .

Essa interessa tutti i fermioni del Modello Standard ed è più debole rispetto all'interazione elettromagnetica: presenta una costante d'accoppiamento

$$\alpha_{DEB} = \frac{G_F M_0 c}{\hbar^3} \approx 10^{-5},$$

che rende conto di alcuni tempi di decadimento notevolmente più lunghi (dell'ordine di 10^{-8} s) di quelli tipici dei processi elettromagnetici.

I processi deboli carichi violano il sapore determinando un cambiamento nella natura delle particelle coinvolte, ma conservano il colore: solo un'interazione che violi la conservazione del sapore può essere responsabile del decadimento degli adroni. In realtà il processo è più complesso: l'interazione debole non provoca solo un cambiamento della tipologia dei quark, ma ne miscela i sapori. I bosoni W^\pm infatti si accoppiano agli autostati d'interazione (d' , s' , b'), collegati agli autostati di massa (d , s , b) tramite la matrice CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maschawa): di fatto, se si vuole rendere esplicita la massa si ricorre ad una combinazione lineare degli autostati di interazione.

Per quanto riguarda le interazioni deboli neutre, un fermione può emettere un bosone vettore Z^0 mantenendo la propria identità.

I vertici fondamentali dell'interazione debole si presentano nella forma mostrata in Figura 1.5:

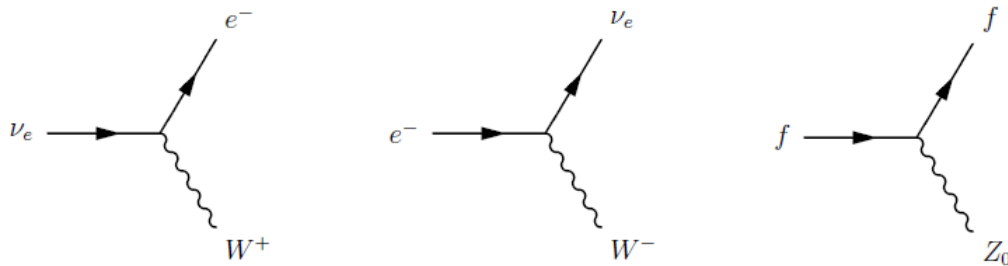


Figura 1.5: Vertici fondamentali dell'interazione debole

A questi si aggiungono i vertici di autointerazione tra i bosoni mediatori della forza debole.

Nella teoria dell'interazione debole rimangono però aperte due questioni: essa presenta un carattere a corto raggio dovuto alla massività dei mediatori e viola la parità.

1.1.5 Un accenno all'unificazione elettrodebole (EWT)

A fronte del problema citato, J. S. Schwinger suggerisce di includere nello schema della teoria debole anche l'interazione elettromagnetica. L'idea successiva è quella di S. Glashow (1961), che pensa che per includere l'elettromagnetismo nelle interazioni deboli sia necessario ampliare il gruppo a $SU(2) \times U(1)$. L'idea alla base della teoria dell'unificazione elettrodebole è di modellare l'interazione debole allo stesso modo di quella elettromagnetica, considerati i valori delle costanti d'accoppiamento vicini. La sintesi conclusiva si deve a S. Weinberg e A. Salam (1967-1968), che incorporano nella teoria anche il meccanismo di Higgs, ipotizzato nel 1964 da P. Higgs e formulato contemporaneamente da R. Brout, F. Englert, G. S. Guralnik, C. R. Hagen e T. W. B. Kibble: esso è responsabile della rottura spontanea della simmetria di gauge

$SU(2) \times U(1)$, che spiega come i mediatori possano acquisire massa senza far cadere la rinormalizzabilità della teoria.

1.2 Il meccanismo di Higgs

Il meccanismo di Higgs, teorizzato quasi cinquanta anni prima di ottenerne un riscontro sperimentale, viene introdotto per spiegare il grande problema del Modello Standard dell'esistenza delle masse associate alle varie particelle elementari e, in particolare, ai bosoni vettori W^\pm e Z^0 . Infatti, dal momento che il Modello Standard ha una struttura chirale, i fermioni presentano una parte destrorsa e una parte sinistrorsa interagenti in modo differente nei processi deboli (solo la parte sinistrorsa vi prende parte); ne consegue che le particelle elementari non potrebbero avere termini di massa espliciti senza violare l'invarianza di gauge, dato chiaramente contrastante con gli esperimenti.

L'aggiunta di un opportuno campo scalare $\Phi(x)$ di valore non nullo che permea tutto lo spazio dell'universo, detto campo di Higgs, rompe spontaneamente la simmetria $SU(2) \times U(1)$, che significa rendere degenere lo stato di vuoto; questo porta alla realizzazione di uno stato asimmetrico, nel senso che nessuno degli stati degeneri del livello fondamentale presenterà ancora una simmetria dell'hamiltoniana. Questo fatto rende possibile l'acquisizione di una massa efficace per le particelle, facendo variare le masse in modo consistente con le simmetrie locali: di conseguenza, i tre mediatori dell'interazione debole possono ottenere una massa non nulla mentre il fotone rimarrà privo di massa.

Il campo di Higgs genera un potenziale quartico, detto "a cappello messicano", della forma

$$V(\phi) = \mu^2 |\phi|^2 + \lambda |\phi|^4,$$

dove λ e μ sono parametri reali arbitrari con $\lambda > 0$, $\mu^2 < 0$ e ϕ è un campo scalare complesso. Dato un potenziale di questo tipo, rappresentato in Figura 1.6, si individuano un punto di equilibrio instabile, corrispondente al massimo ($\phi(0) = 0$), e uno stato di minima energia degenere, a cui corrispondono i punti di equilibrio stabile.

Lo stato del minimo corrisponde ad un valore del campo

$$|\phi_0| = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}}.$$

Il campo assume la forma

$$\Phi(x) = v + H(x),$$

dove v rappresenta il valore d'aspettazione sullo stato di vuoto.

Come si può notare, da uno stesso termine di potenziale escono sia un campo che assume valore costante nel vuoto non nullo, $\Phi = v$, sia le fluttuazioni attorno a questa costante, cioè i quanti del campo di Higgs. La massa delle particelle è data dall'interazione continuativa col campo di Higgs.

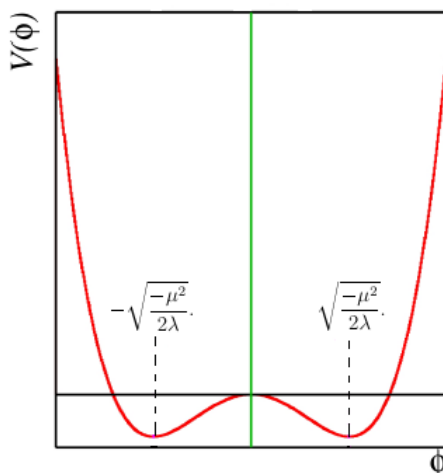


Figura 1.6: Rappresentazione del potenziale di Higgs $V(\phi)$ in funzione del campo scalare ϕ con $\lambda > 0$ e $\mu^2 < 0$

1.2.1 La scoperta del bosone di Higgs

Già nella teoria di Higgs era inclusa l'esistenza di una particella bosonica neutra, massiva e scalare (spin $s = 0$), detta bosone di Higgs (H). Questa particella è stata protagonista di gran parte della ricerca sperimentale degli ultimi anni, rimanendo per decenni solo una previsione teorica introdotta per dare conto dell'evidenza sperimentale di masse non nulle delle particelle elementari.

I primi risultati rilevanti sono quelli presentati dalla ricerca al LEP (Large Electron-Positron) [3]: nella seconda fase di funzionamento dell'acceleratore (2000), la luminosità integrata totale è di 2461 pb^{-1} e l'energia del centro di massa vale $\sqrt{s} = 189\text{-}209 \text{ GeV}$; gli eventi con energia $\sqrt{s} \geq 206 \text{ GeV}$ presentano una luminosità integrata pari a 536 pb^{-1} .

In queste condizioni di lavoro un segnale con massa $m_H \leq 114.4 \text{ GeV}/c^2$ viene escluso con un livello di confidenza pari al 95%. In conclusione, i dati degli esperimenti al LEP portano a fissare un limite inferiore per la massa del bosone.

Il 4 luglio 2012 vengono presentati i risultati preliminari degli esperimenti ATLAS [5] e CMS [6], coi quali viene annunciata la scoperta di una nuova particella in una regione di massa attorno ai $125\text{-}126 \text{ GeV}/c^2$, con tutte le caratteristiche attese per il bosone di Higgs. Seguono le parole della portavoce dell'esperimento ATLAS, Fabiola Gianotti, durante la conferenza tenutasi quel giorno: *"We observe in our data clear signs of a new particle, at the level of 5σ , in the mass region around 126 GeV . The outstanding performance of the LHC and ATLAS and the huge efforts of many people have brought us to this exciting stage, but a little more time is needed to prepare these results for publication."*

In entrambi gli esperimenti, come si vede in Figura 1.7, dalla combinazione dei

dati ottenuti tra il 2011 e il 2012 sfruttando diversi canali di decadimento si osserva un eccesso di massa compatibile con la presenza del bosone di Higgs.

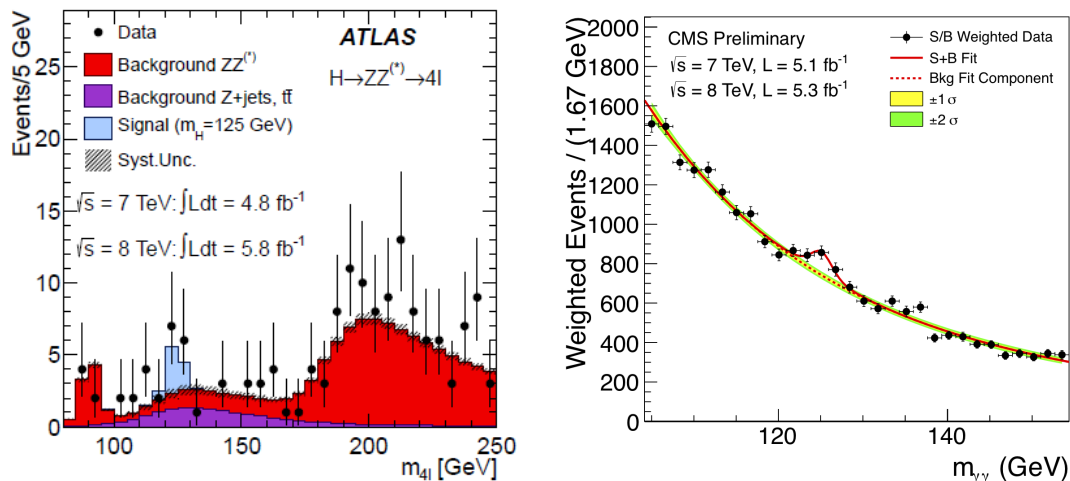


Figura 1.7: I primi risultati presentati dagli esperimenti ATLAS (sinistra) e CMS (destra) a LHC nel 2012 ([5],[6])

Il primo grafico in Figura 1.7 mostra la distribuzione della massa invariante di quattro leptoni, m_{4l} , rispetto al fondo in una regione di massa 80-250 GeV/ c^2 a energie del centro di massa del valore $\sqrt{s}=7-8$ TeV per lo studio del canale di decadimento $H \rightarrow ZZ^*$.

Il secondo mostra invece la massa invariante di due fotoni per lo studio del canale di decadimento $H \rightarrow \gamma\gamma$.

La massa del bosone di Higgs è stata misurata combinando diversi canali di decadimento (i canali $H \rightarrow ZZ^*$ e $H \rightarrow \gamma\gamma$ mostrati in Figura 1.7 sono comunque quelli più significativi). Il valore misurato da ATLAS è $(126 \pm 0.4(stat) \pm 0.4(syst))$ GeV/ c^2 con una significatività di 5.9σ , mentre quello ottenuto da CMS è $(125 \pm 0.4(stat) \pm \pm 0.5(syst))$ GeV/ c^2 con una significatività di 5.0σ .

Da allora sono state effettuate misure più precise che hanno avvalorato e confermato l'ipotesi che la nuova particella fosse effettivamente il bosone di Higgs.

Oggi l'obiettivo della ricerca sperimentale è quello di definire con la maggior precisione possibile le proprietà del bosone di Higgs e studiarne più approfonditamente gli accoppiamenti con le particelle del Modello Standard, in particolare col quark top e coi bosoni vettori W^\pm e Z^0 .

1.2.2 Processi di decadimento e di produzione del bosone di Higgs

I processi d'interazione dei fermioni con il bosone di Higgs sono descrivibili tramite vertici cubici, del tipo rappresentato in Figura 1.8, detti vertici di Yukawa.

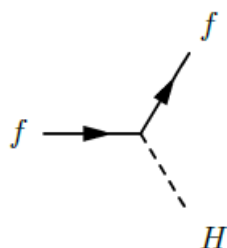


Figura 1.8: Vertice d'interazione tra il bosone di Higgs e i fermioni

La costante d'accoppiamento del bosone di Higgs è proporzionale alla massa del fermione; ciò significa che più è massiva la particella, più essa si accoppia al campo di Higgs:

$$g_{f\bar{f}H} = \sqrt{\sqrt{2}G_F m_f}.$$

Anche i bosoni vettori W^\pm e Z^0 interagiscono con la particella di Higgs tramite vertici cubici e quartici, con costante d'accoppiamento linearmente dipendente dalla massa dei bosoni:

$$g_{VVH} = 2\sqrt{\sqrt{s}G_F m_V^2},$$

dove V sta per Z o W . Di conseguenza, i tempi di vita medi, le larghezze di decadimento (Γ) e i branching ratio dei vari canali di decadimento sono funzione della massa. Per una massa attorno ai $125 \text{ GeV}/c^2$, la larghezza di decadimento totale vale $\Gamma = 4.07 \times 10^{-3} \text{ GeV}/c^2$, che corrisponde a un tempo di vita medio di $1.6 \times 10^{-19} \text{ s}$, così che solo i prodotti di decadimento della particella possono essere rivelati sperimentalmente.

Il decadimento più rilevante dell'Higgs è $H \rightarrow b\bar{b}$, con un branching ratio circa del 58%. Seguono $H \rightarrow WW^*$ e $H \rightarrow ZZ^*$, che vengono studiati considerando il decadimento dei bosoni vettori in quattro fermioni, $H \rightarrow gg$, $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ e $H \rightarrow c\bar{c}$; infine esistono decadimenti del tipo $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow \gamma Z$ e $H \rightarrow \mu^+\mu^-$, caratterizzati da un rate molto più piccolo. Tuttavia proprio il decadimento $H \rightarrow \gamma\gamma$, che presenta una segnatura molto chiara, è stato uno dei principali canali usati per la scoperta del bosone di Higgs. Inoltre, dal momento che i canali di decadimento in due fotoni, in due gluoni oppure in $Z\gamma$ sono indotti da dei loop, essi costituiscono un mezzo utile per indagare l'accoppiamento dell'Higgs con WW , ZZ e $t\bar{t}$ in differenti combinazioni [2].

Elenchiamo in Tabella 1.4 alcuni dei canali di decadimento del bosone di Higgs, ciascuno con il proprio branching ratio e l'incertezza relativa.

Canale di decadimento	Branching ratio	Incertezza relativa
$H \rightarrow b\bar{b}$	0.58	+3.2% -3.3%
$H \rightarrow \gamma\gamma$	2.3×10^{-3}	+5.0% -4.9%
$H \rightarrow ZZ$	0.026	+4.3% -4.1%
$H \rightarrow W^+W^-$	0.22	+4.3% -4.2%
$H \rightarrow \tau^+\tau^-$	0.063	+5.7% -5.7%
$H \rightarrow Z\gamma$	1.5×10^{-3}	+9.0% -8.9%
$H \rightarrow \mu^+\mu^-$	0.22×10^{-3}	+6.0% -5.9%

Tabella 1.4: I canali di decadimento del bosone di Higgs [2]

Ora analizziamo brevemente alcuni dei processi più studiati per la produzione e rivelazione di questo bosone.

Fusione gluone-gluone Il Leading-Order (LO) della fusione gluone-gluone presenta nello stato iniziale due gluoni che vengono sintetizzati in H , accoppiandosi al bosone tramite il loop triangolare di un quark pesante (Figura 1.9).

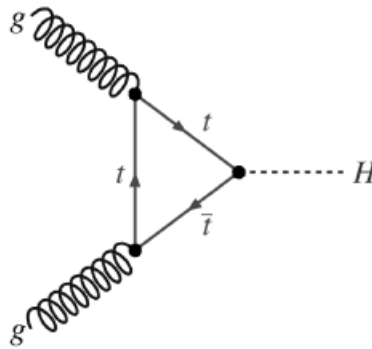


Figura 1.9: Vertice di produzione del bosone di Higgs per fusione gluone-gluone

Fusione $t\bar{t}$ Il processo presenta la produzione di due coppie $t\bar{t}$ originate da due gluoni; dalla fusione di un top e di un anti-top si produce l'Higgs (Figura 1.10). Questo canale, caratterizzato da uno stato finale con due top oltre al bosone di Higgs, può essere sfruttato per misurare direttamente l'accoppiamento del bosone di Higgs col quark top.

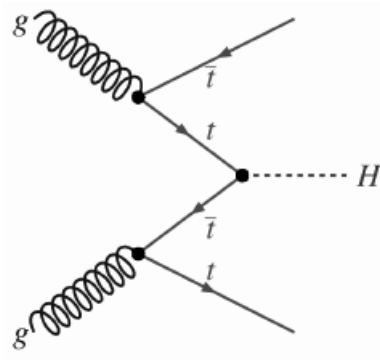


Figura 1.10: Vertice di produzione del bosone di Higgs per fusione top-antitop

Fusione WZ In questo canale il bosone di Higgs è prodotto secondo una segnatura caratteristica, data dalla presenza di due jet in avanti, che permette una buona separazione del segnale dal fondo: due quark prendono parte a un processo debole che li porta a emettere un bosone vettore, poi, nella fusione dei due, viene prodotto H (Figura 1.11).

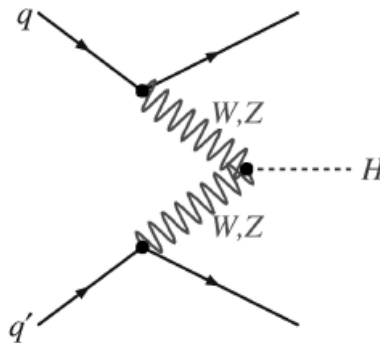


Figura 1.11: Vertice di produzione del bosone di Higgs per fusione di due bosoni vettori

Higgs-strahlung La produzione del bosone di Higgs è associata a quella di un bosone vettore (W^\pm o Z^0); W^* e Z^* indicano il bosone virtuale prodotto nel corso dell'interazione (Figura 1.12).

Risulta essere un importante meccanismo di produzione in quanto fornisce informazioni uniche riguardo all'accoppiamento VH , dove V indica uno qualsiasi dei bosoni vettori, W^\pm e Z^0 .

Questo è il canale preso in esame in questa tesi.

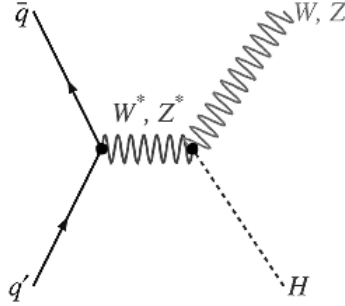


Figura 1.12: Vertice di produzione del bosone di Higgs per Higgs-strahlung

1.2.3 Descrizione del processo in analisi

Come accennato, il processo studiato in questa tesi è quello della produzione del bosone di Higgs associato al bosone vettore Z in collisioni protone-protone a LHC a $\sqrt{s} = 13$ TeV, con conseguente decadimento di H in $b\bar{b}$ e di Z in due leptoni (Figura 1.15).

La bassa sezione d'urto e il notevole fondo che lo caratterizzano rendono complicato lo studio di questo processo. Tuttavia, grazie all'aumento dell'energia di LHC a 6.5 TeV per fascio, che permetterà di ottenere impulsi trasversi più elevati, e alle nuove tecniche di ricostruzione di jet boosted, che consentono di migliorare la separazione tra segnale e fondo, ci sono concrete speranze di poter studiare questo processo nei prossimi anni a LHC.

L'interesse principale nello studio di questo canale riguarda la possibilità di approfondire la conoscenza riguardo all'accoppiamento di bosoni di Higgs e bosoni Z e di confrontare nel dettaglio il processo ZH con quello molto ben conosciuto ZZ in modo da abbattere le sistematiche sperimentali.

Abbiamo scelto di studiare la produzione ZH in un regime in cui entrambi i bosoni abbiano un elevato momento trasverso, in modo da collocarci in una regione cinematica in cui la separazione del segnale dal fondo sia più evidente: il rapporto tra segnale e fondo migliora al crescere di p_T , quindi un taglio su questa variabile permette di scartare parte del fondo.

Inoltre una topologia a elevati boost di Lorentz diminuisce la separazione angolare tra le particelle prodotte dal decadimento di una particella madre, come si nota nell'esempio riportato in Figura 1.13 relativo al decadimento di un quark top; nella ricostruzione successiva, i jet ricostruiti dai depositi di energia presenti nei calorimetri risultano parzialmente sovrapposti. Perciò vengono composti in un unico jet ad ampio raggio che li contenga entrambi e si risale alla massa della particella madre calcolando la massa invariante del singolo jet.

Le tecniche "resolved" adottate finora, che implicano l'identificazione di una coppia di jet associati con una certa separazione spaziale come caratterizzazione dell'evento, sono difficilmente applicabili in un contesto dominato da un grande fon-

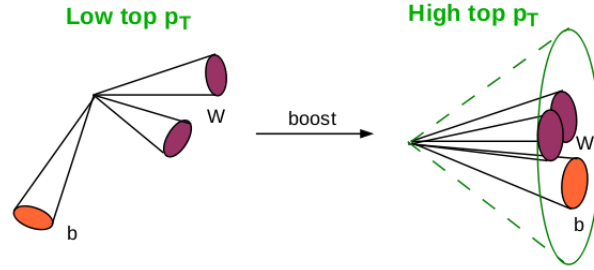


Figura 1.13: Esempio di ricostruzione di jet boosted

do adronico. Lo stato delle misure attuali di ATLAS [4] relative alla ricerca sul decadimento $b\bar{b}$ del bosone di Higgs tramite ricostruzione di jet resolved non permette ancora di osservare un eccesso significativo: le analisi più recenti sono state effettuate su campioni di dati raccolti a LHC durante il Run I a $\sqrt{s} = 7-8$ TeV e luminosità integrate del valore di 5.7 fb^{-1} e 13 fb^{-1} , in eventi contenenti uno, due o nessun leptone carico ($W \rightarrow l\nu, Z \rightarrow ll$ con $l = e, \mu, Z \rightarrow \nu\nu$).

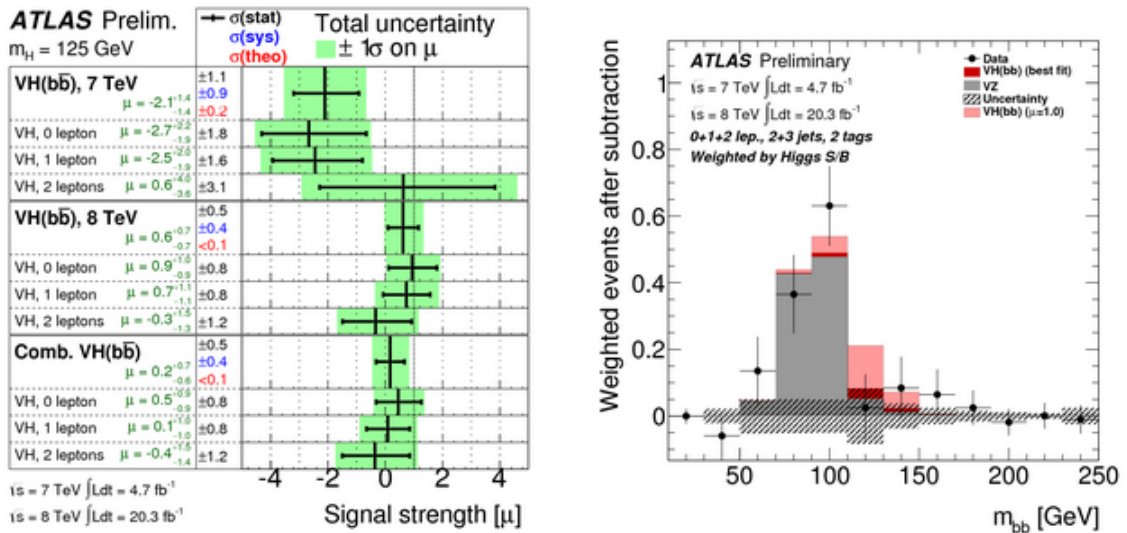


Figura 1.14: Risultati relativi allo stato attuale delle misure di ATLAS relativamente al decadimento $b\bar{b}$ del bosone di Higgs [4]

In Figura 1.14 è presentata sulla sinistra la misura del parametro μ (*signal strength*, proporzionale al numero di eventi osservati rispetto a quello atteso), relativamente a set di dati raccolti a 7 TeV e 8 TeV e a una combinazione dei due set prendendo in esame tre diversi canali di decadimento (considerati separatamente e combinati). Sulla destra invece si trova la distribuzione della massa invariante ottenuta da due

jet b-tagati, $m_{b\bar{b}}$, dove i contributi derivanti dai tre canali nei diversi periodi di presa dati sono sommati con pesi relativi ai rispettivi valori del rapporto tra il segnale H e il fondo.

Come abbiamo accennato nell'introduzione, le nuove tecniche "boosted", che caratterizzano l'evento tramite l'identificazione di un unico jet ad ampio raggio contenente b e \bar{b} , potrebbero portare ad un miglioramento di queste misure.

Un'ultima considerazione. Risulta vantaggioso studiare la produzione associata dei bosoni H e Z , nonostante la sezione d'urto del processo sia piccola (è inferiore di più di un ordine di grandezza a quella della fusione gluone-gluone), in quanto i decadimenti leptonici di Z possono essere sfruttati in modo efficiente per ridurre il grande fondo degli esperimenti. Infatti, considerato il branching ratio del canale di decadimento $H \rightarrow b\bar{b}$ (58%), non sarebbe fattibile studiare l'Higgs isolato in esperimenti di collisioni adroniche a causa dell'eccessivo fondo dovuto all'enorme produzione di quark e gluoni.

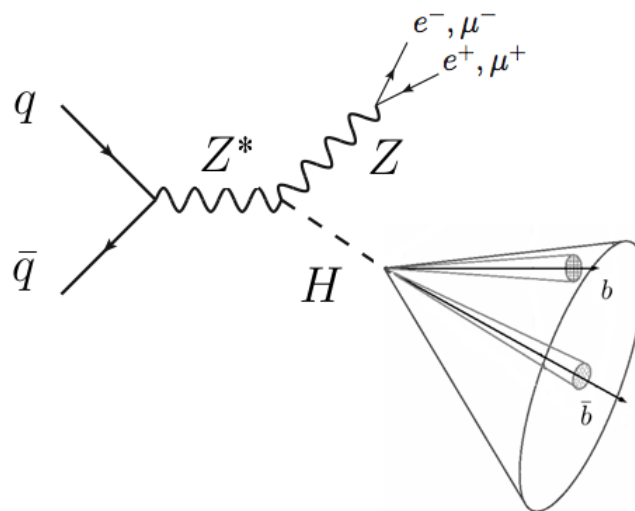


Figura 1.15: Diagramma di Feynman del processo di produzione ZH con decadimento di Z in due leptoni e di H in $b\bar{b}$ contenuti in un unico jet ad ampio raggio

I contributi più significativi al fondo per il processo sotto analisi derivano principalmente da produzione di:

- Z + jet
- ZZ o ZW
- Quark-antiquark

Noi ci siamo dedicati in particolare ad uno studio preliminare tramite simulazioni Monte Carlo del fondo Z +jet e ZZ/ZW , cercando di individuare alcune quantità che permettano, tramite opportuni tagli di selezione, di separare efficientemente il segnale dal fondo.

Capitolo 2

LHC e l'esperimento ATLAS

2.1 LHC: Large Hadron Collider

L'idea di costruire un acceleratore di particelle come LHC nasce nei primi anni '80 e il convegno organizzato a Losanna, in Svizzera, nel 1984 segna il punto di partenza ufficiale di tale progetto, che diviene una priorità per il CERN, l'Organizzazione Europea per le Ricerca Nucleare. Inaugurato il 21 ottobre 2008, LHC [7] è la più grande e più potente macchina acceleratrice al mondo.

"*Large*" si riferisce alle dimensioni della struttura, che consta di un anello di 27 km di magneti superconduttori collocato in un tunnel sotterraneo circa 100 m sotto Ginevra, al confine tra Francia e Svizzera; "*Hadron*" specifica che nella macchina vengono accelerati adroni, in particolare protoni; "*Collider*" indica che le particelle sono accelerate in due fasci che viaggiano in direzioni opposte e vengono fatti collidere a velocità prossime alla velocità della luce.

Il complesso di acceleratori al CERN, come si vede in Figura 2.1, è formato da una sequenza di macchine a energia crescente, tale che ognuna inietta il fascio nella successiva, la quale poi lo accelera fino a un determinato valore. In questa catena di acceleratori si trovano un acceleratore lineare (Linac2), che porta le particelle a un'energia di 50 MeV, e tre sincrotroni (PSB, PS, SPS), che preparano i protoni al passaggio nell'anello principale (LHC), portandoli rispettivamente ad un'energia di 1.4 GeV, 28 GeV e 450 GeV. Quando le particelle vengono immesse in LHC si muovono a $0.999997828c$ e aumentano la loro velocità fino a un'energia massima, che è stata 4 TeV per fascio nell'ultima presa dati e sarà pari a 6.5 TeV nella prossima. La densità di energia e la temperatura raggiunte nelle collisioni a LHC sono simili a quelle dei primi istanti di esistenza dell'Universo dopo il Big Bang e le condizioni di luminosità ed energia elevatissime rendono accessibili regioni cinematiche mai studiate precedentemente con ampia disponibilità di dati.

Lungo l'anello di accelerazione, i fasci vengono fatti collidere in quattro punti che corrispondono alla posizione dei quattro esperimenti:

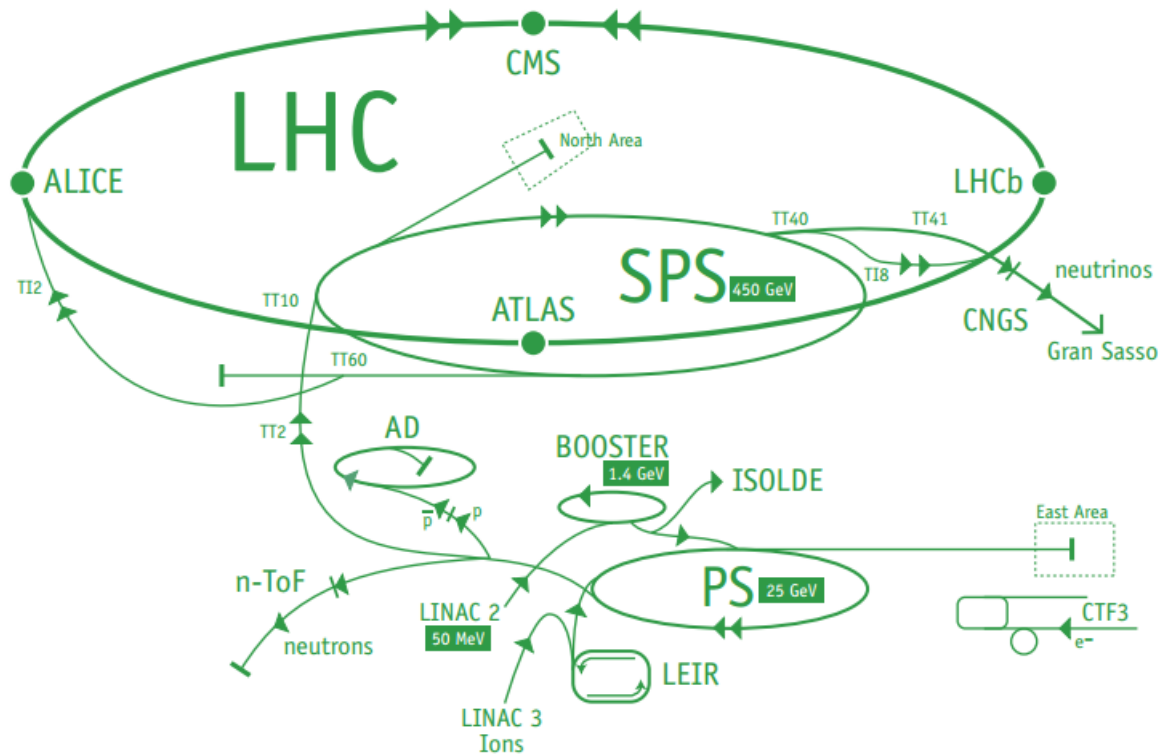


Figura 2.1: La catena degli acceleratori del CERN e la collocazione dei quattro principali esperimenti: ATLAS, CMS, ALICE, LHC_b

ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus) è un rivelatore che lavora ad elevata luminosità ed è concepito per indagare svariati ambiti, da quello della ricerca sul bosone di Higgs e sulle proprietà del Modello Standard (MS) a quello relativo alla ricerca di segnali di nuova fisica oltre al MS.

CMS (Compact Muon Spectrometer) è un rivelatore multifunzionale simile ad ATLAS e si propone gli stessi obiettivi di ricerca, ma presenta una struttura e soluzioni tecniche differenti.

ATLAS e CMS sono i due esperimenti che hanno scoperto nel 2012 il bosone di Higgs, coronando anni di intensa attività sperimentale.

ALICE (A Large Ion Collider Experiment) è un rivelatore realizzato per lo studio di collisioni tra ioni pesanti ed è volto allo studio delle interazioni forti nella materia in condizioni di temperatura e densità di energia molto elevate, alle quali si suppone che venga formato un nuovo stato della materia in cui quark e gluoni non sono più confinati negli adroni (plasma quark-gluone). L'interesse per lo studio di questo stato di plasma e delle sue proprietà è legato alla maggiore comprensione del fenomeno del confinamento all'interno della QCD.

LHCb si focalizza sullo studio della fisica del quark b e sulla asimmetria tra materia e antimateria presente all'interno del MS e rivelabile nelle interazioni tra particelle contenenti b , con l'obiettivo di comprendere più a fondo il problema della violazione della simmetria CP.

2.1.1 Le collisioni p-p a LHC

Nelle collisioni protone-protone a LHC due fasci di protoni sono fatti circolare in direzioni opposte in due tubi (*beam pipe*) mantenuti in condizioni di vuoto elevato (10^{10} Torr). Questi fasci non sono continui ma divisi in bunch, 2808 per ciascuno, ognuno contenente una quantità nominale di 10^{11} protoni, e vengono fatti collidere ogni 50 ns (nella prossima presa dati si incrementerà il numero di bunch a 3564 con una distanza temporale tra le collisioni di 25 ns); il tempo di separazione minimo è dettato dalla compatibilità con i limiti di acquisizione dati degli esperimenti. Lo scopo di questo meccanismo è assicurare un'elevata luminosità nei punti di collisione e massimizzare, quindi, il numero di collisioni. Un complesso sistema di 1232 dipoli magnetici superconduttori genera un campo magnetico di 8.4 T che mantiene i fasci su traiettorie circolari; inoltre 392 quadrupoli magnetici superconduttori focalizzano i fasci con un campo magnetico del valore di 6.8 T.

A LHC vengono prodotte milioni di collisioni al secondo e ad ogni collisione i rilevatori vedono migliaia di particelle, come si può notare in Figura 2.2.

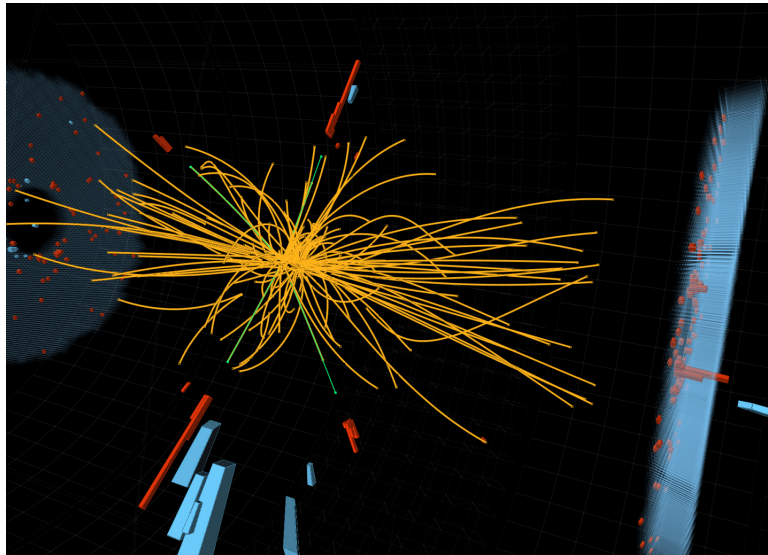


Figura 2.2: Esempio di collisione protone-protone a LHC

Date le elevate energie in gioco diventa rilevante la struttura elementare del protone, costituita non solo dai tre quark di valenza, ma da un mare di gluoni e quark (i partoni), e si può schematizzare il protone come un fascio di partoni, ciascuno dei

quali trasporta una frazione x dell'impulso totale del protone (Figura 2.3):

$$p_{partone} = x * P_{protone}.$$

Le funzioni di distribuzione partoniche (PDF) sono le distribuzioni rispetto a x dei partoni. Di conseguenza, le interazioni a cui siamo interessati non avvengono tra i due protoni ma tra due partoni che costituiscono il protone, così che solo la frazione dell'impulso totale dei protoni, trasportata dai due partoni che interagiscono, è disponibile nell'urto. L'energia effettiva disponibile nel centro di massa $\sqrt{\hat{s}}$ è legata all'energia del centro di massa nominale (\sqrt{s}) dalla relazione:

$$\sqrt{\hat{s}} = \sqrt{s x_a x_b},$$

con x_a e x_b che rappresentano le frazioni d'impulso del protone trasportate dai due partoni interagenti.

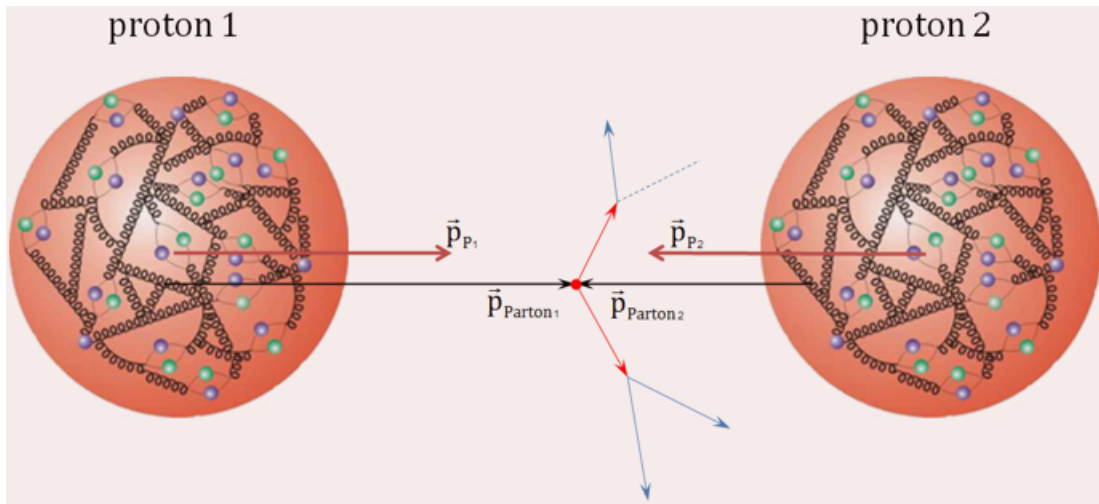


Figura 2.3: Rappresentazione schematica della struttura interna del protone e del mare di quark e gluoni

A seconda del valore del quadrato del quadrimomento trasferito, Q^2 , distinguiamo tra due tipologie di processi:

- **Hard scattering.** Sono processi d'interazione tra partoni ad elevato momento trasferito. Sono caratterizzati da una piccola sezione d'urto e da elevati momenti trasversi (p_T) e vengono trattati perturbativamente nell'ambito della QCD.
- **Soft scattering.** Sono i processi più frequenti ma meno interessanti, in cui il momento trasferito tra i partoni è piccolo: sono infatti caratterizzati da sezioni d'urto elevate e bassi p_T che mantengono la maggior parte delle particelle prodotte nello stato finale vicine all'asse del fascio; non possono essere trattati perturbativamente (QCD non perturbativa).

2.2 Il detector ATLAS

Una delle caratteristiche principali di ATLAS è la sua dimensione: presenta una struttura a simmetria cilindrica dal peso di 7000 tonnellate lunga 46 m, alta e larga 25 m, con asse di simmetria parallelo alla direzione del fascio. Considerata la diversità dei fenomeni che mira a studiare, è dotato di molti sottorivelatori.

Il detector è costituito da diversi tipi di strumenti, ognuno atto ad assolvere una specifica funzione, in modo da poter ricostruire anche gli stati finali più complessi di un determinato processo: infatti per la ricostruzione degli oggetti si sfrutta la combinazione di misure provenienti da diverse parti del detector. Spostandosi verso l'esterno lungo la coordinata radiale, si trovano, nell'ordine, il rivelatore interno (ID), i due calorimetri (quello elettromagnetico e quello adronico) e lo spettrometro a muoni. Presenta inoltre un complesso sistema di campi magnetici volto alle misure d'impulso delle particelle cariche e alla loro identificazione.

Esaminiamo più nel dettaglio le varie componenti di ATLAS.

2.2.1 Il rivelatore interno

Il rivelatore interno (ID, *Inner Detector*) è adibito al tracciamento delle centinaia di particelle cariche prodotte nelle collisioni protone-protone al centro del detector ed alla ricostruzione dei vertici di produzione; inoltre, dalla misura della curvatura delle traiettorie, consente la valutazione del momento, grazie al campo magnetico solenoidale del valore di 2 T in cui si trova immerso.

È collocato nella zona più interna di ATLAS molto vicino alla beam pipe; sono necessari rivelatori ad alta efficienza ed alta precisione vicino al punto di collisione per riuscire a distinguere le tracce di ogni singola particella tra le centinaia prodotte in ogni collisione.

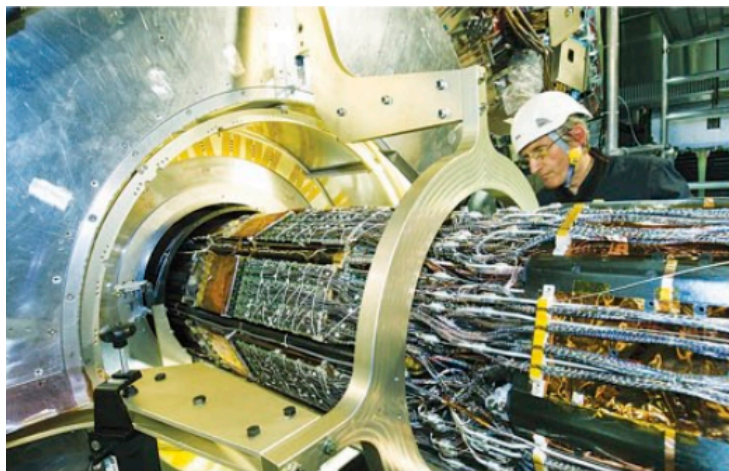


Figura 2.4: Il rivelatore interno di ATLAS

L'ID presenta tre componenti principali:

◦ **Rivelatore a pixel**

La struttura a pixel, costituita da 1744 moduli identici in silicio, mira a garantire un'alta risoluzione nella ricostruzione delle tracce e dei vertici di produzione e di decadimento. Questo rivelatore è formato da tre cilindri concentrici, situati a circa 5 cm, 9 cm e 12 cm dalla beam pipe, e da tre dischi su ciascun lato (end-cap, con raggio interno di circa 11 cm e raggio esterno di circa 30 cm); tali componenti, che contengono un totale di circa 80 milioni di pixel della dimensione minima di $50 \times 400 \mu\text{m}^2$, effettuano misure sulle coordinate spaziali delle tracce della precisione di $10 \mu\text{m}$ ($R-\phi$) e $115 \mu\text{m}$ (z o R , rispettivamente per la parte centrale e per le end-cap).

È sottoposto a dosi di radiazione elevatissime, dell'ordine dei 300 kGy, e a flussi di neutroni pari a $5 \times 10^{14} \text{cm}^{-2}$ in dieci anni di attività.

◦ **Tracciatore a semiconduttore (SCT, *SemiConductor Tracker*)**

Dopo il rivelatore a pixel, continua il tracciamento preciso ($20 \mu\text{m}$) delle particelle cariche grazie agli strati di sensori a microstrip al silicio che costituiscono il SCT; esso contribuisce alle misure del momento e del parametro d'impatto e alla determinazione della posizione dei vertici.

Il silicio copre un'area di 60m^2 ; il problema dell'elevata potenza dissipata, superiore a 30 kW, è rimosso da un sistema di raffreddamento ad evaporazione che mantiene il silicio a una temperatura di -7°C .

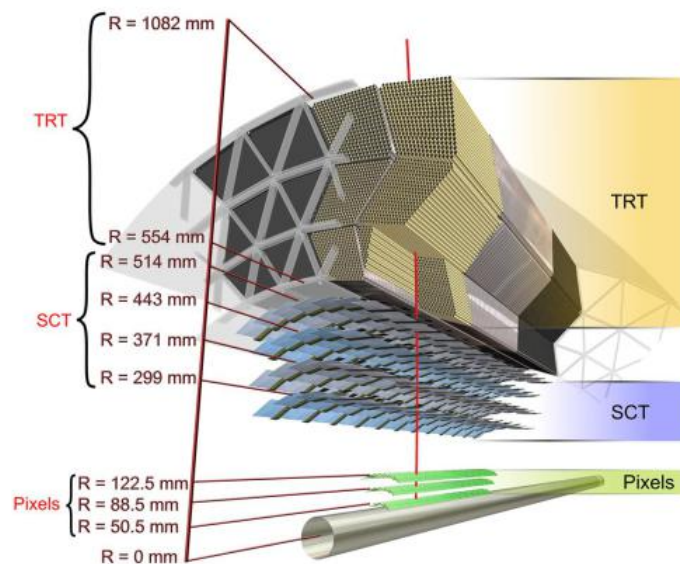


Figura 2.5: Rappresentazione schematica del rivelatore interno di ATLAS

◦ **Tracciatore a radiazione di transizione (TRT, *Transition Radiation Tracker*)**

Più lontano dal punto di collisione si trova il TRT, che non fornisce solo un'informazione digitale sul passaggio della particella come i rivelatori al silicio, ma permette anche di discriminare il tipo di particella, tra elettroni e adroni, grazie alla radiazione di transizione.

Il TRT è costituito da piccoli tubi pieni di gas mantenuti ad alto voltaggio tali che il passaggio di una particella carica ionizza il gas e produce un impulso elettrico. Inoltre tra i tubi è interposto un sottile radiatore in polipropilene che permette di generare la radiazione di transizione. Questa viene prodotta quando una particella carica attraversa il piano di separazione tra due materiali con costante dielettrica differente e dipende dal γ della particella; l'effetto è rilevante per γ elevati ($\gamma > 1000$), per cui di fatto la radiazione viene generata solo dagli elettroni e questo consente di identificarli.

2.2.2 Il sistema di magneti

Per deflettere le particelle cariche e misurarne il momento e la carica elettrica sfruttandone la curvatura si usano dei campi magnetici. ATLAS presenta due campi magnetici: uno solenoidale e uno toroidale.

Il primo è generato da un solenoide centrale (CS, *Central Solenoid*) che circonda il rivelatore interno e contiene 9 km di cavo superconduttore raffreddato da elio liquido, per una lunghezza totale di 5.3 m, un raggio di 2.5 m e un peso complessivo di 5 tonnellate. Questo campo vale 2 T ed è racchiuso nel criostato che contiene il calorimetro elettromagnetico: le linee del campo del solenoide infatti si chiudono prima del calorimetro, evitando così che quest'ultimo vi sia immerso.

Il secondo è generato da tre magneti toroidali (uno centrale e due montati alle sue estremità) e presenta una forma a ciambella che avvolge l'intera struttura del detector: questo secondo campo magnetico è dedicato interamente allo spettrometro a muoni.

Il toroide centrale (BT, *Barrel Toroid*) è composto da otto bobine superconduttrici ognuna contenuta in un criostato di forma rettangolare (25 x 5.5 m); queste sono collegate in serie elettricamente e criogenicamente e generano un campo di 1.5 T di struttura approssimativamente cilindrica (con l'asse del cilindro coincidente con l'asse dei fasci), che devia le particelle nella regione corrispondente a $|\eta| < 1$.

I due toroidi in avanti (ECT, *End-Cap Toroid*) generano un campo magnetico in grado di deflettere particelle emesse ad angoli minori rispetto alla direzione del fascio (regione $1.4 < |\eta| < 2.7$); questo campo vale 2 T ed è ancora ortogonale all'asse del fascio.

Nella regione $1 < |\eta| < 1.4$ si sfrutta l'azione combinata di BT e ECT.

Questo sistema di toroidi garantisce un campo magnetico con una copertura angolare quasi totale.

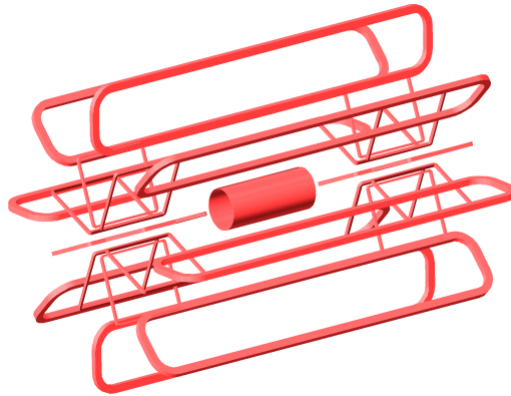


Figura 2.6: Rappresentazione schematica del sistema di magneti di ATLAS

2.2.3 I calorimetri

I tracciatori sono seguiti dai calorimetri, dispositivi che circondano il rivelatore interno e sono adibiti alla misura dell'energia trasportata dalle particelle. In base al tipo di particelle che rilevano, i calorimetri si distinguono in elettromagnetici e adronici; il principio di funzionamento è lo stesso. Le particelle incidono su un blocco di materiale e interagendo con il mezzo danno origine a uno sciame elettromagnetico o adronico: l'energia iniziale viene suddivisa tra le molte particelle dello sciame e viene depositata nel materiale. Una frazione dell'energia rilasciata nel materiale viene convertita in segnali elettrici e dalla loro misura si può risalire all'energia della particella incidente.

La risoluzione in energia che si ottiene con un calorimetro può essere stimata tramite la relazione:

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

dove a è detto termine di campionamento e dipende dalle fluttuazioni dell'energia depositata dallo sciame nel calorimetro, b è il termine di rumore, dovuto al rumore elettronico che caratterizza la generazione e l'estrazione del segnale, c è un termine costante legato alle disuniformità locali di costruzione. Si nota che ogni termine influisce in modo differente a seconda dell'energia: a energie elevate il contributo maggiore è quello del termine costante.

Esaminiamo il sistema dei calorimetri di ATLAS.

◦ Il calorimetro elettromagnetico

Il calorimetro elettromagnetico si occupa di individuare e misurare principalmente elettroni e fotoni in energia e direzione di propagazione; è suddiviso in due componenti: un calorimetro centrale (EMB, *ElectroMagnetic Barrel*), coassiale al fascio, e due perpendicolari all'asse del fascio (EMEC, *ElectroMagnetic End Caps*), che coprono le regioni in avanti. Tale struttura consente di coprire buona parte dell'intero

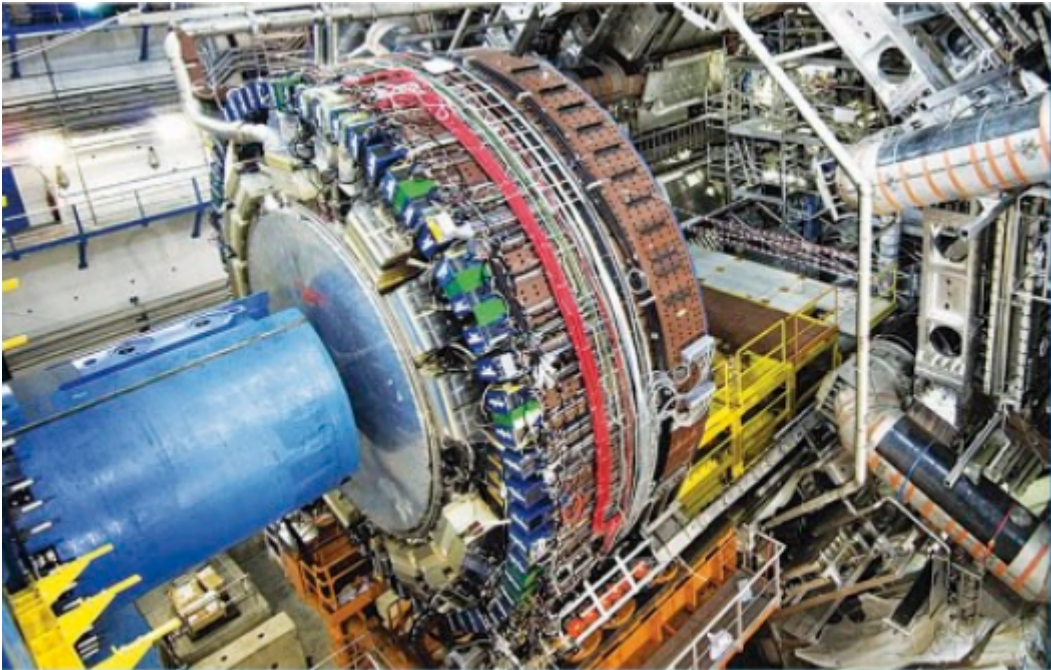


Figura 2.7: I calorimetri di ATLAS

angolo solido.

Si tratta di un calorimetro a campionamento; è strutturato a strati in alternanza di materiale passivo (corrispondente alla zona in cui lo sciame si sviluppa) e attivo. Il mezzo utilizzato nella parte attiva è l'argon liquido (per uno spessore di circa 4 mm), che, essendo resistente alla radiazione e stabile nel tempo, facilita la calibrazione dello strumento; la parte passiva è costituita invece da piombo rinforzato in acciaio (di spessore circa 2 mm). Risulta necessario utilizzare materiali con piccola lunghezza di radiazione per limitare le dimensioni dell'apparato; inoltre una buona misura dell'energia richiede che lo spessore di materiale attivo e passivo sia simile. Gli elettrodi che raccolgono le cariche elettriche prodotte dalla ionizzazione dell'argon sono segmentati in cellette anche in senso trasversale e sono disposti parallelamente alle particelle incidenti; la conformazione "a fisarmonica", nella quale strati di materiale assorbitore sono alternati a elettrodi di raccolta, assicura che ogni particella interagisca sia con lo strato di materiale attivo sia con lo strato di materiale passivo, così che nessuna resti inosservata. Di conseguenza, è possibile individuare con buona precisione il vertice di provenienza dei fotoni (che, essendo privi di carica, non lasciano tracce nel tracciatore centrale) e misurare gli sciame in ogni direzione.

◦ Il calorimetro adronico

Il calorimetro adronico si interessa alle particelle che interagiscono tramite l'interazione forte e che non vengono fermate da quello elettromagnetico: rivela i jet originati dagli sciame adronici e ne misura l'energia. Si compone di diversi sottorivelatori progettati con materiali differenti a seconda della collocazione: un calorimetro adronico

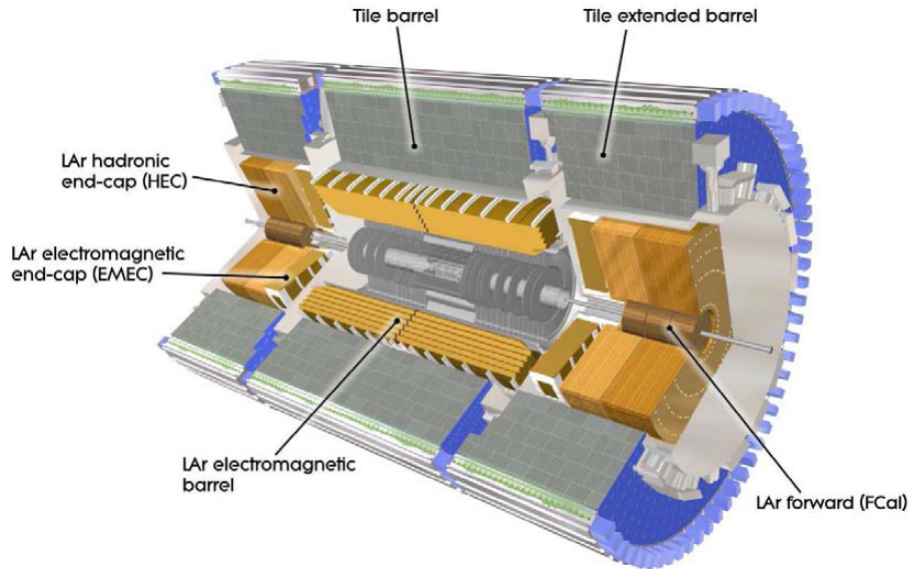


Figura 2.8: Rappresentazione schematica dei calorimetri di ATLAS

centrale (HTC, *Hadronic Tile Calorimeter*), un calorimetro a piccolo angolo (FCAL, *Forward Calorimeter*) e due calorimetri in avanti (HEC, *Hadronic End-Caps Calorimeter*) che sono contenuti nello stesso criostato del calorimetro elettromagnetico. Sono anche questi calorimetri a campionamento. Nella parte passiva al piombo viene sostituito il ferro o il tungsteno o il rame, affinché lo sciame si sviluppi in uno spazio il più possibile ristretto; per il mezzo attivo invece vengono usati tasselli di materiale scintillatore (l'energia rilasciata dalle particelle cariche è convertita in luce) nella zona centrale e di nuovo l'argon liquido nelle altre.

2.2.4 Lo spettrometro a muoni

Posto all'esterno di ATLAS, ha il compito di identificare e misurare momento e traiettoria dei muoni prodotti nelle interazioni; sono le uniche particelle che raggiungono lo spettrometro: infatti a causa della loro massa elevata non formano sciame elettromagnetici e perdono una minima parte dell'energia nell'attraversamento dei calorimetri.

Siccome sono elettricamente carichi, i muoni lasciano una traccia nel rivelatore centrale, ma spesso sono talmente energetici che le loro tracce sono praticamente dritte. Considerando anche la deflessione successiva dovuta al campo magnetico toroidale si ottiene una misura più precisa dell'impulso dei muoni, con una risoluzione del 3-12% per valori di energia nel range 10-1000 GeV.

Lo spettrometro a muoni è costituito da un cilindro cavo con raggio interno di 5 m e diametro esterno di 22 m ed è strutturato in *camere di trigger*, che hanno il compito di segnalare l'evento come interessante per la presenza di un muone e quindi

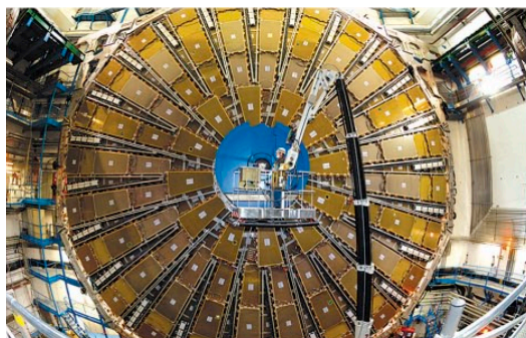


Figura 2.9: Lo spettrometro a muoni di ATLAS

degno di essere archiviato per la successiva analisi offline, e *camere di precisione*, per il tracciamento e per una misura più accurata dell'impulso dei muoni (da pochi GeV/c fino all'ordine del TeV/c).

Le camere di trigger sono composte da due diversi tipi di rivelatori a gas caratterizzati da una buona risoluzione temporale: gli RPC (*Resistive Plate Chambers*) nel barrel, dove la ionizzazione dovuta ai muoni è amplificata in un intenso campo elettrico, e le TGC (*Thin Gap Chambers*) nelle end-cap.

Le camere di precisione sono organizzate invece in tubi a deriva (MDT, *Monitored Drift Tube chambers*) nella zona centrale, caratterizzati da una buona risoluzione spaziale che risulta utile nella ricostruzione delle traiettorie dei muoni, e camere multifilo (CSC, *Cathode Strips Chambers*) usate, data la buona risoluzione sia spaziale che temporale, nella parte interna dell'end-cap, dove ci si aspetta un flusso elevato di tracce.

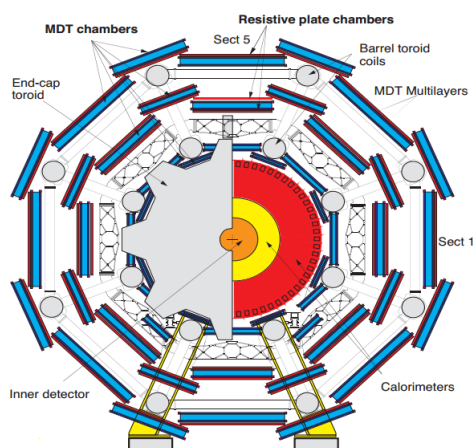


Figura 2.10: Rappresentazione schematica dello spettrometro a muoni di ATLAS

2.3 Il Sistema di Trigger e di Acquisizione Dati (TDAQ)

Dal momento che a LHC il numero di eventi al secondo in ogni collisione è altissimo, considerata la luminosità e la frequenza di interazione dei pacchetti del fascio, è necessario un efficiente sistema di selezione ed archiviazione dei dati interessanti rispetto al fondo.

ATLAS presenta un sistema di trigger suddiviso in tre livelli "in cascata", ognuno dei quali opera sul risultato del livello precedente richiedendo un criterio di selezione più stringente. Il TDAQ di ATLAS riduce il rate iniziale di collisione (~ 40 MHz) a 200-300 Hz per l'acquisizione permanente dei dati, con un fattore di reiezione di 10^5 .

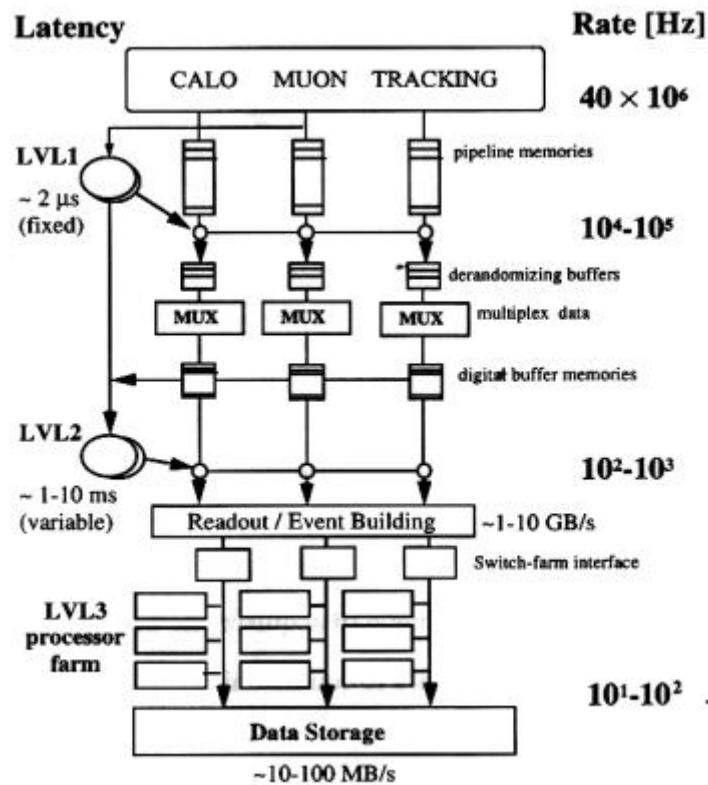


Figura 2.11: Il sistema di trigger di ATLAS

◦ Il trigger di primo livello (LVL1)

Il trigger LVL1 opera sui dati forniti dallo spettrometro a muoni e dai calorimetri, segnalando la presenza di elettroni, muoni, fotoni e jet ad elevato p_T ed elevati valori di energia trasversa mancante; è un trigger di tipo hardware. Le frequenze accettabili in uscita sono comprese tra 75 kHz e 100 kHz e il tempo di latenza (cioè il

tempo che intercorre tra l'arrivo dell'input al sistema e il momento in cui è disponibile l'output) è $2.5 \mu\text{s}$.

◦ **Il trigger di secondo livello (LVL2)**

Tra tutte le informazioni cinematiche di eventi candidati che riceve dal LVL1, il trigger LVL2 effettua l'analisi solo su quelle relative a una certa *regione d'interesse* (ROI). Algoritmi di tipo software vengono applicati ai dati per ridurre la frequenza di trigger da 100 kHz a 1 kHz, con un tempo di latenza di 10 ms.

◦ **Il filtro di eventi (EF, *Event Filter*)**

All'ultimo step, l'EF verifica ed eventualmente conferma la selezione operata da LVL2 e raffina ulteriormente i valori di taglio adottati per il rigetto di eventi candidati del segnale. Il rate viene abbassato di un ordine di grandezza (100 Hz) utilizzando algoritmi di tipo software più sofisticati. Solo a questo punto, l'evento che ha passato l'intera selezione viene inviato al sistema di archiviazione dei dati per la successiva analisi offline.

2.4 Misure di luminosità: LUCID

La misura della luminosità viene effettuata da appositi detector; questa quantità è legata al calcolo delle sezioni d'urto e, di conseguenza, l'errore relativo ad essa è una importante fonte di incertezza sistematica. Nell'esperimento ATLAS a LHC è installato un monitor di luminosità dedicato chiamato LUCID (*LUMinosity measurment using Cherenkov Integrating Detector*), di cui diamo una breve descrizione.

LUCID nella sua configurazione originaria era composto da due moduli simmetrici montati attorno alla linea del fascio e posti a 17 m dal punto di interazione (IP). Ogni modulo era formato da 20 tubi di alluminio direzionati verso l'IP e riempiti con un gas ad alto indice di rifrazione (C_4F_{10}) ad una pressione di 1.1-1.5 bar. Una particella carica passante per il tubo genera fotoni per effetto Cherenkov, che consiste nella produzione di luce al passaggio di una particella carica attraverso un mezzo ad una velocità superiore alla velocità che la luce avrebbe in tale mezzo. Questa luce Cherenkov viene raccolta da fotomoltiplicatori (PMT) collegati ai tubi direttamente o tramite fibre ottiche, che convertono il segnale di luce in un segnale elettrico.

LUCID consente di monitorare la luminosità per ciascuna collisione in quanto il segnale prodotto è proporzionale al numero di particelle cariche provenienti dal punto di interazione che è a sua volta proporzionale alla luminosità per ogni bunch crossing. La precisione sulla misura di luminosità ottenuta nel Run I è stata dell'ordine del 3 – 4%.

Questo design del detector non è in grado di soddisfare le prestazioni richieste per i prossimi Run di LHC che prevedono un aumento della luminosità e quindi, di conseguenza, una crescita del flusso di particelle.

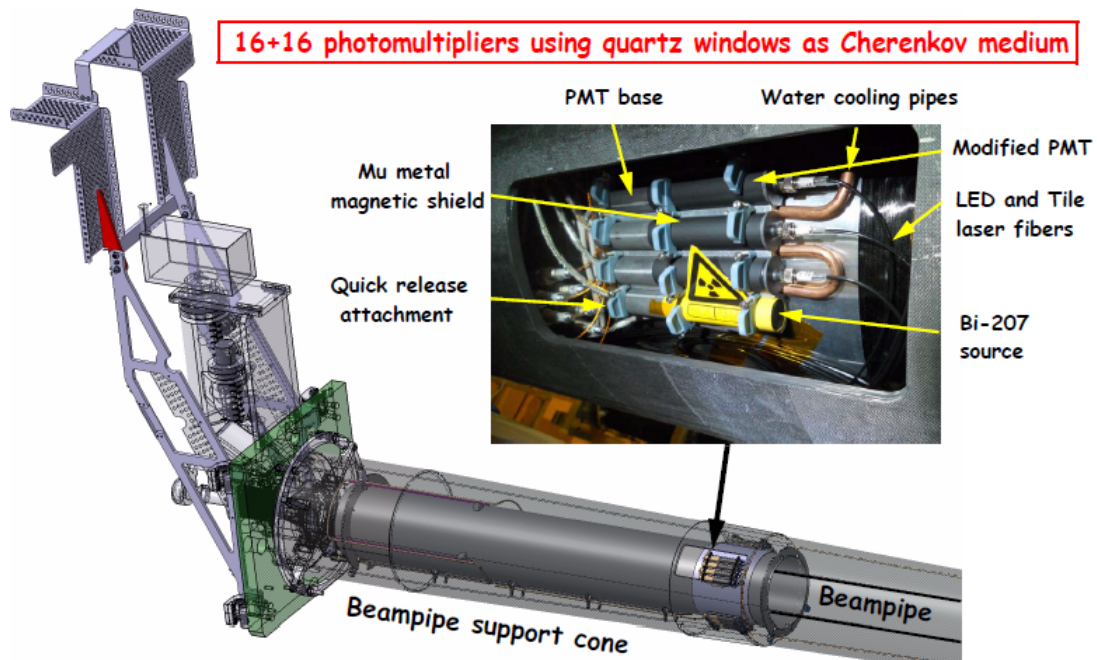


Figura 2.12: Uno dei due moduli del rivelatore di luminosità LUCID

I problemi principali che rendono necessaria una modifica nella configurazione del detector e del sistema elettronico sono due: la saturazione degli algoritmi di conteggio, basati sul numero di PMT che rilevano un segnale superiore alla soglia, e l'invecchiamento dei fotomoltiplicatori, dovuto alla maggior carica raccolta da ogni PMT.

Per far fronte alle nuove condizioni del Run II, LUCID è stato ridisegnato e ora è composto da 16 PMT per lato di cui solo 4 usati durante la presa dati, in modo da ridurre l'accettanza e avere PMT di scorta in caso di danni. L'effetto Cherenkov avviene solo nella finestra di quarzo dei PMT così da ridurre la carica raccolta e quindi l'invecchiamento degli stessi PMT.

Capitolo 3

Presentazione degli strumenti tecnici

Processi fisici ad alta energia come quelli che ci apprestiamo a studiare sono profondamente complessi. A livello delle interazioni tra le particelle elementari del MS, ogni tipologia di processo appare, in prima approssimazione, strutturato in modo semplice, ma negli esperimenti reali occorre considerare alcune correzioni di diverso tipo.

Innanzitutto ci sono le correzioni relative agli ordini superiori al primo che includono le combinazioni di tutti i possibili loop.

In secondo luogo bisogna tener conto dell'emissione per bremsstrahlung di altre particelle ($e \rightarrow e\gamma$ oppure $q \rightarrow qg$, per esempio), in particolare quella di quark e gluoni, che è molto prolifica a causa dell'elevata costante d'accoppiamento α_S e dell'esistenza di vertici tripli per i gluoni. Il fenomeno a catena per cui da un singolo partone iniziale si generano quark e gluoni addizionali è chiamato *parton shower*.

Da ultimo occorre considerare che i partoni sono dotati di colore e, per il fenomeno del confinamento tipico della QCD, non sono osservabili liberi; questo provoca il processo di *adronizzazione*, per il quale i partoni colorati si combinano in jet complessivamente privi di colore. Il colore è quindi saturato a valle del processo di adronizzazione.

Dal momento che tali processi fisici, data la loro natura quantistica, sono intrinsecamente stocastici, per studiarli vengono utilizzate le simulazioni Monte Carlo (MC). Considerata la grande complessità dei processi fisici ad elevati valori di energia, per realizzarne una simulazione realistica si suddivide il processo totale in un certo numero di componenti in modo che ciascuna possa essere trattata con ragionevole accuratezza.

Il complesso software utilizzato per la simulazione si articola in tre livelli distinti:

- La generazione degli eventi
- La produzione del parton shower e l'adronizzazione
- La simulazione della risposta del rivelatore

In questo lavoro di tesi nella fase di generazione degli eventi è stato utilizzato MadGraph5_aMC@NLO [8], implementato tramite l'interfaccia con un terzo programma (PYTHIA [9] o HERWIG [10]) che si occupa della fase di parton shower e adronizzazione.

Nella terza fase, relativa al comportamento del detector, interviene il programma Delphes [11].

Abbiamo analizzato campioni di dati ottenuti con simulazioni parametriche del rivelatore, volendo dare una prima valutazione della possibilità di studiare in modo efficiente il canale sotto analisi e individuare alcuni possibili tagli che potranno essere utilmente riprodotti in un'analisi sui dati reali raccolti a LHC nella prossima fase di presa dati a 13 TeV di energia nel centro di massa.

3.1 I generatori di eventi

Per generare campioni di eventi simulati si utilizzano vari generatori MC, che permettono di ottenere un elevato numero di eventi casuali dello stesso tipo di quelli che intendiamo studiare. Questi rispecchiano fedelmente il processo fisico reale preso in esame e ne descrivono verosimilmente anche le distribuzioni cinematiche; le fluttuazioni statistiche caratteristiche di un esperimento restano, ma aumentando la statistica è possibile ridurle al minimo.

Data la corrispondenza tra il campione simulato, costruito su numeri casuali, e il campione reale, lo studio dei dati prodotti dai generatori MC può avere molte applicazioni: consente di esemplificare la tipologia e la frequenza di eventi attesi in un esperimento, di progettare e migliorare i rivelatori o valutare correzioni per l'accettanza dei detector, di valutare separatamente distribuzioni di fondo e segnale per un dato processo in modo da individuare parametri e valori che consentano di ottimizzare i tagli.

L'utilizzo delle simulazioni MC nel nostro lavoro ha avuto questo ultimo scopo.

Ci siamo serviti dei generatori di eventi per produrre sia il campione del segnale sia quelli del fondo.

Diamo ora una breve descrizione dei programmi che abbiamo utilizzato e che sono largamente impiegati nella ricerca attuale inerente alla fisica delle particelle.

3.1.1 MadGraph5_aMC@NLO

MadGraph5_aMC@NLO è un complesso software che interfaccia le nuove versioni di MadGraph5 (che è un generatore di eventi tree-level) e aMC@NLO (che è in grado di riprodurre processi al Next-to-Leading-Order e di trattare emissioni hard), arrivando così a simulare processi sia al LO che al NLO e fornendo tutti gli elementi necessari per studiare la fenomenologia del Modello Standard.

In questa fase di generazione innanzitutto viene definito il modello fisico (ad esempio, SM oppure HEFT, che sta per *Higgs Effective Field Theory*) e viene impostato il processo desiderato. Specificando che si vuole un processo di QCD, vengono inclusi sia i contributi tree-level LO sia quelli NLO di emissioni reali o virtuali.

In secondo luogo, il programma realizza tutti i diagrammi di Feynman relativi all'evento di segnale al Next-to-Leading-Order (che è possibile visualizzare) e ne calcola gli elementi di matrice, così da avere a disposizione le ampiezze di tutti i processi possibili che possono portare allo stato finale richiesto.

A questo punto è possibile lanciare la simulazione, selezionando l'ordine perturbativo (LO e NLO). Successivamente vengono specificati tutti i parametri della simulazione nelle "cards", che sono di tre tipi:

- *Param_card*, nella quale vengono impostati i valori fisici dei parametri del modello;
- *Run_card*, nella quale si decide il numero di eventi, le energie dei fasci, il tipo di particella che collide, alcuni tagli che si vuole apportare già a livello di generazione, cosa è stabile e cosa decade, quali set di PDF usare;
- *Shower_card*, relativa al parton shower.

A questo livello è consentito forzare il decadimento di una particella in un determinato canale.

In fase di generazione abbiamo prodotto:

- Processi $pp \rightarrow Z^* \rightarrow ZH$ [QCD] al Next-to-Leading-Order per lo studio del segnale, con Z^* che indica l'emissione intermedia di un bosone vettore virtuale (Figura 3.1). L'energia dei fasci è stata fissata a 6.5 TeV ciascuno e abbiamo scelto di forzare il decadimento della Z in due leptoni (e^+e^- o $\mu^+\mu^-$ al 50%), senza fissare alcuna impostazione sull'Higgs, che quindi decade liberamente secondo i suoi rapporti di decadimento.
- Processi $pp \rightarrow l^+l^- + \text{jet}$ al Leading-Order per lo studio dei fondi $Z + \text{jet}$.
- Processi $pp \rightarrow l^+l^- + Z/W$ al Next-to-Leading-Order per lo studio dei fondi ZZ e ZW .

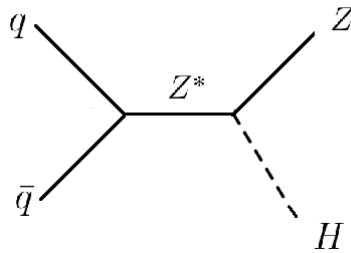


Figura 3.1: Diagramma di Feynman del processo di produzione ZH al Leading-Order generato con MadGraph5_aMC@NLO

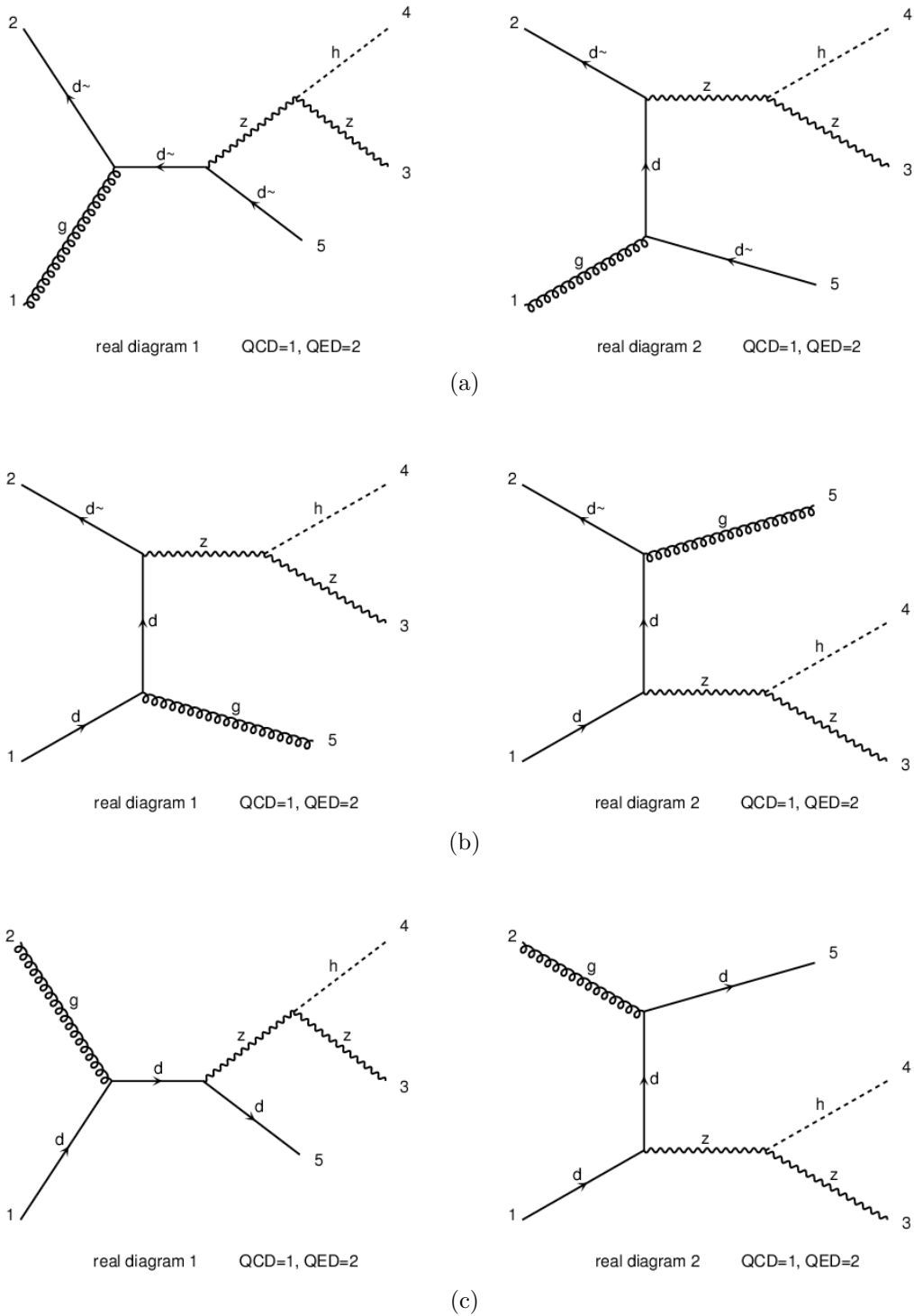


Figura 3.2: Esempi di processi al Next-to-Leading-Order generati con MadGraph5_aMC@NLO

3.1.2 PYTHIA e HERWIG

PYTHIA e HERWIG sono generatori MC multifunzionali al LO che generano processi di fisica ad alta energia e hanno lo scopo di fornire una rappresentazione il più accurata possibile delle proprietà di un certo evento in un largo range di interazioni; in particolare vengono ampiamente impiegati nella fase di parton shower e adronizzazione.

Di conseguenza, tali generatori di eventi contengono la simulazione di numerosi aspetti della fisica che caratterizza il tipo di processi che studiamo. Mettiamo in evidenza alcune delle principali fasi che vengono trattate:

- **Stato iniziale.** Due fasci di particelle, in cui queste sono caratterizzate da set di PDF che definiscono la sottostruttura partonica, viaggiano in due direzioni opposte; un partone che costituisce un adrone del fascio incidente, essendo dotato di colore, può emettere gluoni virtuali che possono a loro volta irradiare o creare coppie particella-antiparticella.

- **Hard scattering elementare.** Due particelle del fascio o le loro componenti interagiscono producendo uno o più oggetti in uscita; con la teoria perturbativa si può effettuare il calcolo esatto degli elementi di matrice e delle ampiezze all'ordine più basso.

- **Parton shower.** Le particelle prodotte nel processo di hard scattering vengono processate attraverso gli algoritmi di parton shower: i partoni emettono gluoni e creano coppie quark-antiquark, diminuendo la loro energia. La quantità di emissione dipende dal limite superiore sulla virtualità del partone iniziale: ogni partone è caratterizzato da una certa scala di virtualità Q^2 , che determina la durata del processo prima che la cascata di partoni si esaurisca.

- **Decadimenti degli oggetti pesanti.** Gli oggetti massivi prodotti possono decadere con scale temporali che possono essere più brevi o comparabili a quelle del parton shower; a seconda della loro natura e del modo in cui decadono, possono anche originare dei parton shower prima e/o dopo il decadimento.

- **Processo di adronizzazione.** Per costruire una simulazione realistica occorre combinare i partoni in adroni. Questo processo di adronizzazione, in cui i partoni colorati si legano in adroni privi di colore, ha luogo a piccole scale di Q^2 , alle quali la costante d'accoppiamento α_S è grande; in questo regime di confinamento la teoria perturbativa non è più applicabile.

PYTHIA si basa su una combinazione di modelli derivati dalla QCD e risultati analitici e include una selezione molto ricca di oltre 300 processi hard; è ottimizzato per processi $2 \rightarrow 1$ e $2 \rightarrow 2$ e contiene una varietà limitata di processi $2 \rightarrow 3$, ma non è provvisto di un generatore di elementi di matrice. Presenta inoltre diversi aspetti molto attuali e innovativi della fisica, volti anche allo studio di un eventuale fisica oltre il Modello Standard.

Programmi di questo tipo sono continuamente aggiornati. HERWIG contiene un vasto range di processi elementari (sia di QCD che elettrodeboli) e anche alcuni nuovi processi (relativi, ad esempio, alle più moderne teorie di supersimmetria); include

inoltre un più corretto trattamento delle correlazioni di spin e dei decadimenti dei quark pesanti e il *matching* degli elementi di matrice con il parton shower. Poichè extra jet possono avere origine sia dagli elementi di matrice sia dal parton shower, quando si sommano generazioni fatte con elementi di matrice a diversi ordini occorre un metodo di matching tra elementi di matrice e parton shower che consenta di rimuovere doppi conteggi.

3.2 La simulazione del rivelatore

Le informazioni ricavate dai campioni di dati ottenuti tramite simulazione MC sono in linea di principio disponibili senza alcuna incertezza, a differenza di quelle acquisite tramite le misure in un esperimento reale, note con un'incertezza associata alla risoluzione sperimentale. Pertanto è necessario simulare la risposta dei rivelatori, che ai collisori ad alta energia sono sistemi molto complessi. Un'analisi dei dati precisa richiede una simulazione realistica e completa del detector e del passaggio delle particelle primarie e secondarie attraverso i materiali del rivelatore, tenendo conto delle sue inefficienze, delle imperfezioni, dei dettagli geometrici e della risoluzione dei sottorivelatori.

In questo studio preliminare utilizziamo una simulazione parametrica e veloce del rivelatore effettuata dal programma Delphes, utilizzando il set di impostazioni relativo ad ATLAS.

3.2.1 Le variabili cinematiche

Negli esperimenti di fisica delle particelle per studiare processi di collisione si adotta un sistema di coordinate standard in cui l'origine è fissata nel punto di interazione, l'asse z corrisponde alla direzione del fascio e il piano $x-y$, detto *piano trasverso*, è perpendicolare alla beam pipe. La proiezione del momento sul piano trasverso,

$$p_T = \sqrt{p_X^2 + p_Y^2},$$

è Lorentz invariante per boost lungo l'asse z ed è conservata nel piano $x-y$: infatti la componente perpendicolare del momento risulta trascurabile rispetto a quella longitudinale, quindi si può assumere che il momento sia approssimativamente conservato nel piano trasverso.

La localizzazione di un punto è spesso descritta tramite le coordinate polari: l'angolo θ viene misurato rispetto all'asse del fascio e l'angolo azimutale ϕ sul piano perpendicolare all'asse z .

Considerata la struttura dell'evento, in cui la maggior parte dei prodotti hanno basso impulso trasverso e sono quindi localizzati vicino al fascio ma sono di scarso interesse, è utile cercare di separare le variabili trasverse da quelle longitudinali.

Si introduce una grandezza chiamata *rapidità* che sostituisce la variabile θ :

$$y = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E + p_Z}{E - p_Z}\right);$$

questa quantità è un invariante di Lorentz per boost lungo z e tende a zero per particelle con momento puramente trasverso e a $\pm\infty$ per particelle collineari all'asse z .

L'accettanza angolare solitamente è data in termini di *pseudorapidità*:

$$\eta = -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right).$$

Se $m \ll E$, la rapidità si approssima alla pseudorapidità, in quanto

$$\begin{aligned} y = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E + p_Z}{E - p_Z}\right) &\approx \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E + E \cos\theta}{E - E \cos\theta}\right) = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E(1 + \cos\theta)}{E(1 - \cos\theta)}\right) = \\ &= \frac{1}{2} \ln \frac{\cos^2 \frac{\theta}{2}}{\sin^2 \frac{\theta}{2}} = -\ln \tan\left(\frac{\theta}{2}\right) = \eta. \end{aligned}$$

Per studiare le particelle in termini di η , ϕ e z , viene definita la quantità ΔR , che fornisce una misura della distanza nel piano η - ϕ :

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

dove $\Delta\eta$ e $\Delta\phi$ rappresentano la distanza tra due oggetti in termini di pseudorapidità e di angolo azimutale.

3.2.2 Delphes

Delphes è stato sviluppato per la simulazione dei rivelatori a LHC, ma, essendo molto flessibile, può essere utilmente parametrizzato per altri casi.

La simulazione del rivelatore riproduce la geometria basilare di un generico detector, comprensiva di un sistema di tracciamento centrale, calorimetri (sia elettromagnetico che adronico) che lo circondano e uno spettrometro a muoni nella parte più esterna. Inoltre simula l'effetto dei campi magnetici sulle tracce delle particelle cariche e la risposta dei calorimetri ai depositi di energia, che dipende dalla loro risoluzione e segmentazione. In ATLAS le caratteristiche dei calorimetri non sono identiche in tutte le direzioni, in quanto presentano tipicamente una risoluzione e granularità più fine nelle zone centrali: per tenerne conto, occorre quindi calcolare precisamente le coordinate della particella entrante. Le celle sono l'unità di misura minima nella segmentazione dei calorimetri e suddividono interamente il piano (η e ϕ). Delphes

assume che i due calorimetri (ECAL, HCAL) abbiano la stessa segmentazione e che il detector sia simmetrico in ϕ ($\eta = 0$).

Ovviamente la riproduzione della geometria, che risulta uniforme e simmetrica attorno all'asse del fascio, è idealizzata; inoltre non sono tenute in considerazione interazioni secondarie, scattering multipli, bremsstrahlung e conversione di fotoni.

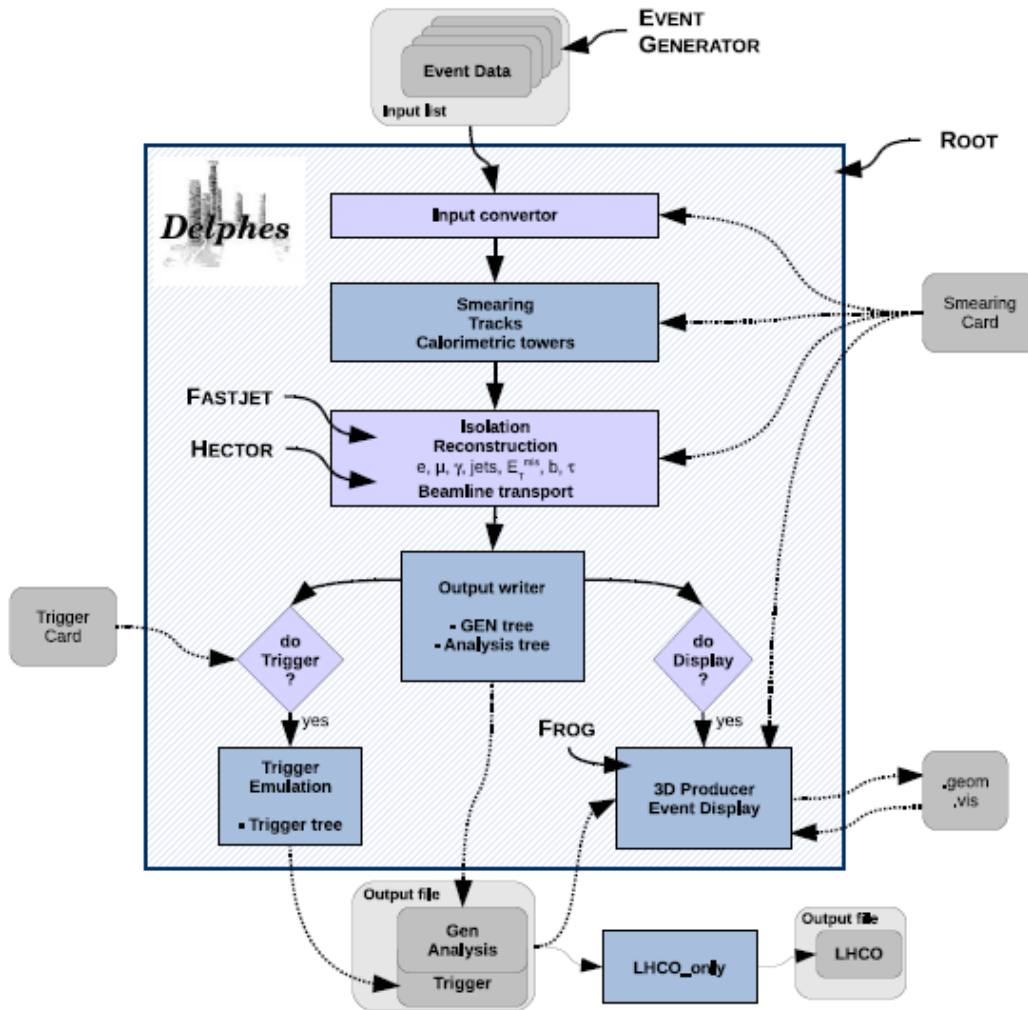


Figura 3.3: Rappresentazione schematica dei livelli a cui agisce Delphes

Delphes permette di stimare alcune variabili tra cui le sezioni d'urto e le efficienze dopo la selezione dell'evento; inoltre, utilizzando i dati raccolti dal sistema di tracciamento e dai calorimetri, è in grado di identificare elettroni, muoni e fotoni e di ricostruire i jet.

Identificazione di elettroni, muoni e fotoni. Gli elettroni e i fotoni sono considerati candidati per l'analisi se entrano nell'accettazione del sistema di tracciamento e presentano un p_T maggiore di una certa soglia (per ATLAS, 10 GeV/c).

I muoni invece sono identificati come tali se cadono nell'accettazione dello spettrometro a muoni con un $p_T > 10$ GeV/c.

In Delphes inoltre possono essere applicati dei criteri per individuare i leptoni carichi isolati: la richiesta di default che deve essere soddisfatta è che non ci siano altre particelle cariche all'interno di un cono $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} < 0.5$ con $p_T > 2$ GeV/c.

Ricostruzione di jet. Mentre elettroni, muoni e fotoni sono facilmente identificabili, altre quantità, come i jet, sono più difficili da valutare e si fa affidamento su algoritmi molto sofisticati.

Siccome i quark a causa del confinamento adronizzano emettendo particelle sotto forma di jet, un rivelatore non è in grado di ottenere informazioni dirette sulle quantità relative ad essi. I jet sono insiemi di particelle che emergono da un'interazione e che derivano dalla frammentazione e dall'adronizzazione di quark e gluoni. Misurando le proprietà dei jet (per esempio direzione, energia, impulso trasverso) è possibile ricostruire le quantità relative ai partoni originali che li hanno generati.

La ricostruzione dei jet si basa sulle informazioni registrate dai calorimetri, nei quali una cella risulta "accesa" se il deposito di energia su di essa è maggiore di una certa soglia. Le celle "accese" vengono raggruppate in cluster che vengono poi combinati in jet seguendo le regole di un certo algoritmo.

L'unico parametro che è stato impostato manualmente per la nostra analisi è l'algoritmo per la ricostruzione dei jet, per il quale è stato scelto *anti- k_t* [12] con raggio fissato a $R = 1$ e p_T minimo pari a 100 GeV/c, mentre la ricostruzione standard dei jet in ATLAS prevede $R = 0.4$. Tali valori sono stati scelti per la considerazione fatta all'inizio sul voler ricostruire i prodotti di decadimento del bosone H all'interno di un singolo jet ad ampio raggio (paragrafo 1.2.3).

Delphes rende disponibili in output nella forma di file Root numerose informazioni relative a questi osservabili e ad altri (le particelle generate, per esempio), quali i quadrimomenti e le grandezze ad essi correlate (E , p , p_T , η , ϕ); fornisce inoltre ulteriori variabili, come, per esempio, l'energia trasversa mancante. Questa mole di dati viene poi utilizzata in fase di analisi.

Noi abbiamo utilizzato fondamentalmente i rami del tree relativi alle particelle generate, agli elettroni, ai muoni e ai jet; a titolo di esempio seguono elencate in Tabella 3.1 le principali variabili di cui ci siamo serviti nell'analisi.

Il programma include infine la simulazione del trigger, che però non è stata utilizzata nel presente studio.

Particle	Electron	Muon	Jet
Particle.PT	Electron.PT	Muon.PT	Jet.PT
Particle.Phi	Electron.Phi	Muon.Phi	Jet.Phi
Particle.Eta	Electron.Eta	Muon.Eta	Jet.Eta
Particle.PID	Electron.Charge	Muon.Charge	
Particle.STATUS	Electron.EhadOverEem	Muon.EhadOverEem	

Tabella 3.1: Le principali variabili del tree di Delphes utilizzate in corso di analisi

3.3 La luminosità e la sezione d'urto

La luminosità istantanea L è definita come il numero di particelle che collidono per unità di area e di tempo e costituisce il fattore di proporzionalità tra la sezione d'urto σ e il tasso di eventi osservati nell'unità di tempo:

$$\frac{dN}{dt} = L\sigma.$$

Il numero di eventi totali quindi è proporzionale alla luminosità integrata:

$$N_{TOT} = \left(\int L dt \right) \sigma.$$

Tra questi, quelli che effettivamente vengono misurati sono determinati dall'efficienza (ϵ):

$$N_{MIS} = N_{TOT} \epsilon.$$

La sezione d'urto di una reazione permette di valutare quanto essa sia probabile; dipende dal tipo di processo e dall'energia nel centro di massa e ha le dimensioni di un'area.

3.3.1 I campioni generati

Riportiamo di seguito le caratteristiche dei campioni che abbiamo studiato con alcune notazioni relative alla produzione degli eventi, il numero totale di eventi di ogni campione e le sezioni d'urto dei processi (Tabella 3.2). Nel lavoro di analisi le luminosità di ciascun campione sono state rinormalizzate a 1 fb^{-1} .

Alcune precisazioni. La sezione d'urto nominale del processo di produzione ZH viene moltiplicata per il branching ratio del decadimento $Z \rightarrow l^+l^-$, in quanto è necessario tenere conto del fatto che nella generazione MC il decadimento di Z è

	ZH	ZZ/ZW	$l^+l^- + \text{jet}$
Numero di eventi	10000	50000	1364187
Sezione d'urto (σ)	$\sigma = 0.75 * 0.067 \text{ pb}$	$\sigma = 5.2 \text{ pb}$	$\sigma = 1582 \text{ pb}$
Ordine perturbativo	NLO	NLO	LO
Parton Shower	HERWIG	HERWIG	PYTHIA
Note di produzione	$Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-$ al 50%	$m_{ll} > 30 \text{ GeV}/c^2$	$m_{ll} > 50 \text{ GeV}/c^2$

Tabella 3.2: Note di produzione degli eventi

stato forzato in due leptoni.

Per quanto riguarda il campione del fondo $l^+l^- + \text{jet}$, invece, il valore fornito per il numero di eventi non è quello nominale impostato in fase di generazione ma quello registrato nell'output di aMC@NLO, che risulta inferiore a causa della rimozione degli eventi dovuta al matching tra elementi di matrice e parton shower.

Capitolo 4

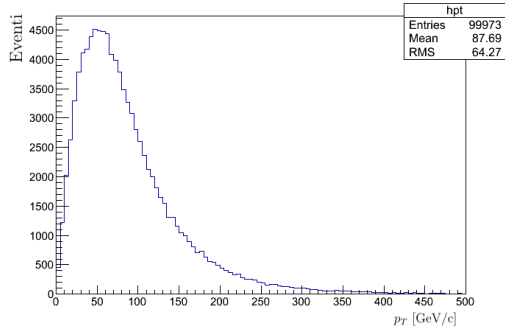
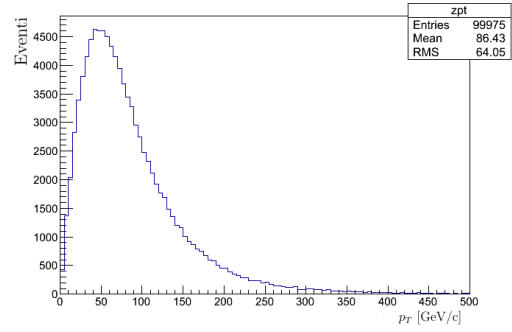
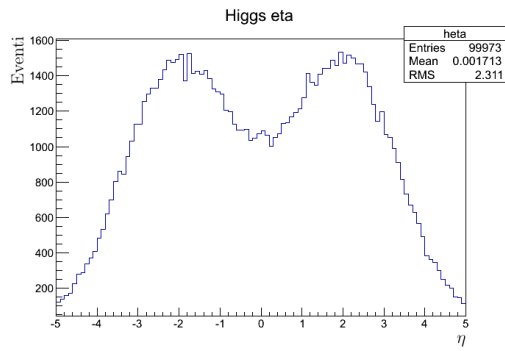
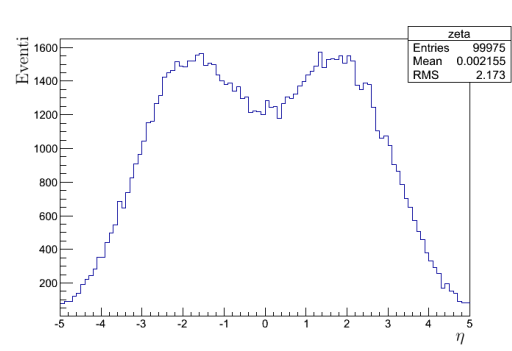
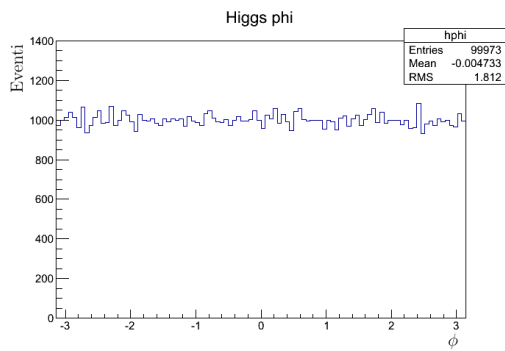
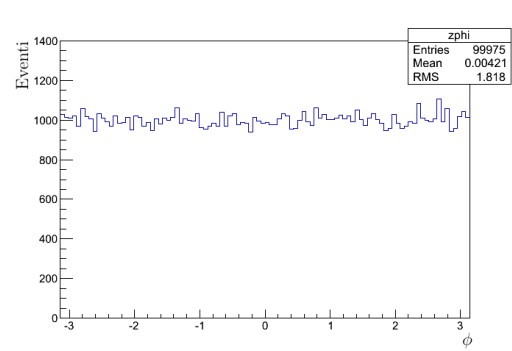
L'analisi e i risultati

In questo capitolo vengono delineate le diverse fasi che hanno caratterizzato l'analisi. In una prima parte sono presentati i risultati relativi al livello partonico dei processi e alle distribuzioni cinematiche prima dell'applicazione dei tagli, per mettere in evidenza le caratteristiche degli eventi generati e definire la regione cinematica in cui il processo verrà studiato. Successivamente vengono esaminati i dettagli della selezione degli eventi con una descrizione delle scelte fatte e, infine, vengono presentati i risultati principali costituiti dalle distribuzioni delle masse invarianti del jet a più alto impulso trasverso realizzati per i diversi campioni di eventi di segnale e di fondo dopo l'applicazione dei tagli di selezione.

4.1 Le caratteristiche cinematiche degli eventi

In primo luogo nell'analisi ci siamo dedicati allo studio della topologia degli eventi, esaminando le distribuzioni delle variabili cinematiche a livello partonico, sia per il campione di dati del segnale sia per quello del fondo più problematico $l^+l^- + \text{jet}$. Ci si aspetta infatti che il fondo ZZ/ZW produca un picco nella regione di massa dei bosoni Z e W ben distinto da quello dell'Higgs. Il primo passo è stato identificare nel campione del segnale i bosoni H e Z tra le particelle generate e studiarne la cinematica e la distanza in termini di angolo azimutale e di pseudorapidità.

In Figura 4.1 sono mostrate le distribuzioni di alcune variabili cinematiche separatamente per H e Z . Le distribuzioni in p_T sono simili a causa della conservazione dell'impulso, con un massimo attorno ai 90 GeV/c e una coda di eventi che supera i 200 GeV/c. Le distribuzioni in η presentano un accumulo a $\sim \pm 2$ come conseguenza dello sbilanciamento in impulso tra il quark e l'anti-quark dello stato iniziale, mentre la distribuzione piatta in ϕ mostra che non ci sono direzioni privilegiate nel piano trasverso. In Figura 4.2 sono mostrate, inoltre, le distanze e le correlazioni tra i bosoni H e Z . Questi risultano spazialmente separati in ϕ di circa π : ciò significa che si allontanano lungo direzioni opposte nel piano trasverso per la conservazione del p_T .

(a) p_T del bosone H (b) p_T del bosone Z (c) η del bosone H (d) η del bosone Z (e) ϕ del bosone H (f) ϕ del bosone Z Figura 4.1: Distribuzioni in p_T, η, ϕ dei bosoni H e Z

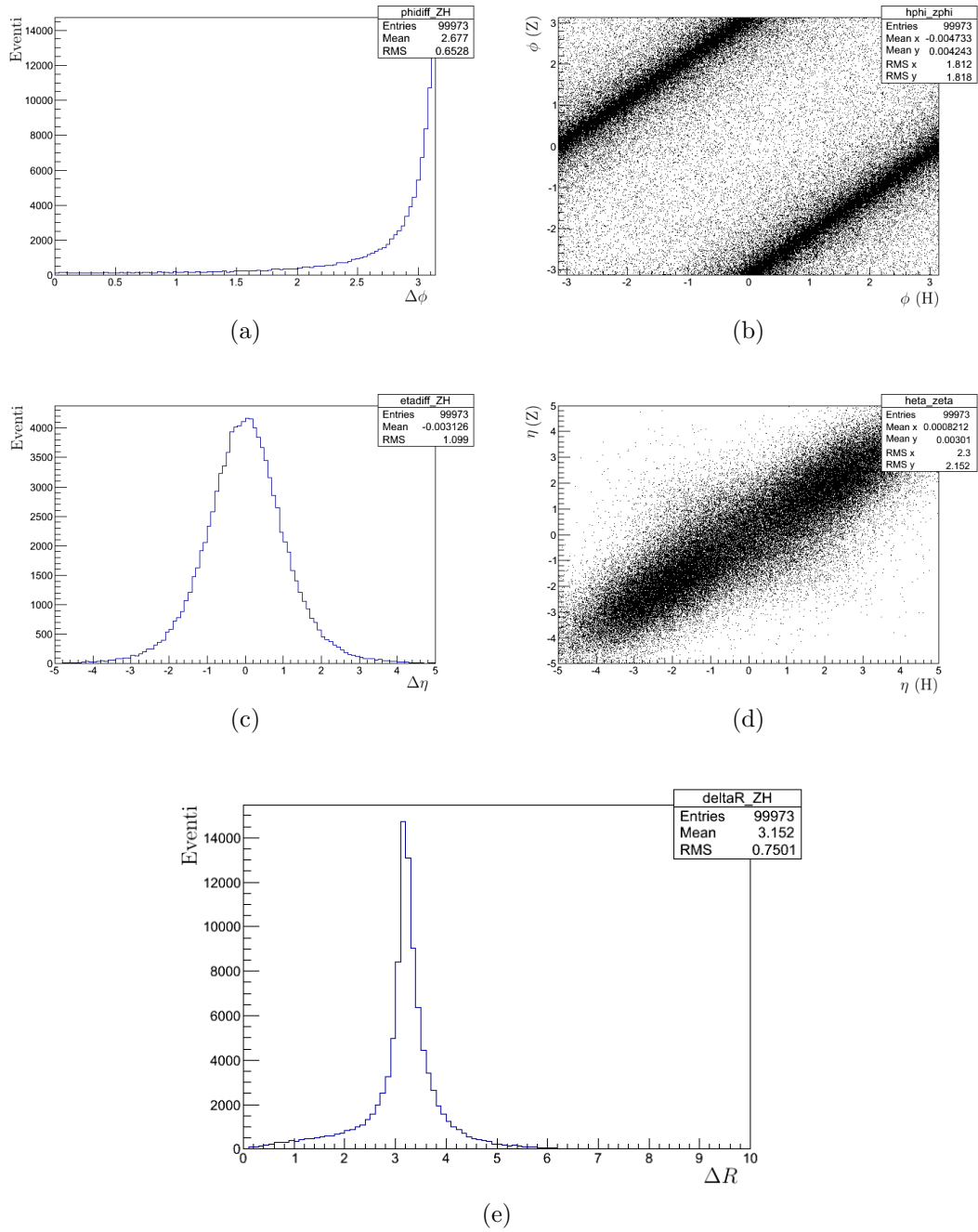


Figura 4.2: $\Delta\phi$ (a) e $\Delta\eta$ (c), con relativi scatter plot nelle due variabili (b, d), e ΔR (e) tra i bosoni H e Z

Inoltre è stato valutato l'angolo di apertura tra i due quark bottom provenienti dal decadimento $H \rightarrow b\bar{b}$ in funzione dell'impulso trasverso del bosone H (Fig. 4.3) e la distribuzione di ΔR per p_T dell'Higgs superiori a 150 GeV/c (Fig. 4.4).

L'obiettivo è stabilire il valore più adeguato del parametro R da usare per la ricostruzione del jet affinché risultino con elevata probabilità compresi in esso i prodotti di parton shower e di adronizzazione sia del b che del \bar{b} .

In Figura 4.3 si può notare che la separazione spaziale ΔR tra i due quark è inversamente proporzionale al p_T dell'Higgs: infatti a bassi p_T si allontanano in una configurazione back-to-back e presentano un elevato ΔR , mentre al crescere dell'impulso trasverso del bosone di Higgs la distanza angolare tra i due diminuisce. Le nuove tecniche sviluppate per una topologia a elevati boost di Lorentz sfruttano esattamente questo principio cinematico. Ad esempio, un valore di ΔR tra b e \bar{b} pari a 1 è sensibile a un H con p_T superiore a 200 GeV/c, come sottolinea la distribuzione di Fig. 4.3.

Nella presente analisi il raggio per la ricostruzione è stato fissato a $R=1$, in modo che essa sia efficiente per bosoni di Higgs con p_T attorno ai 150 GeV/c e assicuri un buon contenimento dei prodotti di decadimento.

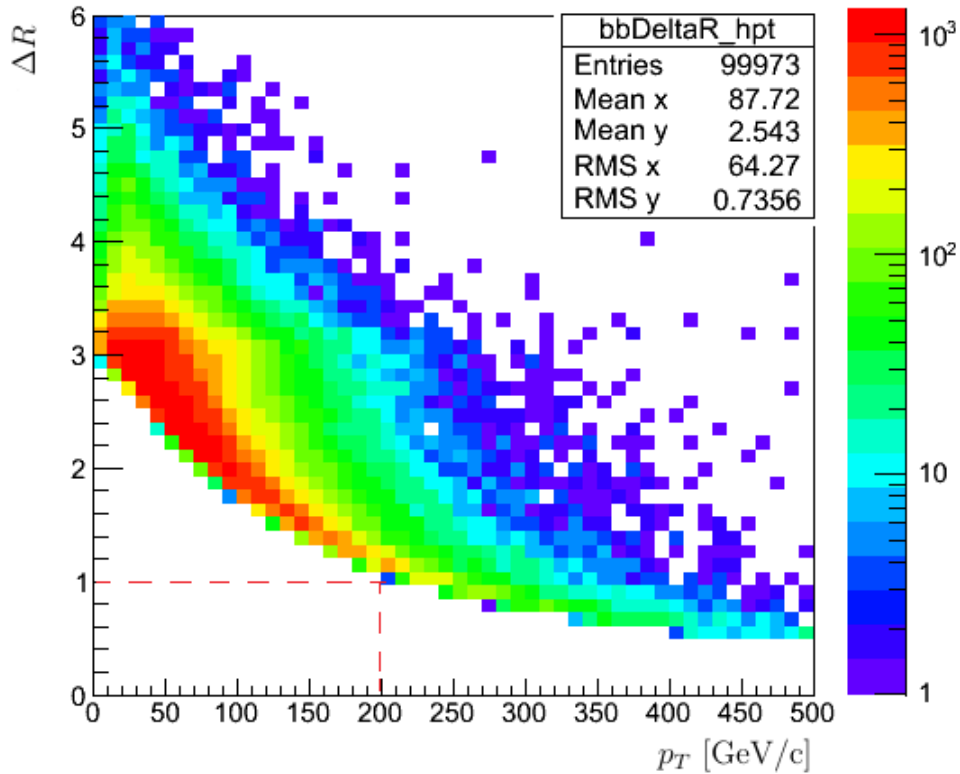


Figura 4.3: Scatter plot della separazione angolare tra b e \bar{b} in funzione del p_T dell'Higgs

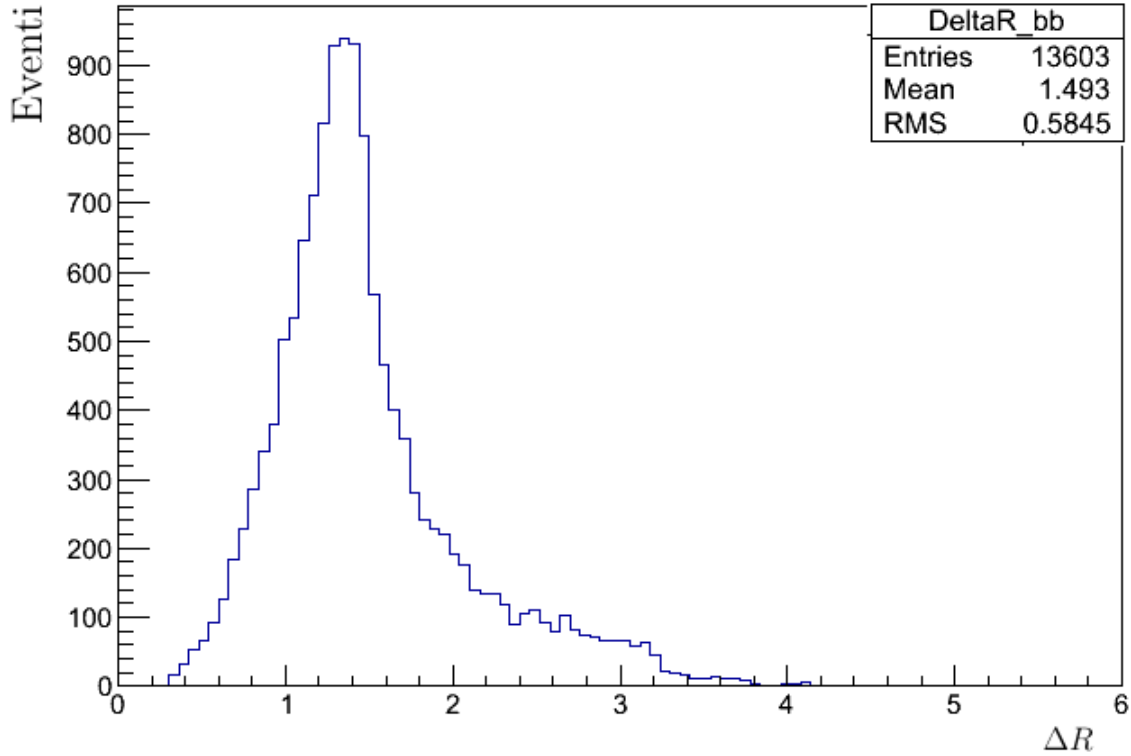


Figura 4.4: Andamento di ΔR per $p_T(H) > 150$ GeV/c

Successivamente ci siamo interessati alla cinematica dei gluoni e dei quark col maggiore p_T per il campione del fondo $l^+l^- + \text{jet}$ ed è stata confrontata la distribuzione dell'impulso trasverso del partone a p_T più elevato con quella del bosone di Higgs, ipotizzando che la produzione di H corrisponda al quark o gluone con impulso trasverso maggiore (Figura 4.5). L'integrale delle due distribuzioni è stato normalizzato a 1 nel range 0-500 GeV/c: si può notare che la distribuzione dei partoni cala in modo esponenziale quasi di tre ordini di grandezza entro i 200-250 GeV/c circa, mentre quella del segnale presenta un calo più lento.

Infine, prima di definire i tagli finali, è stata verificata l'associazione tra il bosone di Higgs e il jet a più alto p_T prodotto nell'evento. I risultati mostrati in Figura 4.6 mettono in evidenza chiare correlazioni tra le variabili dell'Higgs e quelle del jet. L'aumento di pendenza che si nota nel plot della differenza angolare $\Delta\phi$ è dovuto a un certo numero di eventi in cui il jet associato al candidato H è identificato con la coppia di leptoni e^+e^- . Per dimostrarlo ci siamo serviti della quantità fornita da Delphes che restituisce il rapporto tra l'energia adronica e l'energia elettromagnetica depositate nei calorimetri: il valore restituito assume valori molto vicini allo zero nell'intorno di $\pm\pi$, confermando che questi jet sono dominati da depositi di energia nella parte elettromagnetica dei calorimetri. Questi eventi possono essere facilmente esclusi nell'analisi imponendo una richiesta sulla distanza angolare fra Z ricostruito e il jet associato al candidato H .

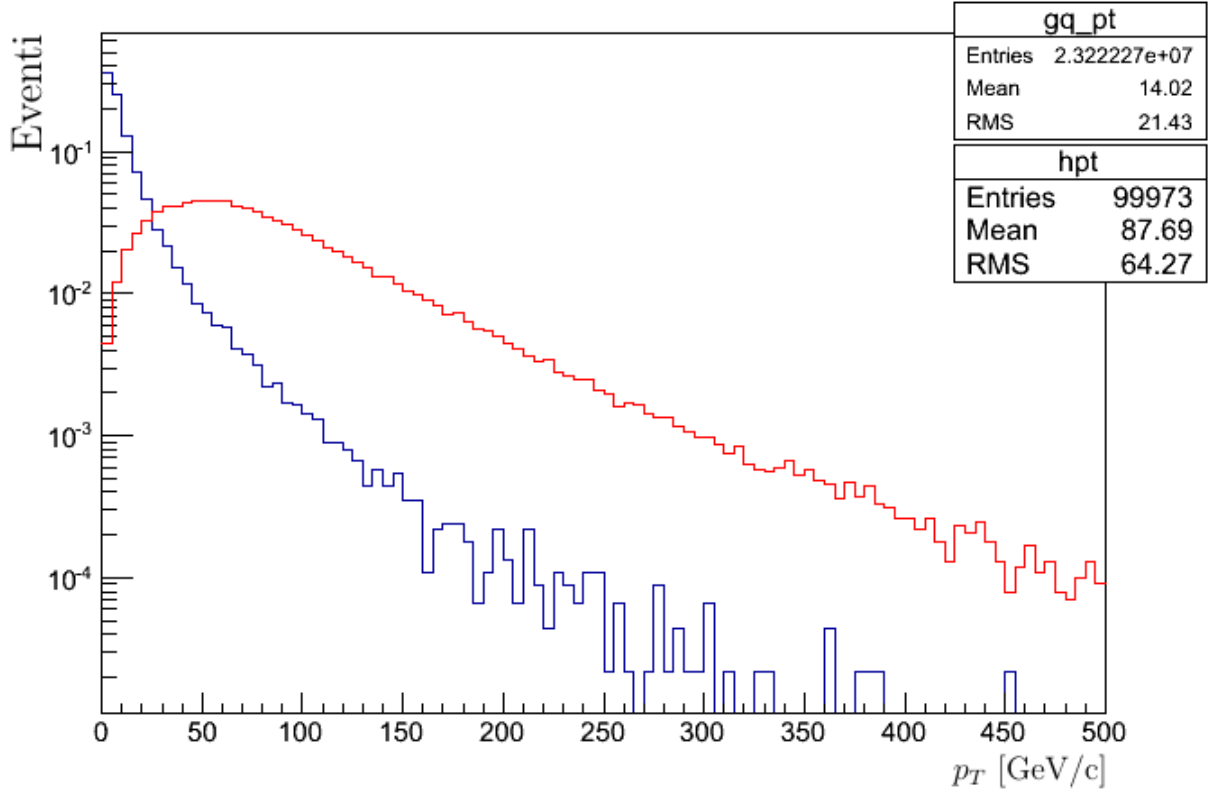


Figura 4.5: Distribuzione in scala logaritmica dell'impulso trasverso dei partoni a p_T più elevato nel campione del fondo $l^+l^- + \text{jet}$ (blu) e del bosone H nel campione del segnale (rosso), con integrali normalizzati a 1 nel range 0-500 GeV/c

4.2 La selezione degli eventi

Nel seguito viene illustrata la selezione degli eventi effettuata utilizzando le quantità fornite da Delphes a seguito della simulazione parametrica del rivelatore e della successiva ricostruzione dell'evento.

In primo luogo sono richiesti due leptoni di carica opposta (e^+e^- oppure $\mu^+\mu^-$) con una massa invariante distribuita attorno al valore della massa del bosone Z ($m_Z \simeq 91 \text{ GeV}/c^2$). Questo perché, come è stato giustificato nella descrizione del processo in analisi (paragrafo 1.2.3), ci interessa studiare solo gli eventi caratterizzati da un decadimento leptonic per il bosone Z , la cui segnatura permette di separarli dal fondo adronico presente a LHC.

In secondo luogo, tra i jet ricostruiti utilizzando l'algoritmo *anti*- k_T con parametro $R=1$ viene ricercato il jet con impulso trasverso maggiore all'interno dell'evento, ipotizzando che sia il candidato migliore ad essere un prodotto di decadimento del bosone di Higgs. Una minima separazione $\Delta\phi > 20^\circ$ dalla coppia di leptoni, stabilita sulla base delle considerazioni relative alla topologia del processo, permette di

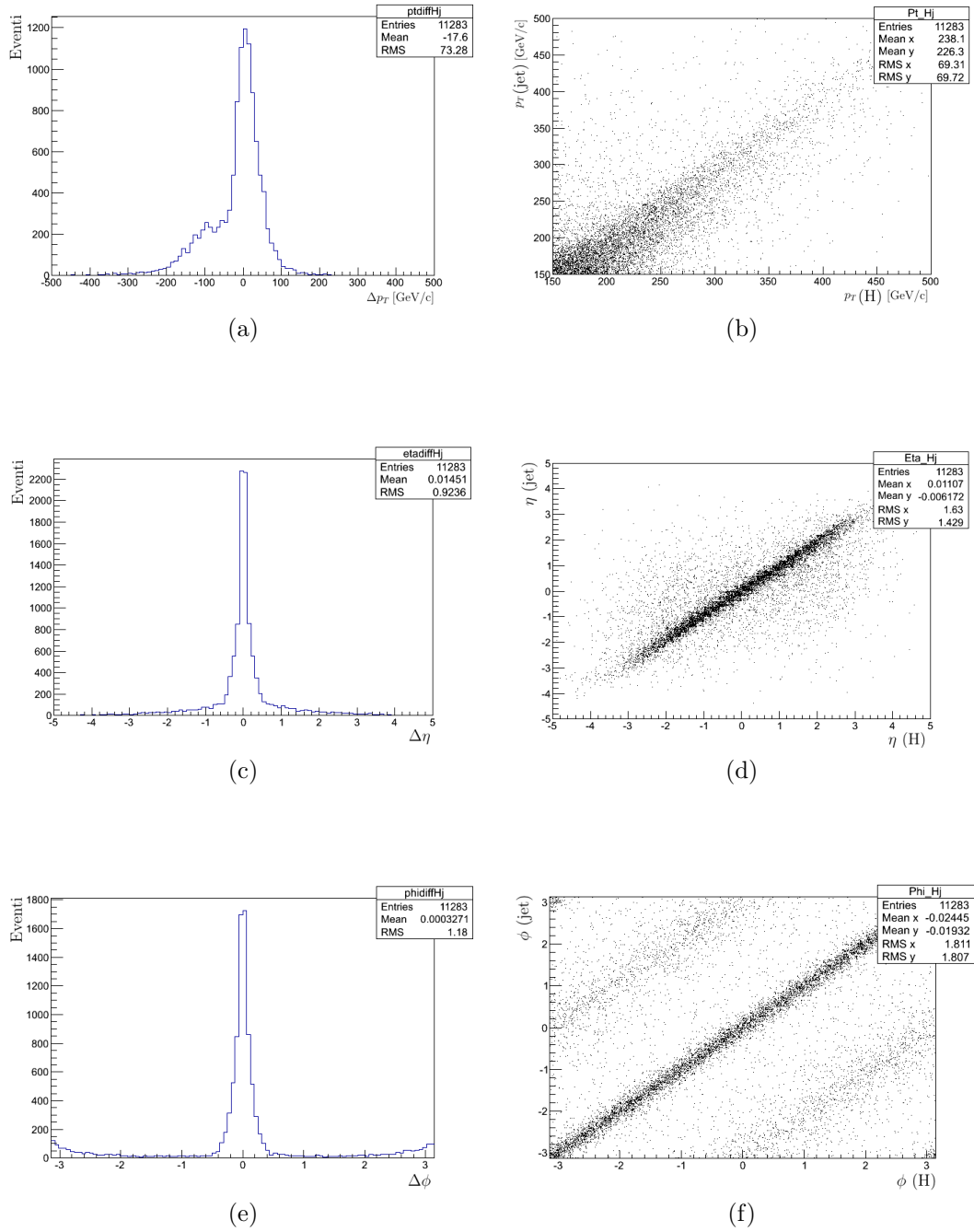


Figura 4.6: Δp_T (a), $\Delta\eta$ (c) e $\Delta\phi$ (e) tra il bosone di Higgs e il jet a p_T più elevato prodotto nell'evento e scatter plot delle relative variabili (b, d, f), con $p_T > 150$ GeV/c

scartare i jet che contengono due leptoni e^+e^- provenienti dal decadimento della Z . Inoltre i jet sono richiesti con un p_T superiore a 150 GeV/c.

I grafici in Figura 4.7 e 4.8 mostrano a che livello questi tagli incidono sulla distribuzione di massa delle coppie di leptoni l^+l^- e sulla distribuzione in p_T del jet per i campioni di segnale e di fondo $l^+l^- + \text{jet}$. Da notare che, mentre il taglio sulla massa ricavata dai due leptoni scarta pochi eventi, il taglio sul p_T del jet ha un effetto rilevante, in quanto consente una reiezione del fondo del 92%, mantenendo un'efficienza sul segnale del 13%.

Inoltre si aggiunge la richiesta di *b-tagging*, cioè dell'identificazione di un jet generato da un quark bottom. Sperimentalmente il b-tagging viene effettuato tramite metodi di analisi multivariata, basati principalmente sulla ricerca di vertici secondari, e dipende da diversi parametri (per esempio dalla regione cinematica in cui ci si colloca per studiare il processo o dai valori di p_T). La sua efficienza è fonte di un'incertezza sistematica che si ripercuote sul risultato finale.

Nelle simulazioni MC il b-tagging si ottiene attraverso l'associazione al jet di adroni contenenti quark b , con un'efficienza quindi del 100%. L'efficienza del b-tagging viene quindi parametrizzata da Delphes, in modo che questa coincida con quella sperimentale.

Riassumendo, i tagli applicati per selezionare gli eventi d'interesse, che riducono di molto la statistica iniziale, sono:

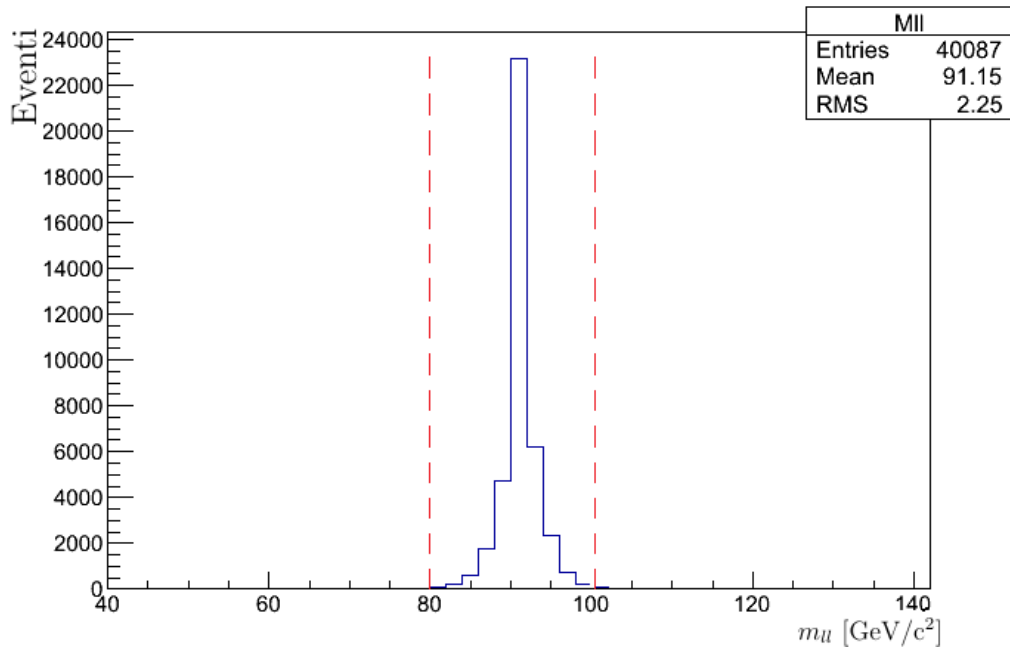
- $80 \text{ GeV}/c^2 < m_{(ll)} < 100 \text{ GeV}/c^2$
- $\Delta\phi_{Z-\text{jet}} > 20^\circ$
- $p_{T(\text{jet})} > 150 \text{ GeV}/c$
- b-tagging sul jet

Ricordiamo inoltre che ci sono alcuni parametri impostati a priori nella simulazione di Delphes: il parametro dell'algoritmo di ricostruzione dei jet relativo al p_T minimo dei jet che vengono ricostruiti ($p_T > 100 \text{ GeV}/c$) e il valore di soglia sul momento trasverso di ciascun leptone ($p_T > 20 \text{ GeV}/c$), che permette di scartare quegli oggetti che, considerato il basso p_T , non potrebbero essere riconosciuti in modo efficiente nel rivelatore.

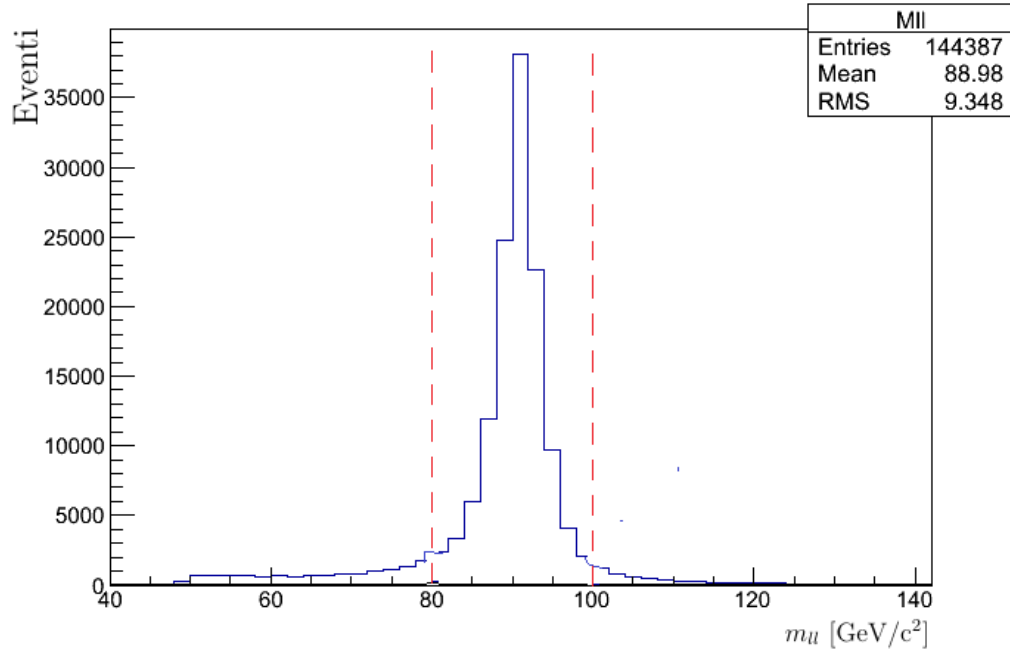
I risultati ottenuti dai tre campioni, generati con valori di luminosità integrata riportati in Tabella 4.1, sono stati rinormalizzati a 1 fb^{-1} .

Campione	ZH	ZZ/ZW	$l^+l^- + \text{jet}$
Luminosità (fb^{-1})	199.0	9.6	0.9

Tabella 4.1: Luminosità integrata equivalente dei tre campioni MC

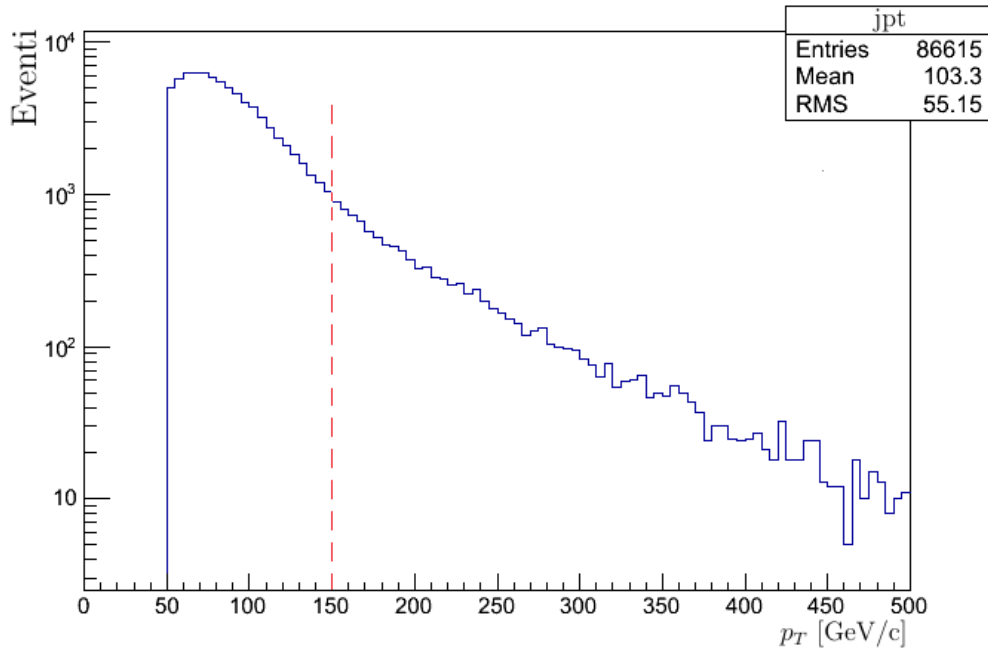


(a)

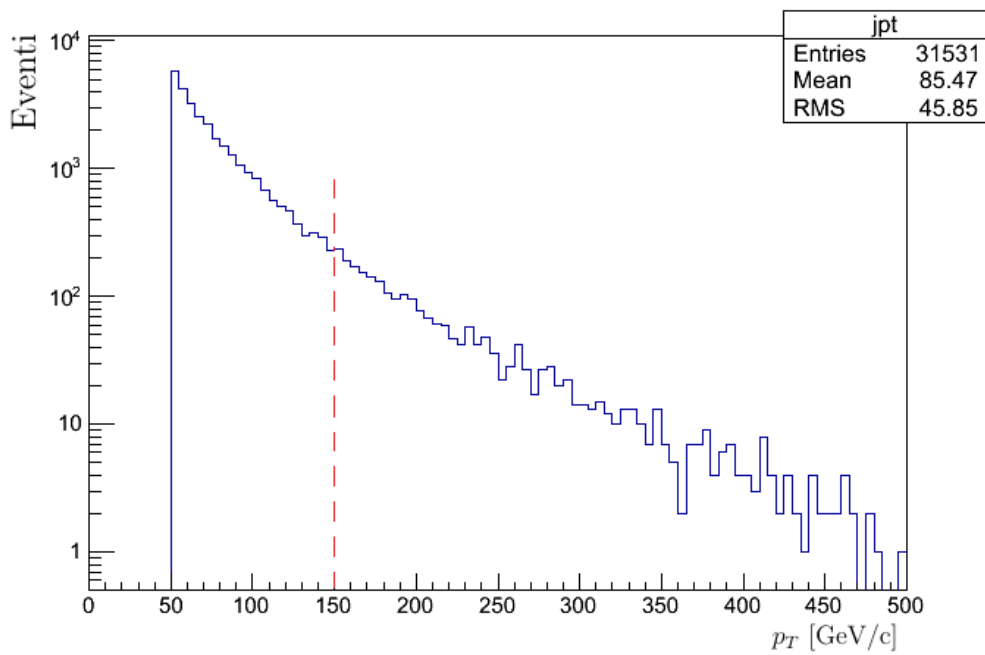


(b)

Figura 4.7: Il taglio applicato nella distribuzione della massa ricostruita dalle coppie l^+l^- per il campione di segnale (a) e di fondo $l^+l^- + \text{jet}$ (b)



(a)



(b)

Figura 4.8: Il taglio applicato nella distribuzione del p_T del jet a impulso trasverso più elevato (scala logaritmica) per il campione di segnale (a) e di fondo $l^+l^- + \text{jet}$ (b)

In Figura 4.9 è mostrata la distribuzione in massa invariante del jet per tutti gli eventi di segnale (ZH) e per i fondi considerati, a seguito della selezione degli eventi e per una luminosità integrata equivalente a 1 fb^{-1} .

Si può notare che nella regione di massa compresa tra $90\text{-}135 \text{ GeV}/c^2$, in cui è presente il segnale di interesse, la coda ad alte masse del fondo principale ($Z+\text{jet}$) si annulla e resta soltanto il fondo ZZ/ZW . Non essendoci alcuna richiesta che, in linea di principio, impedisca la presenza di eventi $Z+\text{jet}$ in tale regione, questo effetto è una conseguenza della limitata statistica utilizzata nel presente studio per questo campione (Tabella 4.1).

Nella regione del segnale $90 \text{ GeV}/c^2 < m_{jet} < 135 \text{ GeV}/c^2$, gli eventi di segnale sono un quarto degli eventi totali: si osservano infatti 0.17 eventi di segnale e 0.52 di fondo aspettati per una luminosità integrata di 1 fb^{-1} .

La significatività del segnale è definita dal rapporto

$$\frac{N_{Eventi_segnale}}{\sqrt{N_{Eventi_segnale} + N_{Eventi_fondo}}}.$$

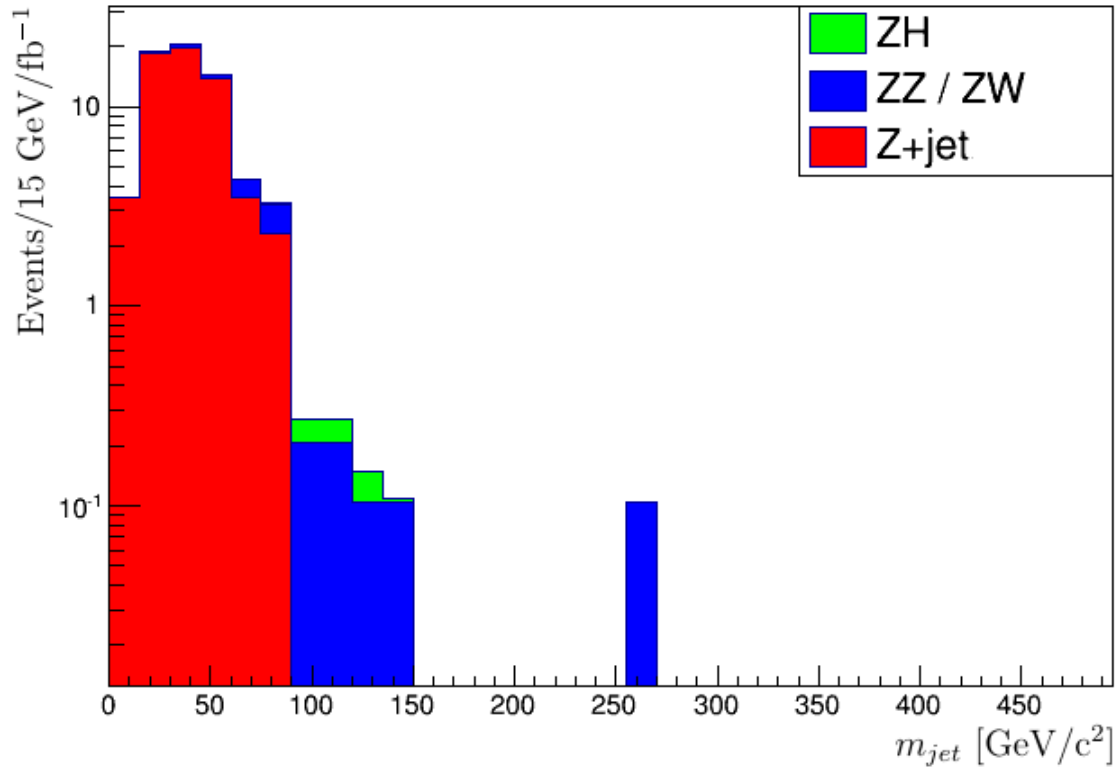


Figura 4.9: Distribuzione della massa invariante del jet ottenuta dai campioni del segnale e dei fondi $l^+l^-+\text{jet}$ e ZZ/ZW

Considerando una luminosità integrata di 100 fb^{-1} e 300 fb^{-1} , corrispondenti approssimativamente ai valori aspettati di LHC nei prossimi Run II e Run III, la significatività aspettata per questo processo sarebbe circa di 2σ e 3.5σ , rispettivamente.

L'analisi andrebbe ulteriormente affinata aumentando la statistica dei campioni MC e migliorando lo studio delle sottostrutture dei jet: in questo modo sarebbe possibile ridurre l'incertezza statistica sul numero di eventi di fondo aspettati e separare ulteriormente il fondo ZZ/ZW utilizzando le differenze in massa ricostruita tra l'Higgs e i bosoni Z o W .

Inoltre questi valori indicativi potranno essere determinati con una maggiore accuratezza in studi successivi inclusivi di una simulazione realistica del rivelatore.

Conclusioni

Lo scopo di questa tesi è fornire una valutazione preliminare della possibilità di studiare il canale di produzione del bosone di Higgs $q\bar{q} \rightarrow Z^* \rightarrow ZH$ in seguito alla riapertura di LHC il prossimo anno, che renderà possibili collisioni tra due fasci di protoni con un valore di energia nel centro di massa pari a 13 TeV (Run II).

Nel corso di questo lavoro ci siamo dedicati allo studio del segnale e di due dei principali fondi, con l'obiettivo di individuare tagli che ne consentano la maggiore reiezione possibile. L'analisi è stata svolta su campioni generati con dei Monte Carlo (MadGraph5_aMC@NLO, PYTHIA, HERWIG), sui quali è stata applicata la simulazione parametrica del rivelatore ATLAS tramite il software Delphes. Sono stati generati processi $pp \rightarrow Z^* \rightarrow ZH$ al Next-to-Leading-Order per lo studio del segnale e processi $pp \rightarrow l^+l^- + \text{jet}$ (LO) e $pp \rightarrow l^+l^- + Z/W$ (NLO) per lo studio dei fondi $Z + \text{jet}$ e ZZ/ZW .

La produzione associata dei bosoni H e Z è stata studiata in un regime in cui entrambi presentino un elevato momento trasverso per eventi caratterizzati da un decadimento leptonic della Z . Il fatto che il bosone di Higgs abbia un elevato impulso trasverso permette di usare tecniche "boosted" per ricostruire un unico jet ad ampio raggio che contenga l'intero stato adronico del decadimento $H \rightarrow b\bar{b}$.

A questo livello di analisi è stato applicato un set minimale di tagli per ridurre il fondo adronico dato dai jet, che riguardano la massa invariante della coppia dei due leptoni (e^+e^- e $\mu^+\mu^-$), che deve essere compresa tra 80-100 GeV/c², la minima separazione angolare tra la coppia dei due leptoni e il jet ($\Delta\phi_{Z-\text{jet}} > 20^\circ$) e l'impulso minimo del jet ($p_T > 150$ GeV/c).

È stata ottenuta una significatività di circa 2σ e 3.5σ per luminosità integrate di 100 fb^{-1} e 300 fb^{-1} , rispettivamente.

Per quello che riguarda i prossimi passi necessari per continuare lo studio preliminare presentato in questa tesi occorre osservare in primo luogo che la statistica dei campioni simulati, in particolare per i campioni di fondo, deve essere notevolmente aumentata in modo da ridurre l'incertezza statistica sul numero di eventi di fondo aspettati. Un'analisi completa necessita inoltre di tenere in considerazione un ulteriore fondo: la produzione di jet in processi di QCD. Questi processi, pur essendo privi di leptoni reali nello stato finale, a causa dell'enorme sezione d'urto possono essere un fondo non del tutto trascurabile poichè in qualche caso, seppur raro, un jet adronico può essere erroneamente ricostruito come elettrone.

Infine uno studio finale di questo canale per chiarire le sue effettive potenzialità nel prossimo Run di LHC non potrà prescindere dall'utilizzo della simulazione dettagliata del detector ATLAS, realizzata con la piattaforma GEANT4 [13].

In definitiva i risultati di questa tesi, ottenuti sviluppando lo studio presentato in [1] con l'introduzione di una simulazione parametrica del rivelatore ATLAS, confermano che il processo di produzione associata ZH può essere osservato e studiato durante il prossimo Run di LHC.

Un'analisi più approfondita e dettagliata è sicuramente necessaria per stabilire con più precisione le effettive potenzialità di questo processo.

Bibliografia

- [1] J. M. Butterworth, A. R. Davison, M. Rubin, G. P. Salam, *Jet Substructure as a New Higgs-Search Channel at the Large Hadron Collider*, Phys. Rev. Lett., PRL100 242001 (2008), 20 June 2008
- [2] K.A. Olive et al. (Particle Data Group), Chin. Phys. C, 38, 090001 (2014)
- [3] LEP Higgs working group, *Higgs boson searches at LEP*, J. Phys., 2008, Conf. Ser. 110 042030
- [4] The ATLAS Collaboration, *Search for the bb decay of the Standard Model Higgs boson in associated $(W/Z)H$ production with the ATLAS detector*, ATLAS-CONF-2013-079, July 2013
- [5] ATLAS Collaboration, *Observation of a New Particle in the Search for the Standard Model Higgs Boson with the ATLAS Detector at the LHC*, CERN-PH-EP-2012-218
- [6] CMS Collaboration, *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*, CERN-PH-EP/2012-220
- [7] Communication Group, *CERN: FAQ - LHC: the guide*, January 2008, CERN-Brochure-2008-001-Eng
- [8] CTEQ School 2014, *MadGraph5_aMC@NLO*, July 14, 2014
- [9] T. Sjostrand, S. Mrenna, P. Skands, *PYTHIA 6.4 Physics and Manual*, hep-ph/0603175v2, LU TP 06-13, FERMILAB-PUB-06-052-CD-T, March 2006
- [10] G. Corcella, I.G. Knowles, G. Marchesini, S. Moretti, K. Odagiri, P. Richardson, M.H. Seymour, B.R. Webber, *HERWIG 6.5: an event generator for Hadron Emission Reactions With Interfering Gluons (including supersymmetric processes)*, hep-ph/0011363v3, Cavendish-HEP-99/03, CERN-TH/2000-284, RAL-TR-2000-048
- [11] S. Ovin, X. Rouby, V. Lemaitre, *DELPHES, a framework for fast simulation of a generic collider experiment*, 0903.2225v3 [hep-ph], Louvain U., CP3-09-01, March 2009

- [12] M. Cacciari, G. P. Salam, G. Soyez, *The anti- k_t jet clustering algorithm*, JHEP 04 (2008) 063
- [13] GEANT4 Collaboration, *GEANT4 - A simulation toolkit*, Nucl. Instrum. Meth. A506 (2003) 250-303