Alma Mater Studiorum · Università di Bologna

Dipartimento di Fisica e Astronomia "Augusto Righi"
Corso di Laurea in Fisica

ANALISI DI EVENTI SIMULATI $e^+e^- \to ZH$ NEL CONTESTO DEL FUTURE CIRCULAR COLLIDER (FCC)

Relatore:
Prof. Iacopo Vivarelli

Presentata da:
Andrea Rondini

Anno Accademico 2025/2026

Sommario

Il Future Circular Collider (FCC) rappresenta uno dei più grandi progetti futuri della fisica delle particelle. Esso sarà un nuovo acceleratore circolare di particelle della lunghezza di circa 100 km, che promette il raggiungimento di prestazioni storiche nella fisica ad alta energia. Nella sua fase iniziale, FCC-ee, si studieranno collisioni di elettroni e positroni. Tra gli obiettivi di questa fase vi è lo studio del bosone di Higgs, per il quale si prevede di ottenere misure di alta precisione dei suoi accoppiamenti e della sua larghezza in modo model-independent. L'utilizzo di leptoni anziché protoni come ad LHC, permette di ottenere campioni con poco rumore in combinazione con una conoscenza esatta delle condizioni iniziali nel centro di massa.

Il rivelatore il cui obiettivo sarà studiare questi eventi è descritto dal progetto IDEA. Questo nuovo rivelatore sarà costituito da un sistema di tracciamento ultraleggero, composto da un rivelatore di vertice al silicio e una camera a deriva racchiusi all'interno di un silicon wrapper, un calorimetro elettromagnetico a cristalli ed uno a fibre basati sulla tecnologia della doppia lettura (dual-readout), un solenoide superconduttore operante ad alte temperature (HTS), e infine un sistema di rivelamento muonico basato sulla tecnologia μ-RWELL.

Per concludere, in questa tesi è proposta un'analisi di eventi simulati in questo contesto, con l'obiettivo di studiare e ricostruire i bosoni Z e H attraverso i loro decadimenti adronici, e capire come la risoluzione della misura possa cambiare al variare del numero di jet per evento.

Indice

Introduzione **2**
Il bosone di Higgs . . . 2

1 Il Future Circular Collider **4**
1.1 Metodi di produzione e studio del bosone di Higgs . . . 4
1.2 L'acceleratore . . . 6
1.3 IDEA . . . 9
1.3.1 Sistema di tracciamento . . . 9
1.3.2 Sistema di Calorimetria . . . 12
1.3.3 Sistema di rivelamento muonico . . . 13

2 Eventi Analizzati **15**
2.1 H in invisibile . . . 15
2.2 H in 2 jet . . . 16
2.3 H in 4 jet . . . 18

3 Analisi e risultati **24**
3.1 Analisi del picco dello Z . . . 24
3.2 Analisi del picco della quantià di moto del bosone Z . . . 25
3.3 Analisi del picco della massa di recoil . . . 27
3.4 Analisi picco dell'Higgs . . . 30

4 Conclusioni **34**

Appendice **35**

Introduzione

Il bosone di Higgs

Una delle principali sfide della fisica delle particelle per molti decenni è stata capire l'origine della massa delle particelle elementari. Infatti, a causa della natura della simmetria di gauge elettrodebole che definisce il Modello Standard (SM) [1, 2], i termini di massa per i bosoni W e Z, insieme a quelli dei fermioni (quark e leptoni), possono apparire solamente come quantità emergenti dalla rottura spontanea della simmetria elettrodebole. Grazie ai lavori di Peter Higgs, François Englert, Robert Brout e altri fisici, fu teorizzato un modello che potesse fare luce su questo problema; ossia, doveva esistere un campo scalare che permeasse lo spazio e che, attraverso la sua interazione con le particelle, desse origine alla massa di queste ultime. Ciò comportava l'introduzione nel SM di una nuova particella, detta bosone di Higgs, che rappresentasse il mediatore di questo meccanismo. Questo fu confermato nel luglio del 2012 quando gli esperimenti ATLAS e CMS all'acceleratore LHC del CERN annunciarono di aver scoperto una particella con proprietà compatibili con questo nuovo bosone. Il bosone di Higgs possiede una massa di circa 125 GeV; essendo uno scalare, il suo spin è pari a 0 e possiede una parità positiva. Il meccanismo con cui esso si accoppia alle particelle fermioniche è detto interazione di Yukawa; esso è descritto dalla relativa componente nella lagrangiana totale del SM. Essenzialmente, l'intensità dell'accoppiamento dei fermioni all'Higgs è proporzionale alla massa del fermione stesso, o viceversa: maggiore è l'intensità di accoppiamento del fermione al bosone, maggiore è la massa emergente del fermione. Inoltre, si osserva che nella base degli autostati di massa la matrice che descrive le interazioni del bosone di Higgs con i vari fermioni è diagonalizzata, implicando che non possono essere generate correnti neutre che cambiano il flavour dei fermioni. Il modo in cui i bosoni vettori W e Z ricevono la propria massa è descritto da un'altra componente della lagrangiana del SM in cui è descritta la rottura di simmetria elettrodebole ma, come in precedenza, l'intensità dell'accoppiamento è proporzionale alla massa dei bosoni. Il bosone di Higgs può decadere in bosoni privi di massa, ma non direttamente; infatti, il decadimento in fotoni o gluoni è generato attraverso contributi di loop, come mostrato in Figura 1 nel caso di un loop di top.

Alla luce di queste considerazioni, risulta evidente come i Branching Ratio (BR) di

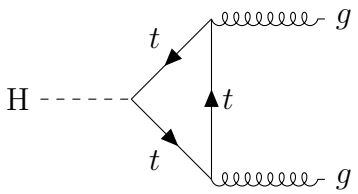


Figura 1: Decadimento in gluoni di un bosone di Higgs attraverso un loop di top

questo bosone dipenderanno fortemente dalla massa delle particelle prodotte dal decadimento. In Tabella 1 sono mostrati i BR teorici del bosone di Higgs e si nota come i prodotti di decadimento più probabili siano particelle molto massive, come i quark b o i bosoni W. Il SM prevede una larghezza totale del bosone di Higgs pari a 4.1 MeV. Essa non può essere misurata in modo diretto, ossia grazie a una misura della lineshape in massa invariate dei prodotti di decadimento, perché, oltre a richiedere un apparato strumentale sensibile a queste grandezze, è altamente soppressa la produzione di Higgs attraverso collisioni di materia ordinaria.

Canale di decadimento	Branching ratio	Incertezza relativa
$H \to b\bar{b}$	5.82×10^{-1}	$+1.7\%$
$H \to W^+W^-$	2.44×10^{-1}	$\pm 2.5\%$
$H \to gg$	8.18×10^{-2}	$\pm 7.2\%$
$H \to \tau^+\tau^-$	6.27×10^{-2}	$\pm 2.6\%$
$H \to c\bar{c}$	2.89×10^{-2}	$^{+6.6\%}_{-2.8\%}$
$H \to ZZ$	2.62×10^{-2}	$\pm 2.5\%$
$H \to \gamma\gamma$	2.57×10^{-3}	$\pm 2.8\%$
$H \to Z\gamma$	1.53×10^{-3}	$\pm 6.9\%$
$H \to \mu^+\mu^-$	2.48×10^{-4}	$\pm 2.4\%$

Tabella 1: I branching ratio per un bosone di Higgs SM avente una massa pari a 125 GeV [1]

Attualmente è nell'interesse dei fisici delle particelle studiare ulteriormente questa particella, poiché aprirebbe la porta a una nuova era della fisica. Il bosone di Higgs si sposterebbe da soggetto di ricerca a strumento, permettendo di studiare argomenti come il comportamento del SM ai sui limiti, la massa dei neutrini e, si pensa, anche altre questioni irrisolte come l'abbondanza di materia rispetto all'antimateria o evidenze di materia oscura.

Capitolo 1

Il Future Circular Collider

1.1 Metodi di produzione e studio del bosone di Higgs

Per studiare il bosone di Higgs e le sue proprietà, è necessario capire come produrlo. Poiché l'accoppiamento delle particelle con il bosone è proporzionale alla massa delle particelle, il metodo più intuitivo per massimizzare la produzione di Higgs consisterebbe nel far collidere particelle pesanti, come per esempio a LHC dove sono impiegati i protoni per produrre questa particella; questa soluzione possiede però degli svantaggi. I bosoni di Higgs sono prodotti a LHC principalmente attraverso un diagramma di funzione di gluoni simile a quello in Figura 1, perchè, come già detto in precedenza, l'accoppiamento diretto dei partoni con l'Higgs risulta essere poco intenso. Oltre a ciò, non è possibile conoscere con esattezza l'energia nel centro di massa di ogni interazione, poiché non si può prevedere quali quark partecipino all'interazione. Infine, l'accoppiamento forte dei partoni è tutt'altro che trascurabile, rendendo così il campione molto rumoroso. Quest'insieme di fattori impediscono di effettuare certe misure chiave per capire a fondo la fisica della particella in esame. Un approccio alternativo è l'utilizzo di collisioni leptoniche, come gli elettroni [3]. Anche in questo caso la produzione diretta di Higgs è altamente soppressa, ma a differenza del caso precedente si ha una conoscenza esatta dell'energia nel centro di massa assieme ad un campione molto più pulito e meno rumoroso. In questo caso si ha un campione statistico molto meno popoloso rispetto al precedente; infatti, gli unici canali di produzione di Higgs sono quelli rappresentati dai diagrammi di Feynman in Figura 1.1, ma avere poco rumore di fondo permette di effettuare misure indirette molto precise.

Osservando i canali di produzione mostrati in precedenza, il più interessante, e quello che i futuri programmi di fisica puntano a studiare principalmente, è quello relativo alla produzione per Higgsstrahlung, per il semplice fatto che alle energie considerate in precedenza la sua sezione d'urto risulta essere molto maggiore rispetto a quella della fusione

WW, e di conseguenza sarà il canale che contribuirà maggiormente alla produzione di Higgs. In Figura 1.2 sono confrontate le sezioni d'urto in funzione dell'energia dei due canali, e si nota, appunto, come la produzione per Higgsstrahlung contribuisca quasi totalmente nella sezione d'urto totale quando l'energia nel centro di massa è pari a 240 GeV.

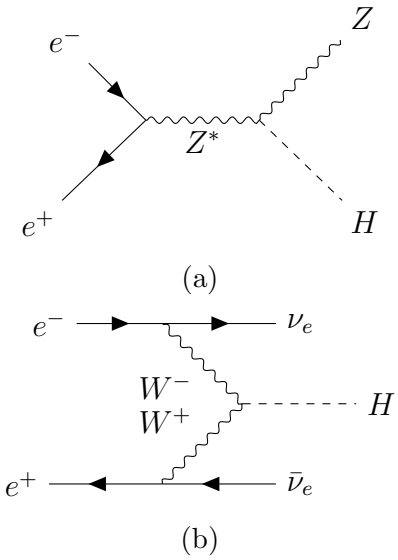


Figura 1.1: Diagrammi di Feynman relativi alla produzione di Higgs da collisioni di leptoni a energie di 240 GeV nel centro di massa. (a) Produzione per Higgsstrallung. (b) Produzione per Vector Boson Fusion (VBF)

Inoltre, studiare il bosone di Higgs attraverso processi di Higgsstrallung, permette di avere risultati molto precisi di diverse misure senza necessariamente osservare direttamente il bosone. Infatti i prodotti di decadimento dello Z sono indipendenti da quelli dell'Higgs. Ad esempio, una misurazione della massa dell'Higgs può essere eseguita calcolandosi la massa di recoil, definita nell'Equazione 1.1 per il caso in cui Z decada in due fermioni, semplicemente ricostruendo il bosone Z da i suoi prodotti e sfruttando la conservazione dell'energia-impulso. Di conseguenza, ogni volta che è prodotto un bosone di Higgs, la massa di recoil coincide con la massa di quest'ultimo, e ciò che si osserva è un picco esattamente in corrispondenza di questo valore, come mostrato in Figura 1.3.

$$m^2_{recoil} = s + m^2_Z - 2\sqrt{s}(E_{f^+} + E_{f^-}) \tag{1.1}$$

Questa tecnica permette inoltre di ottenere tante altre misure come per esempio sezio ne d'urto, larghezza caratteristica del bosone e branching ratio, semplicemente attraverso il conteggio di questi eventi. Per esempio una precisa misura della sezione d'urto della produzione di Higgs può essere ottenuta contando tutti gli eventi ZH in cui Z decade in

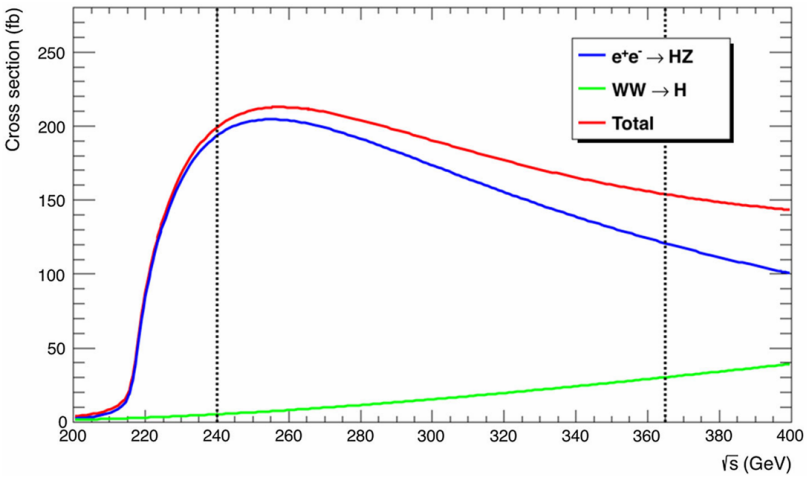


Figura 1.2: Sezione d'urto della produzione di bosoni di Higgs in funzione dell'energia del centro di massa, in collisioni non polarizzate di e^+e^-. Le curve in blu e in verde rappresentano, rispettivamente, i processi di Higgsstrallung e di WW fusion, mentre la curva rossa mostra la sezione d'urto totale. Le linee verticali tratteggiate mostrano i le energie del centro di massa a cui FCC-ee opererà per effettuare le misurazioni delle proprietà del bosone di Higgs [3]

leptoni. Questa misura poi, ammesso che sia proporzionale al quadrato del la costante di accoppiamento del bosone di Higgs allo Z (g_{HZZ}), potr'a essere utilizzata insieme al numero di eventi in cui H decade in due bosoni Z per determinare la larghezza dell'Higgs, grazie alla relazione indicata nell'Equazione 1.2 dove $N_{H\to ZZ}$ indica il numero di questi eventi, $\sigma_(HZ)$ la sezione d'urto mediante Higgsstrahlung, $\Gamma(H \to ZZ)$ la larghezza parziale associata a questi eventi e, infine, Γ_H la larghezza totale.

$$N_{H\to ZZ} \propto \frac{\sigma_{HZ} \times \Gamma(H \to ZZ)}{\Gamma_H} \propto \frac{g^4_{HZZ}}{\Gamma_H} \tag{1.2}$$

L'obiettivo di certi progetti futuri, come il Future Circular Collider, è proprio sfruttare questo meccanismo di produzione per ottenere queste e tante altre misure con una precisione mai raggiunta prima.

1.2 L'acceleratore

Il "Future Circular Collider" (FCC) [3, 4] è un progetto di un nuovo acceleratore di particelle circolare che succederà a LHC presso il CERN. Il programma prevede la costruzione di un acceleratore di leptoni ad altissima luminosità, seguito da un acceleratore di adroni ad altissima energia; il tutto sarà ospitato all'interno di un tunnel di lunghezza circa pari a 100 km. Nella prima fase di acceleratore leptonico, FCC-ee, l'obiettivo principale è

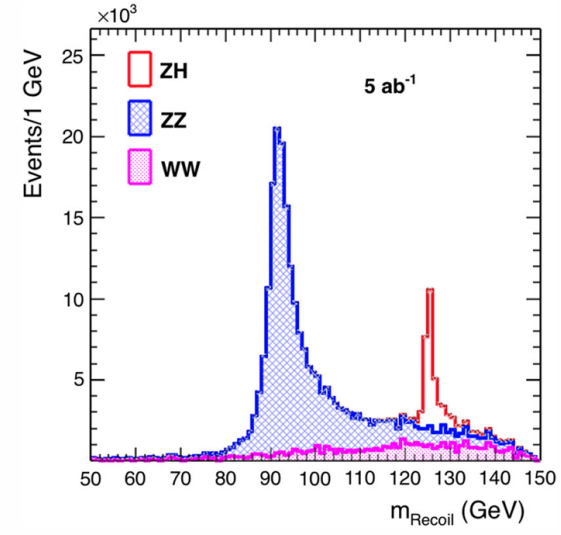


Figura 1.3: Distribuzione della massa di recoil rispetto la coppia di muoni prodotta dallo Z, determinata sulla base della conservazione dell'energia-impulso totale, con una luminosità integrata di 5 ab^{-1} e la configurazione del rivelatore CLD. Il picco intorno a 125 GeV (in rosso) è costituito da eventi HZ; la parte restante della distribuzione (in blu e rosa) deriva dalla produzione di eventi ZZ e WW.[3]

lo studio con campioni ad altissima statistica dei bosoni Z, W e Higgs, il quark top e, attraverso i decadimenti dello Z, i quark b e c e i tauoni. Implementando l'esperienza acquisita dagli esperimenti ad alta energia a LEP e le caratteristiche ad alta luminosità delle b-factories, sarà possibile ottenere performance di altissima qualità. È progettato in modo da adattarsi all'ingombro di quella che sarà la prossima fase del progetto, ossia l'acceleratore adronico FCC-hh, garantendo così la fattibilità dell'ultimo traguardo del progetto FCC. La Figura 1.4 mostra il layout di FCC-ee e di FCC-hh. Questa tesi si concentrerà principalmente nel descrivere FCC-ee. La progettazione di FCC-ee presenta dei principi cardine che sono i seguenti:

- Il collider deve essere costituito da due anelli in cui positroni ed elettroni circolano in camere a vuoto separate. In questo modo si permette di contenere un maggiore quantitativo e vario di bunches. L'intensità del fascio potrà quindi essere incrementata in modo inversamente proporzionale rispetto alla radiazione di sincrotrone per ogni particella per rivoluzione, mantenendo costante la potenza totale di ciascun fascio, impostata a 100 MW a tutte le energie.

- La lunghezza della sezione libera attorno all'interaction point (IP) e il campo magnetico prodotto dal solenoide degli apparati sperimentali sono mantenuti, a tutte le energie, ai valori costanti di 2.5 m e 2 T, rispettivamente.

- Un sistema di iniezione supplementare in modo da mantenere costante la luminosità e la corrente immagazzinata dal fascio al massimo livello per tutta la durata della prova sperimentale. Questo è possibile grazie a un sincrotrone con funzione di booster, situato all'interno del tunnel del collider.

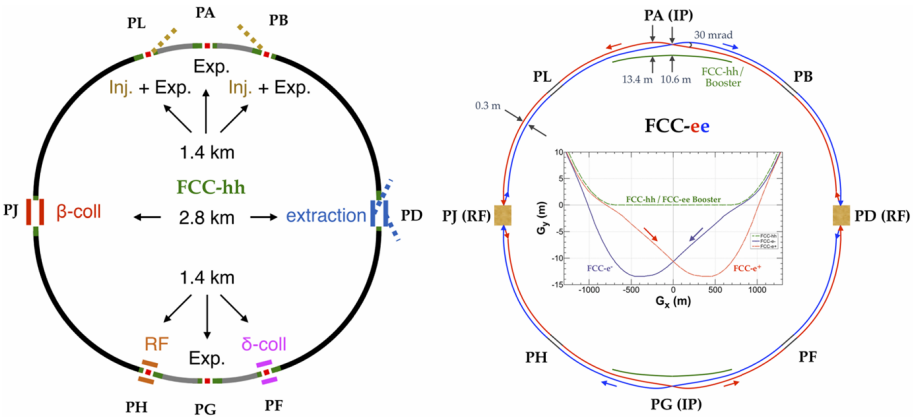


Figura 1.4: I layout di FCC-hh sulla sinistra e FCC-ee sulla destra e un ingrandimento delle traiettorie nei punti di interazione PG (a destra nel centro). Gli anelli di FCC-ee sono posizionati esternamente di 1 m dalla traccia di FCC-hh nell'arco. Gli anelli e^- ed e^+ nell'arco sono separati orizzontalmente da 30 cm. Il booster principale segue la traccia di FCC-hh. I punti di interazioni sono spostati di 10,6 m verso l'esterno di FCC-hh. I fasci che arrivano verso l'IP sono più rettilinei rispetto a quelli in uscita per ridurre la radiazione di ciclotrone in corrispondenza dell'IP[3]

A FCC-ee i fasci non saranno polarizzati normalmente durante le collisioni, l'unico caso in cui si utilizzeranno fasci polarizzati trasversalmente è per la calibrazione dell'energia degli stessi, ed effettuare altre misure specifiche sulle loro condizioni. In questi run specifici la polarizzazione radiativa trasversale aumenterà fino a un livello sufficiente per garantire al picco dello Z e di WW una semi-continua calibrazione delle energie del fascio attraverso una depolarizzazione risonante durante l'acquisizione dati della luminosità. La calibrazione complessiva del centro di massa sarà eseguita con una precisione $\sim$ 100 keV alle energie indicate. Ciò permetterà la misura della massa dei bosoni W e Z e delle loro larghezze con una precisione di qualche centinaia di keV. Per quanto riguarda la polarizzazione longitudinale, si è dimostrato come questa non porti ad altre informazioni che non siano già accessibili grazie all'altissima luminosità di FCC-ee. Infatti, osservabili elettrodeboli legati alla componente longitudinale della polarizzazione possono essere misurati con accuratezza simile sia attraverso asimmetrie in assenza di polarizzazione, sia grazie alla polarizzazione misurabile di particelle che decadono debolmente nel loro stato finale, come per esempio quark t oppure tauoni.

Come requisito, i valori di luminosità dovranno essere molto alti; in Tabella 1.1 sono mostrati i vari stadi previsti dal piano operativo che si susseguiranno a FCC-ee e le relative luminosità previste. Una strategia adottata per aumentare la luminosità, rispetto ai precedenti collider, è l'utilizzo di uno schema a crab-waist nell'IP. Questo schema permette di ottenere dimensioni ridotte dei fasci in corrispondenza del punto di interazione, combinate con un ampio angolo di intersezione e basse emittanze, senza l'eccitazione di dannose risonanze di sincrotrone o betatrone associate all'angolo di intersezione. L'integrazione di questo schema richiede una coppia di sestupoli magnetici statici, posti ai lati dell'IP. L'effetto di crab waist è ottenuto riducendo l'intensità di alcuni sestupoli, che saranno integrati nel sistema di correzione cromatica locale. L'ottimizzazione dei vari parametri dello schema crab-waist, come intensità e lunghezza dei bunches, tiene conto del beamstrahlung, ossia la radiazione di sincrotrone causata dal campo elettromagnetico coerente del bunch opposto, e da diversi altri effetti.

Fase	**Durata (anni)**	$\sqrt{s}$ **(GeV)**	**Luminosità integrata (ab^{-1})**	**Statistiche eventi**
FCC-ee-Z	4	88–95	150	3×10^{12} decadimenti visibili Z
FCC-ee-W	2	158–162	12	10^8 eventi WW
FCC-ee-H	3	240	5	10^6 eventi ZH
FCC-ee-tt(1)	1	340–350	0.2	Scansione della soglia $t\bar{t}$
FCC-ee-tt(2)	4	365	1.5	10^6 eventi $t\bar{t}$

Tabella 1.1: Piano operativo previsto per le diverse fasi dell'FCC-ee. Il numero di eventi WW che è riferito all' interezza dell programma FCC-ee operante al pari o superiore alla soglia WW [3]

1.3 IDEA

IDEA[5] (Innovative Detector for E^+e^- Accelerator) è un nuovo ed innovativo progetto di rivelatore progettato specificatamente per FCC-ee. In Figura 1.5 e in Figura 1.6 è illustrata la struttura del rivelatore tramite un modello 3D e la relativa vista in sezione.

1.3.1 Sistema di tracciamento

Partendo dal punto di interazione e muovendosi verso l'esterno, il primo componente del rivelatore che si incontra è il sistema di tracciamento. Questo è costituito da un rivelatore di vertice al silicio, una camera a deriva leggera ed uno strato di rilevazione al silicio (Silicon Wrapper) che avvolge il sistema. Il rivelatore di vertice al silicio è costituito da due sotto sistemi principali, un rivelatore di vertice interno e uno esterno, i cui elementi attivi sono basati su sensori a pixel attivi monolitici (MAPS) dello spessore di 50 μm.

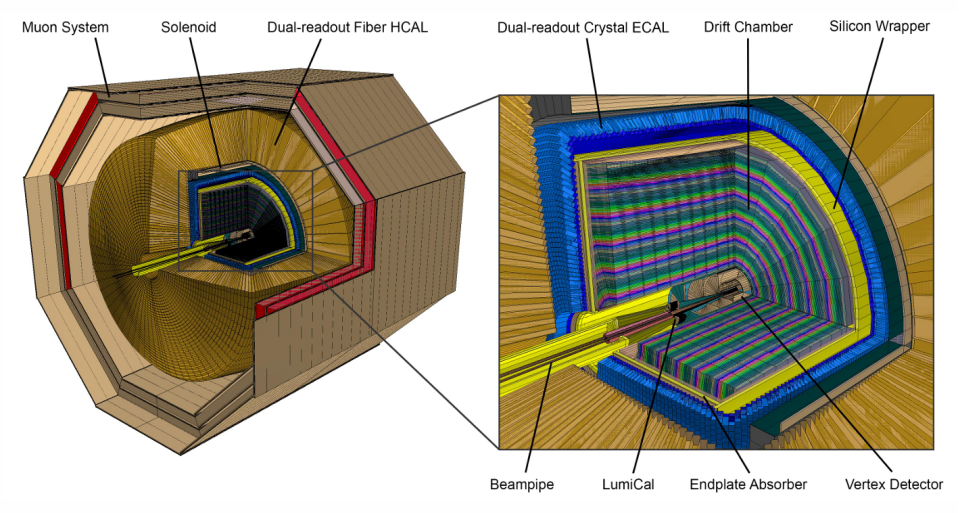


Figura 1.5: Vista in sezione del progetto del rivelatore di base IDEA con etichette dei sottorivelatori[5]

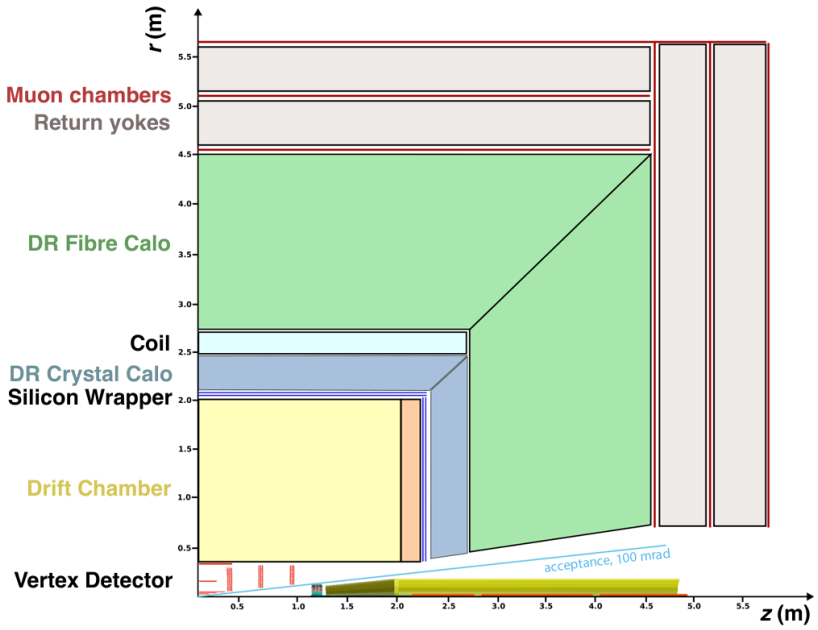


Figura 1.6: Panoramica della configurazione del rivelatore IDEA[5]

Il rivelatore di vertice interno è collocato in vicinanza del dotto contenente il fascio, ed è costituito da una serie di gusci cilindrici posizionata a raggi compresi fra 13.7 e 35.6 mm, coprendo una un'accettanza angolare di circa $|\cos(\theta)| < 0.99$. In questo momento sono due i possibili layout che questo rivelatore di vertice interno potrebbe avere. Il

primo segue un approccio più tradizionale, dove i moduli, ispirati al programma ARCADIA INFN R&D, sono montati su supporti in fibra di carbonio con strutture che si sovrappongono, permettendo di ottenere così una copertura completa e garantirne l'allineamento interno. La struttura completa sarebbe così costituita da tre gusci concentrici. Il secondo, meno avanzato, invece si ispira al rivelatore ITS3 utilizzato ad ALICE[6], è quindi basato sull'utilizzo di sensori curvi semi cilindrici i quali costituiscono 4 gusci concentrici. Il rivelatore di vertice esterno invece è collocato ad una distanza dal centro maggiore, infatti è costituito da due gusci concentrici, posti a raggi pari a 130 mm e 315 mm, in combinazione di tre dischi su ciascun lato dell'IP, a distanze pari a z=±304.7 mm, ±620 mm, ±930 mm. I moduli utilizzati sono ispirati al design di ATLASpix3[7], e sono montati su un supporto costituito da un multistrato di fibra di carbonio, sia per i gusci cilindrici che per i dischi laterali.

La camera di deriva è concepita in modo tale da garantire un tracciamento preciso, una misura ad alta precisione del momento ed un'eccellente identificazione delle particelle, ciò è possibile attraverso il conteggio dei cluster (cluster counting). Ciò che caratterizza la camera è un'elevata trasparenza, ottenuta grazie all'approccio innovativo adottato per le procedure di cablaggio e assemblaggio, che è una caratteristica cruciale nell'intervallo di momenti delle particelle cariche dove lo scattering multiplo non può essere trascurato, inoltre limita le conversioni γ e le interazioni adroniche. La camera a deriva è una camera cilindrica a fili a volume singolo, coassiale al campo solenoidale di 2 T, e utilizza un gas ottenuto da una miscela di elio e di isobutano. La camera si estende da un raggio interno di 350 mm ad uno esterno di 2000 mm, per una lunghezza di 4000 mm. Il cluster counting permette, attraverso il conteggio di eventi di ionizzazione per unità di lunghezza ($\frac{dN}{dx}$), di separare e identificare meglio le particelle con una risoluzione migliore rispetto al classico approccio della perdita di energia per unità di lunghezza ($\frac{dE}{dx}$). Oltre a ciò, in combinazione con un cluster timing, è possibile ottenere anche un incremento della risoluzione spaziale.

A concludere il sistema di tracciamento vi è il Silicon Wrapper, che avvolge la camera di deriva ($|z| \leq 2.55$ m, $r < 2$ m), coprendo un'area maggiore di 100 m^2. Il Silicon Wrapper fornirà completa ermeticità fino a $\cos(\theta) \lesssim 0.989$. La tecnologia che sarà poi utilizzata in questo organo del sistema non è ancora stata fissata, tra le possibili soluzioni in valutazione vi sono, ad esempio, l'utilizzo di due strati di rilevatori a microstrisce di silicio, oppure uno strato di MAPS, oppure ancora diodi a valanga a basso guadagno (LGAD). Quest'ultima possibilità sarebbe l'unica che permetterebbe di fare misurazioni temporali direttamente all'interno dell'intero sistema di tracciamento, le altre tecnologie necessitano infatti di da uno strato di cristalli LYSO posto di fronte al calorimetro elettromagnetico per avere informazioni temporali. L'implementazione attuale del Silicon Wrapper è basata su MAPS, il sistema è costituito da due gusci cilindrici e due dischi su ciascun lato. I moduli sono ispirati al tile ATLASpix3, proposto per il tracker del CEPC, mentre la configurazione globale dei dischi segue quella dello strato di timing degli endcap del rivelatore CMS. Attualmente è in fase di sviluppo una configurazione

aggiornata che prevede un solo guscio e un solo disco per ciascun lato.

1.3.2 Sistema di Calorimetria

Proseguendo verso l'esterno, si incontra il sistema di calorimetria del rivelatore. IDEA punta ad ottenere un'alta risoluzione energetica sia per gli sciami elettromagnetici che adronici, di modo da identificare più precisamente le particelle nello stato finale, per farlo sfrutta la calorimetria a doppia lettura (DR). Questa tecnologia permetterebbe di risolvere eventi di di-jet generati da bosoni differenti (Z, W, H), normalmente difficilmente identificabili con le tecnologie attuali. La calorimetria DR fa fronte a questo problema campionando gli sciami utilizzando due processi con sensibilità differenti al passaggio di particelle non relativistiche e relativistiche, separando rispettivamente la componente adronica da quella elettromagnetica. Per farlo utilizza, in combinazione alla luce prodotta normalmente in un materiale scintillante, la luce Cherenkov, la quale è prodatta soltanto dalle particelle che possiedono una velocità superiore a quella della luce all'interno del materiale. Dal rapporto tra i due segnali è possibile ricostruire la frazione elettromagnetica di ciascuno sciame, evento per evento, annullando così effetti dovuti alle sue fluttuazioni. IDEA utilizza un calorimetro elettromagnetico omogeneo a cristalli, in modo da poter separare la luce scintillante dalla luce Cherenkov, seguito poi da un calorimetro a campionamento con fibre, in cui fibre scintillanti e trasparenti sono disposte su linee alternate e misurate separatamente.

Il calorimetro a cristalli è posizionato appena al di fuori del sistema di tracciamento con un inviluppo radiale compreso fra 2150 e 2500 mm, ed è composto da una sezione centrale a guscio cilindrico e da due end-cap laterali. Tutte le torri di cristallo sono orientate secondo una geometria pseudo-proietta rispetto all'IP. Ciascuna di queste è costituita da due segmenti longitudinali, permettendo così ottenere uno strumento per l'identificazione delle particelle basato sul profilo longitudinale del deposito di energia. Il primo segmento serve per misurare lo sciame elettronico prima che raggiunga il suo massimo sviluppo laterale, riducendo efficacemente il raggio di Molière e migliorando la separazione tra sciami elettromagnetici adiacenti. La luce emessa dai cristalli è rilevata da un insieme di fotomoltiplicatori al silicio (SiPM), uno posizionato sulla faccia anteriore del primo segmento e due sulla faccia posteriore del secondo. In uno dei due SiPM posteriori la finestra proiettiva è sostituita con un filtro ottico sottile progettato per far passare solamente i fotoni originati da radiazione Cherenkov, potendo così effettuare una DR. Il materiale di riferimento per la costruzione dei cristalli è il tungstato di piombo ($PbWO_4$, PWO), già utilizzato in passato in altri esperimenti per merito del suo piccolo raggio di Molière (2 cm) e la breve lunghezza di radiazione (0.89 cm), ma sono comunque stati studiati anche altri materiali, come BGO e BSO, con caratteristiche e proprietà differenti. Sono in fase di studio due strategie complementari per l'implementazione della DR: la prima basata su una selezione in lunghezza d'onda, la seconda sfrutta la differenza tra i

profili temporali di emissione dei fotoni di scintillazione e quelli Cherenkov. In entrambi i casi la resa luminosa prevista è circa di 50 fotoelettroni per GeV.

Allocato tra il calorimetro a cristalli e quello a fibre, si trova il solenoide del rivelatore. IDEA utilizza un magnete superconduttore solenoidale da 2 T, basato sulla tecnologia dei cavi Rutherford in NbTi stabilizzato con alluminio, che è in grado di soddisfare tutti i requisiti di fisica per i punti di funzionamento del collisore. Con il recente progetto concettuale, grazie alla sua posizione, il magnete possiede un raggio tale per cui i vincoli sulla sua trasparenza sono meno stringenti rispetto ai progetti passati. In questo contesto, un nuovo progetto preliminare per un solenoide superconduttore ad alte temperature sviluppato dal gruppo di ricerca INFN LASA sarebbe in grado di fornire fino a 3 T di campo magnetico centrale, operando a temperature superiori a $T > 20$ K.

Il calorimetro adronico a doppia lettura proposto per IDEA è costituito da fibre di materiale scintillante e trasparenti, per la radiazione Cherenkov, racchiuse in tubi metallici disposti in modo da formare torri proiettive. Il materiale dei tubi svolge la funzione di componente assorbente, attualmente i materiali in considerazione sono l'ottone e il ferro. i tubi sono accorpati con uno schema esagonale, formando torri trapezoidali che puntano direttamente all'IP. Questa struttura si estende a partire da un raggio interno di 2.8 m, la lunghezza delle torri è pari a 1.8 m. Le fibre possiedono un diametro di un millimetro e il materiale proposto per le fibre Cherenkov un nucleo silice fusa o polimetilmetacrilato, con rivestimento singolo in un polimero fluorato, mentre per le scintillanti un nucleo di polistirene con rivestimento singolo o doppio in PMMA, emettendo così nello spettro del blu. La luce emessa all'interno del calorimetro è trasportata attraverso fibre ottiche a sensori collocati sul retro del materiale assorbente. Il progetto prevede di utilizzare rilevatori di luce a stato solido (SiPM).

1.3.3 Sistema di rivelamento muonico

A concludere e ad avvolgere come ultimo strato il rivelatore vi è il sistema di rivelamento dei muoni, il quale segue la struttura degli strati inferiori, ossia è costituito da un guscio cilindrico e da due end-cap, assicurando così l'ermeticità del sistema. Questo apparato è costituito da tre sottostrati di rilevatori accolti all'interno del giogo metallico che serve a contenere il campo magnetico solenoidale. I rilevatori sono μ-RWELL, ossia innovativi rilevatori gassosi compatti a singolo stadio e, per sfruttare la al meglio le loro capacità, è stato adottato un approccio modulare per la realizzazione degli strati di rilevazione dei muoni. I componenti principali che costituiscono il rivelatore sono un catodo, che è un semplice circuito stampato (PCB) avente un lato rivestito di rame, e il μ-RWELL_PCB, ossia un circuito multistrato. Questo è costituito da un foglio di poliimide rivestito di rame avente una struttura forata, rappresentante l'elemento di amplificazione, uno strato resistivo realizzato con un film in Diamond-Like-Carbon, e a concludere un PCB per la lettura segmentato in elettrodi. Applicando un'opportuna tensione tra lo strato di rame

ed il film resistivo, il fori si comportano come un canali moltiplicatori per la ionizzazione prodotta nel gas di deriva.

Capitolo 2

Eventi Analizzati

Come accennato nel capitolo precedente, ad $\sqrt{s} = 240$ GeV FCC-ee utilizzerà eventi ZH in cui lo Z decade in leptoni per poter ottenere misure di massa e di sezione d'urto totale di produzione dell'Higgs. Se si osservano però i BR dello Z notiamo come i decadimenti leptonici (e, μ) costituiscano solamente il $\sim 7\%$ dei decadimenti totali, mentre quelli adronici ne costituiscano quasi il 70%. Proprio partendo da questa premessa, ciò che si è analizzato in questa tesi sono stati eventi simulati ad un energia del centro di massa di 240 GeV, in cui i prodotti di decadimento dell'Higgsstrallung fossero unicamente jet, ricostruendo i due bosoni e ottenere una misura delle loro masse.

Gli eventi studiati in questa analisi possono essere raccolti in queste tre categorie:

- Eventi in cui H decade in invisibile
- Eventi in cui H decade in 2 jet
- Eventi in cui H decade in 4 jet

I dati analizzati consistono in eventi Montecarlo generati con WHIZARD oppure con PYTHIA8, e che successivamente elaborati con una simulazione parametrica della risposta del rivelatore IDEA utilizzando DELPHES. I campioni poi sono stati riscalati, utilizzando la loro sezione d'urto teorica, ad una luminosità integrata di 5 ab^{-1}. Per il clustering dei jet, la selezione degli eventi e la creazione degli istogrammi contenuti un questo capitolo si è utilizzato il framework ufficiale di FCCAnalyses.

Nei successivi paragrafi è spiegato il processo seguito per la produzione degli istogrammi dei campioni utilizzati, questi ultimi riassunti in Tabella 2.1.

2.1 H in invisibile

L'evento analizzato in questo primo caso, come già detto, è quello in cui il bosone di Higgs decade in invisibile, di cui è illustrato il diagramma di Feynnman in Figura 2.1

Reazione	Nome Evento	Campagna	Sezione d'urto (pb)
$e^+e^- \to ZH$(H in invisibile)	wzp6_ee_ZH_Hinv_ecm240	winter2023	2.432×10^{-4}
$e^+e^- \to ZH$	p8_ee_ZH_ecm240	spring2021	0.201868
$e^+e^- \to ZZ^*$	p8_ee_ZZ_ecm240	winter2023	1.35899
$e^+e^- \to b\bar{b}WW^*$	wzp6_ee_bbH_HWW_ecm240	winter2023_training	6.45×10^{-3}
$e^+e^- \to b\bar{b}ZZ^*$(no invisibile)	wzp6_ee_bbH_HZZ_noInv_ecm240	winter2023	7.594×10^{-4}

Tabella 2.1: Campioni utilizzati per la produzione degli istogrammi.

il campione usato per questo caso è stato wzp6_ee_ZH_Hinv_ecm240, prodotto durante la campagna winter2023. La selezione inizia applicando un veto su tutti gli eventi che contengono 2 i leptoni (muoni ed elettroni) altamente energetici, ovvero che possiedono una quantità di moto superiore ai 20 GeV. Dopo di che i jet vengono ricostruiti utilizzando l'algoritmo esclusivo di Duram k_t[8], già implementato in FCCAnalysis. Essendo presenti unicamente due jet non c'è ambiguità nella loro assegnazione, per cui si utilizza la coppia per ricostruire lo Z. Vengono poi applicati successivamente altri tagli di selezione del campione, nello specifico si seleziona che il numero di jet associati allo Z sia pari a due, che la massa e la quantità di moto del bosone ricostruito siano contenute in finestre di energia rispettivamente pari a 80 GeV $< m_Z <$ 100 GeV e 20 GeV $< p_Z <$ 80, che il coseno dell'angolo che la quantità di moto dell'energia mancante forma con l'asse z sia $\cos\theta_{miss} < 0.98$, infine che la massa di recoil ottenuta sia compresa tra i 120 GeV e i 140 GeV. La Figura 2.4 mostra una raccolta di cinque istogrammi, che sarà presentata essenzialmente identica anche per i casi discussi successivamente. La Figura 2.4(a) mostra la distribuzione dell'angolo che formano la quantità di moto dell'energia mancante e l'asse z prima dei tagli di selezione, la Figura 2.4(b) mostra quali eventi soppravvivono a ciascuno dei tagli applicati per la selezione degli eventi, la Figura 2.4(c) mostra il picco dello Z ricostruito: la risoluzione sperimantale sarà oggetto di una discussione nel capitolo 3. La Figura 2.4(d) mostra la quantità di moto dei due jet provenienti dal decadimanto dello Z. Infine, la Figura 2.4(e) mostra il picco della massa di recoil, il fatto che sia in corrispondenza dei 125 GeV mostra come la particella (in questo caso invisibile) prodotta in associazione al bosone Z è esattamente un bosone di Higgs. In tutti gli istogrammi con ascissa l'energia l'ampiezza dei bin è di 200 MeV, ad eccezione di quello della massa di recoil in cui è 100 MeV.

2.2 H in 2 jet

Per questo caso è stata effettuata una distinzione in due tipologie di eventi, i cui relativi diagrammi di Feynnman sono illustrati in Figura 2.2. Se infatti si osservano i branching ratio teorici dell'Higgs, i contributi principali associati al decadimento in 2 jet sono $H \to b\bar{b}$, con un BR pari a 58.24%, e $H \to gg$, con un BR pari a 8.187%. In questa analisi ciò che si è fatto è discernere i due eventi, analizzandoli separatamente.

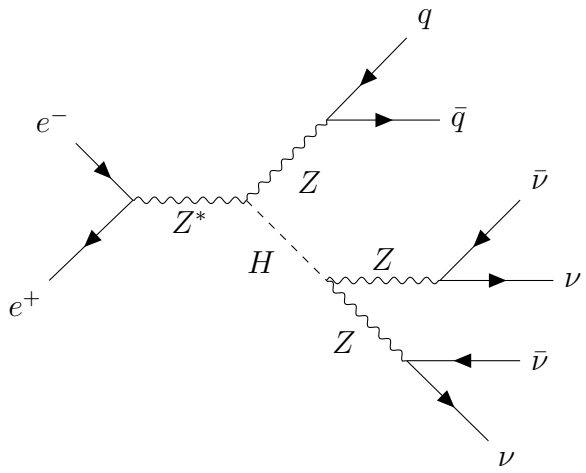


Figura 2.1: Diagramma di Feynnman relativo all'evento analizzato nel caso in cui H decada in invisibile

In tutte e due le analisi si è utilizzato lo stesso campione `p8_ee_ZH_ecm240`, appartenente alla campagna `spring2021`. Oltre a ciò, per quanto riguarda il caso in cui si sono stati selezionati eventi $H \to b\bar{b}$, essendo presenti un maggior numero di eventi si è aggiunto un fondo $e^+e^- \to ZZ^*$, di modo da renderlo più simile ad un caso reale. Per farlo si è utilizzato l'evento `p8_ee_ZZ_ecm240` dalla campagna `winter2023`.

In entrambi i due casi la selezione degli eventi segue un criterio analogo a quello della sezione precedente, la differenza principale sta nell'utilizzare le informazioni a livello di generazione per associare ai jet ricostruiti dal clustering il flavour dei quark genitori. Successivamente si associano al bosone di Higgs i b-jet trovati, nell'altro caso i g-jet, mentre quelli aventi flavour differente sono utilizzati per ricostruire il bosone Z. Dopo di che si selezionano gli eventi in cui è stata associata una coppia di jet a ciascun bosone. A seguire si effettuano gli stessi analoghi tagli su massa e quantità di moto dello Z, su massa di richiamo e su $cos\theta_{miss}$ utilizzati nella sezione precedente.

In Figura 2.5 e Figura 2.6 sono riportare due serie di plot, i primi relativi a ai decadimenti in $b\bar{b}$ e i secondi a quelli in gg, anologhi a quelli del precedente caso. Infatti, la Figura 2.5(a) e la Figura 2.6(a) mostrano la distribuzione di $\cos\theta_{miss}$ prima dei tagli di selezione, la Figura 2.5(b) e la Figura 2.6(b) mostrano gli eventi soppravvisuti alla selezione, la Figura 2.5(c) e la Figura 2.6(c) la risonaza dello Z ricostruito, la Figura 2.5(d) e la Figura 2.6(d) la quantità di moto dei jet provenienti da questo bosone. Esattamente come nel caso precedente, il picco della massa di recoil (Figura 2.5(e) e Figura 2.6(e)) in entrambi i casi si trova in corrispondenza dei 125 GeV, confermando nuovamente che si tratti di un bosone di Higgs. In aggiunta a questi istogrammi, la Figura 2.5(f) e la Figura 2.6(f) mostrano il picco dell'Higgs ricostruito dalla coppia di jet prodotti dal suo decadimento. In tutti gli istogrammi con ascissa l'energia l'ampiezza dei bin è di 200

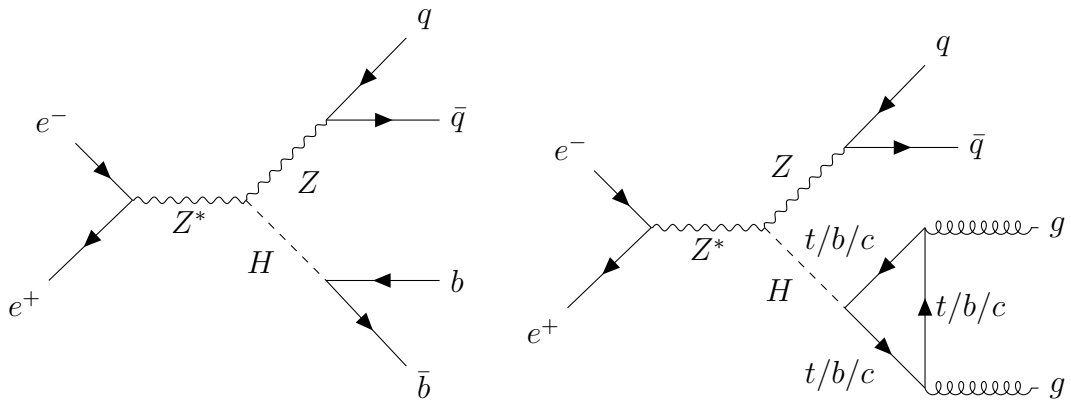


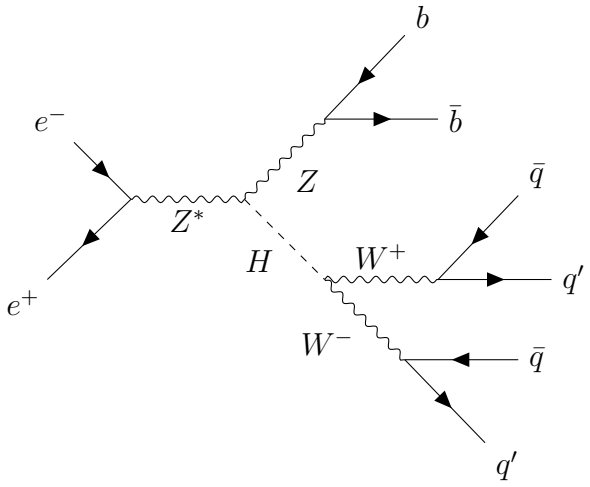
Figura 2.2: Diagrammi di Feynman relativi agli eventi analizzati nel caso in cui l'Higgs decada in due jet. (a) $e^+e^- \to ZH \to q\bar{q}b\bar{b}$, (b) $e^+e^- \to ZH \to q\bar{q}gg$

MeV, ad eccezione di quelli delle masse di recoil in cui è 100 MeV.

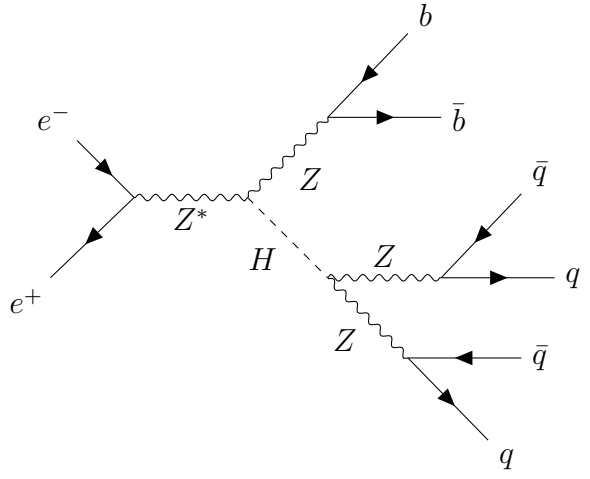
2.3 H in 4 jet

In quest'ultima casistica il segnale è dato dall'unione di 2 tipi di eventi differenti, ovvero $H \to WW^*$ e $H \to ZZ^*$, illustrati nei diagrammi di Feynnman in Figura 2.3. I rispettivi campioni sono `wzp6_ee_bbH_HWW_ecm240`, della campagna `winter2023_training`, e `wzp6_ee_bbH_HZZ_noInv_ecm240`, della campagna `winter2023`. Anche in questo caso la selezione è identica a quella descritta nelle precedenti sezioni, ciò che cambia è il modo in cui sono assegnati i jet ai bosoni Z e Higgs per ricostruirli. Quello che avviene è associare utilizzando sempre le informazioni a livello di generazione il flavour dei partoni genitori ai jet ottenuti dal clustering, e successivamente associare al bosone Z i jet aventi flavour b, mentre i restanti sono assegnati all'Higgs. Per questa ragione i campioni usati sono riferiti specificatamente ad eventi in cui $Z \to b\bar{b}$.

Come in precedenza, la Figura 2.7 mostra una collezione di plot analoga a quelle presenti nelle sezioni antecedenti. la Figura 2.7(a) mostra la distbuzione di $\cos\theta_{miss}$ prima dei tagli di selezione, la Figura 2.7(b) mostra gli eventi soppravvisuti alla selezione, la Figura 2.7(c) la risonaza dello Z ricostruito e la Figura 2.7(d) rappresenta la quantità di moto dei jet provenienti da questo bosone. Infine, nella Figura 2.7(e) e nella Figura 2.7(f) sono mostrati il picco della massa di recoil e quello del bosone di Higgs ricostuito dai quattro jet prodotti dal suo decadimento. In tutti gli istogrammi con ascissa l'energia l'ampiezza dei bin è di 200 MeV, ad eccezione di quelli delle masse di recoil in cui è 100 MeV.

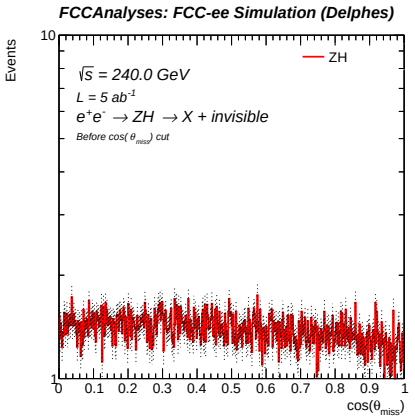


(a)

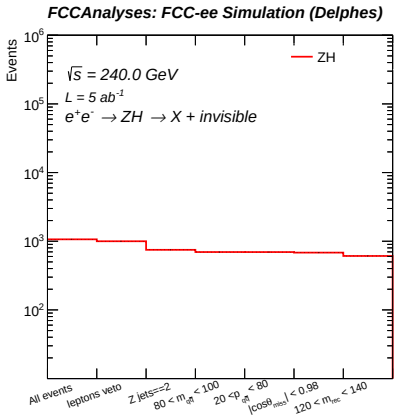


(b)

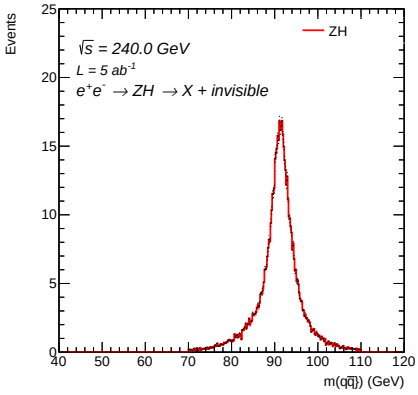
Figura 2.3: Diagrammi di Feynman relativi agli eventi analizzati nel caso in cui l'Higgs decada in quattro jet. (a) H $\rightarrow$ WW, (b) H $\rightarrow$ ZZ



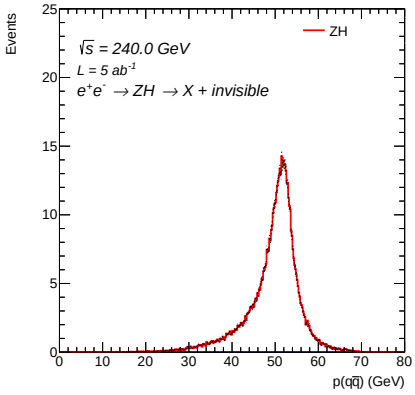
(a)



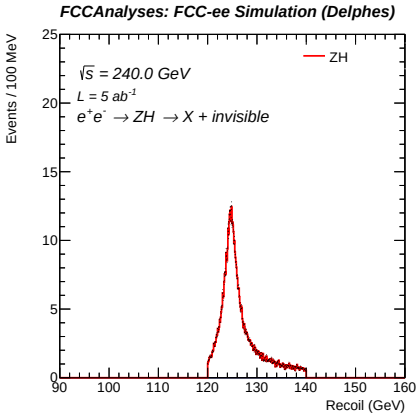
(b)



(c)

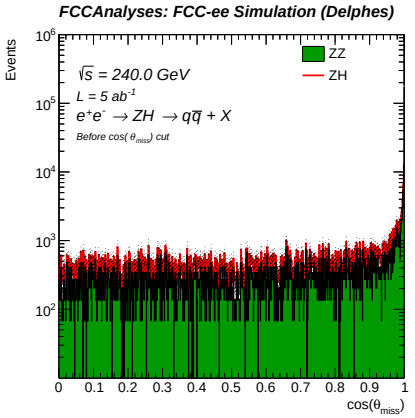


(d)

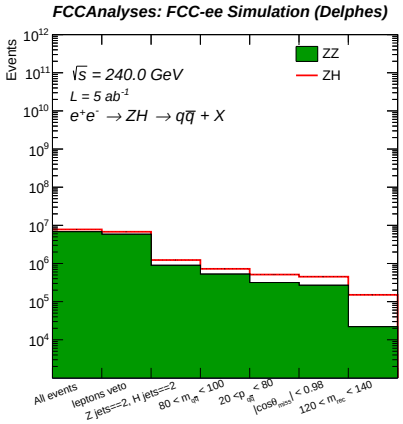


(e)

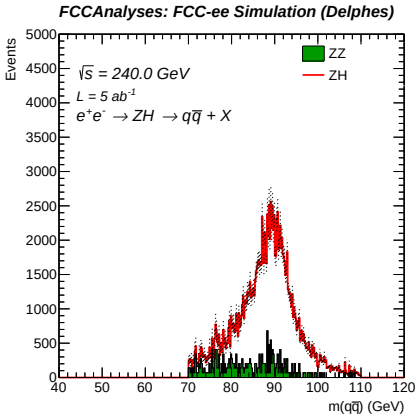
Figura 2.4: Ricostruzione degli eventi ZH in cui $H \rightarrow invisibile$. (a) $\cos\theta_{miss}$, (b) cutflow, (c) massa del bosone Z, (d) impulso del bosone Z, (e) massa di recoil,



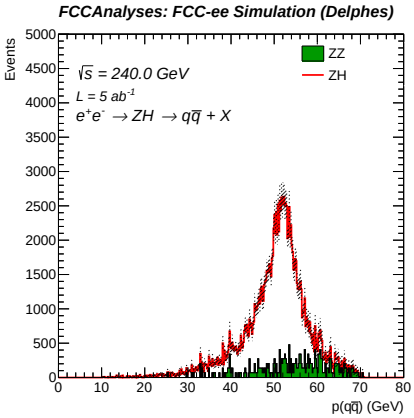
(a)



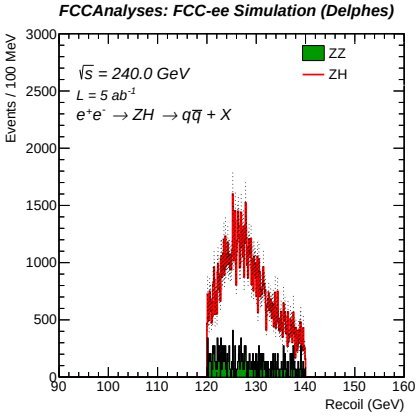
(b)



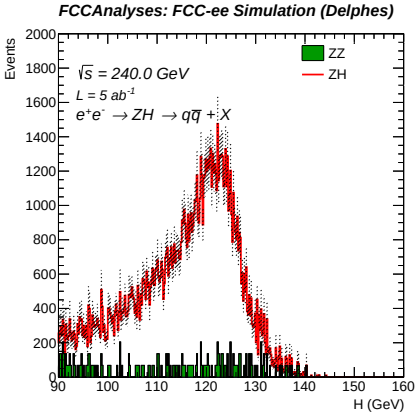
(c)



(d)

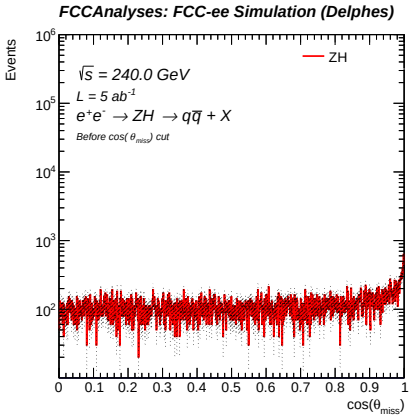


(e)

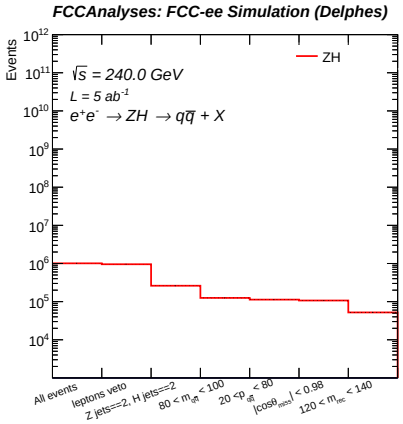


(f)

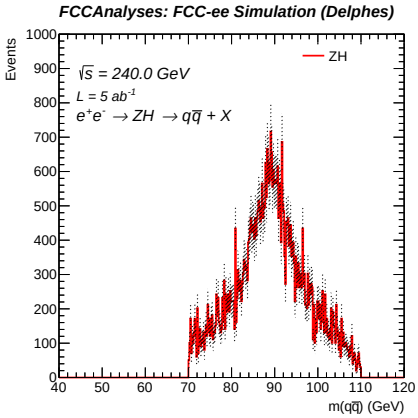
Figura 2.5: Ricostruzione degli eventi ZH con selezione $H \to bb$. (a) $\cos\theta_{miss}$, (b) cutflow, (c) massa del bosone Z, (d) impulso del bosone Z, (e) massa di recoil, (f) massa dell'Higgs. Il rosso rappresenta il segnale totale, il verde il background $e^+e^- \to ZZ^*$.



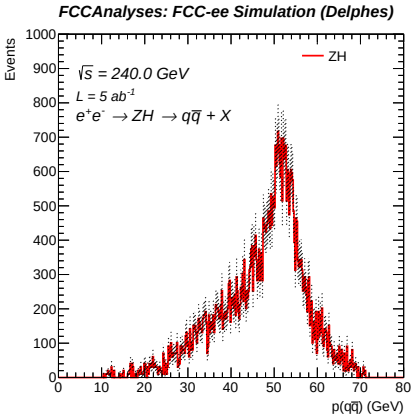
(a)



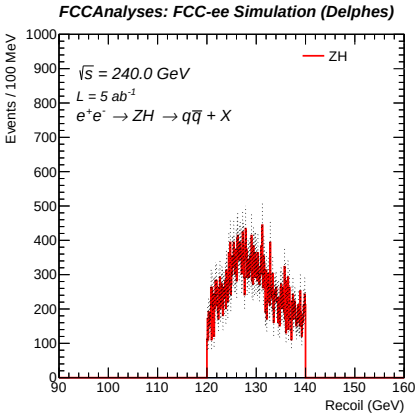
(b)



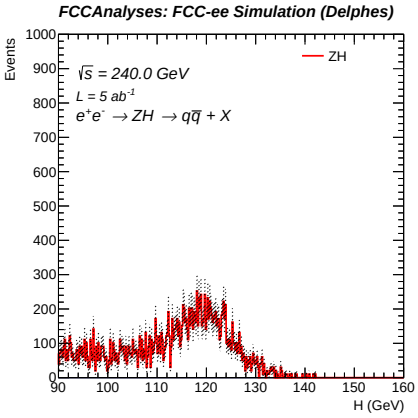
(c)



(d)

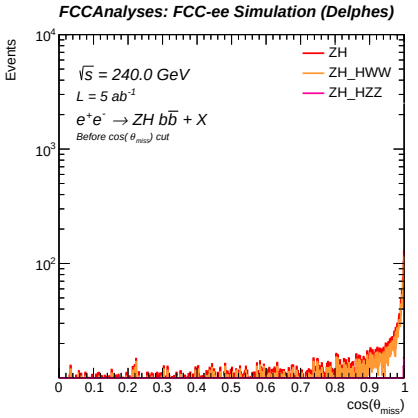


(e)

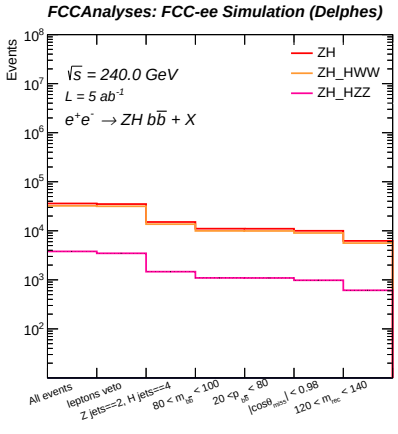


(f)

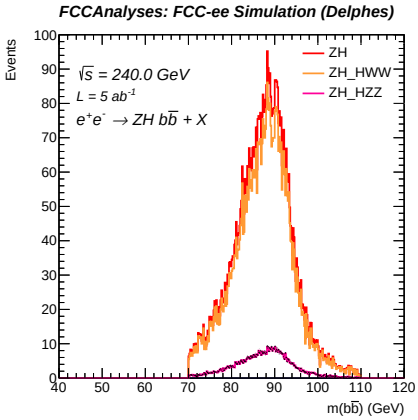
Figura 2.6: Ricostruzione degli eventi ZH con selezione $H \to gg$. (a) $\cos\theta_{miss}$, (b) cutflow, (c) massa del bosone Z, (d) impulso del bosone Z, (e) massa di recoil, (f) massa dell'Higgs.



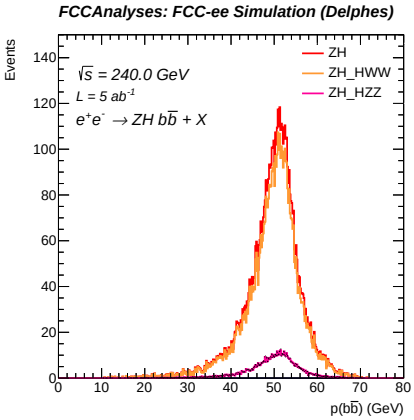
(a)



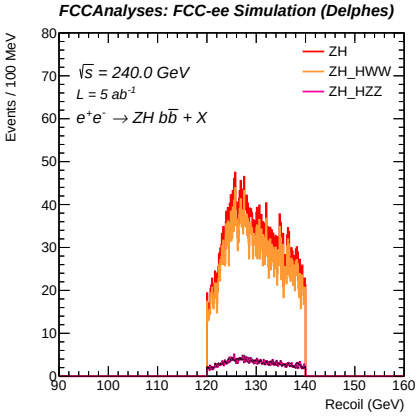
(b)



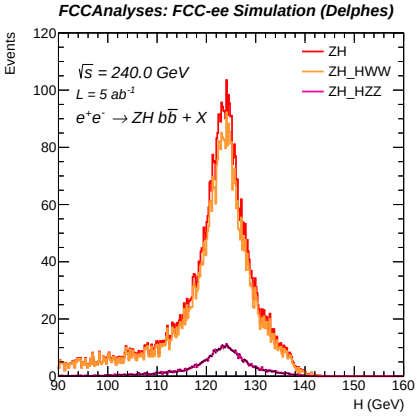
(c)



(d)



(e)



(f)

Figura 2.7: Ricostruzione degli eventi ZH in cui $ZH \to b\bar{b}$ + 4jet. (a) $\cos\theta_{miss}$, (b) cutflow, (c) massa del bosone Z, (d) impulso del bosone Z, (e) massa di recoil, (f) massa dell'Higgs . Il rosso rappresenta il segnale totale, l'arancione il segnale di $H \to WW^*$, il rosa il segnale $H \to ZZ^*$

Capitolo 3

Analisi e risultati

L'obiettivo di questa analisi è confrontare il valore in cui è posizionato il picco delle varie risonanze con i valori reali attesi, e capire come vari la risoluzione delle misure caso per caso.

3.1 Analisi del picco dello Z

Il modello utilizzato per questi fit, per semplicità, è una combinazione lineare di una distribuzione gaussiana con una Breit-Wigner. In Equazione 3.1 è mostrata la funzione usata: M indica il valore medio della distribuzione, che in questo caso coinciderà con la massa del bosone Z, con σ^2 la varianza della gaussiana, Γ rappresenta la larghezza caratteristica dello Z, la quale è stata fissata al valore di 2.4955 GeV come indicato dal PDG[1]. Infine, N è un fattore di scala ed α è un coefficiente compreso fra zero e uno che modula la combinazione delle due funzioni.

$$f(E) = N * (\alpha \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{(\frac{E-M}{\sigma})^2} + (1-\alpha)\frac{1}{2\pi}\frac{\Gamma}{(E-M)^2 + (\frac{\Gamma}{2})^2}) \tag{3.1}$$

Per il caso H $\rightarrow$ b$\bar{\text{b}}$ il fondo è stato parametrizzato con un polinomio di quarto grado, sommato al segnale. In Tabella 3.1 sono raccolti i parametri più significativi ottenuti dai fit, e in Figura 3.1 è mostrato il confronto grafico fra fit e dati dei ciascuno dei casi. Il modello utilizzato chiaramente non è perfetto, come si può notare sia dai valori ottenuti di p-value, fortemente al di sotto dell'1%, sia graficamente; infatti, la funzione ottenuta non descrive in modo esatto l'andamento dei dati, soprattutto nei casi in cui H decade in gluoni e in quattro jet. Detto ciò, possiamo comunque notare alcuni aspetti interessanti: per prima cosa notiamo come nei casi in cui il bosone di Higgs decade in due o quattro jet α assuma valori molto vicini a uno. Ciò implica che nella descrizione della distribuzione la parte gaussiana giochi un ruolo maggiore rispetto alla Breit-Wigner. Oltre a ciò, i valori della massa, sempre in questi casi, risultano essere sottostimati rispetto al valore reale

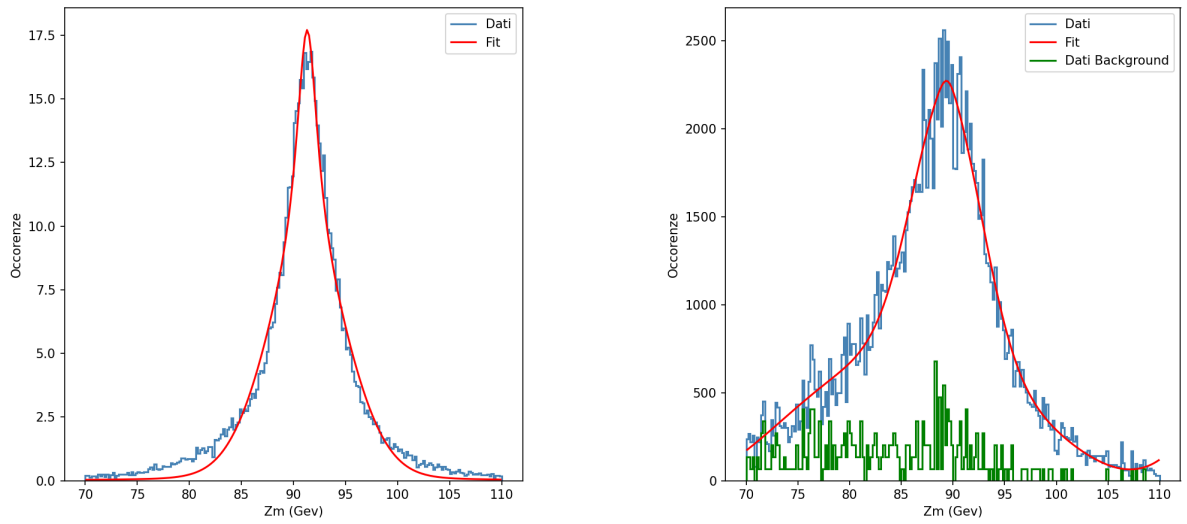
della massa del bosone Z. Infine, osservando i valori di σ calcolati dal fit, sembrerebbe che il campione avente la risoluzione migliore sia quello del caso in cui il bosone di Higgs decade in una coppia di quark b. Ciò che però ci si aspetterebbe è che il caso avente risoluzione migliore sia quello del decadimento dell'Higgs in invisibile, il motivo è spiegato successivamente. L'insieme di questi effetti probabilmente è causato dal modello usato, poiché troppo semplice. Per questa ragione si è deciso di calcolare moda, media e RMS e utilizzare anche questi per poter confrontare i dati. La Tabella 3.2 mostra i valori di moda, media, RMS e RMS della media relativi agli istogrammi in analisi. Come prima, ciò che si può osservare è che in generale il valore medio della massa del bosone Z risulta essere sottostimato, ad eccezione del caso di H in invisibile: se infatti si utilizza come errore associato alla media la deviazione standard della media, questa risulta compatibile con il valore indicato dal Particle Data Group [1]. Inoltre, il fatto che moda e media abbiano valori molto ravvicinati in tutti i casi ($|moda - media| \ll$ RMS), può suggerire che la distribuzione degli eventi sia approsimativamente simmetrica attorno al picco, ma questa osservazione da sola però non è sufficiente a dimostrare la simmetria della distribuzione. Utilizzando l'RMS come prima approssimazione della risoluzione della misura, ciò che si osserva è che il caso in cui la risoluzione risulta migliore è, come ci si aspetterebbe, quello in cui H decade in invisibile. Questo probabilmente perché, essendo presenti solamente due jet, non vi è ambiguità nel distinguerli e associarli correttamente al corretto bosone. Nei casi in cui il bosone di Higgs decada anch'esso in jet si osserva una perdita di risoluzione, probabilmente dovuta a una maggiore difficoltà nell'associare correttamente i prodotti di decadimento dello Z e dell'Higgs.

Parametri fit risonanza bosone Z				
Caso	$H \to inv$	$H \to b\bar{b}$	$H \to gg$	$H \to 4jet$
α	0.666 ± 0.012	0.96 ± 0.04	0.902 ± 0.009	0.97 ± 0.01
M (GeV)	91.32 ± 0.02	89.43 ± 0.09	89.092 ± 0.1	87.88 ± 0.08
σ (GeV)	3.92 ± 0.08	3.4 ± 0.2	9.421 ± 0.244	6.1 ± 0.1
χ^2	1465.57	322.85	1211.61	3466.16
p-value	5.44×10^{-193}	7.87×10^{-9}	7.59×10^{-146}	0

Tabella 3.1: Tabella contenente i parametri più significativi dei fit svolti sui dati relativi al picco dello Z. La tabella contenente la totalità dei parametri è presente in Appendice

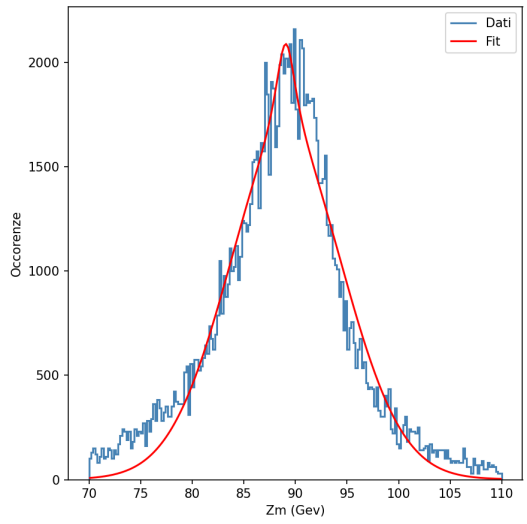
3.2 Analisi del picco della quantià di moto del bosone Z

Il modello utilizzato in questo caso è il medesimo utilizzato in precedenza per la risonanza della massa del bosone Z, ossia una combinazione lineare fra una distribuzione gaussiana

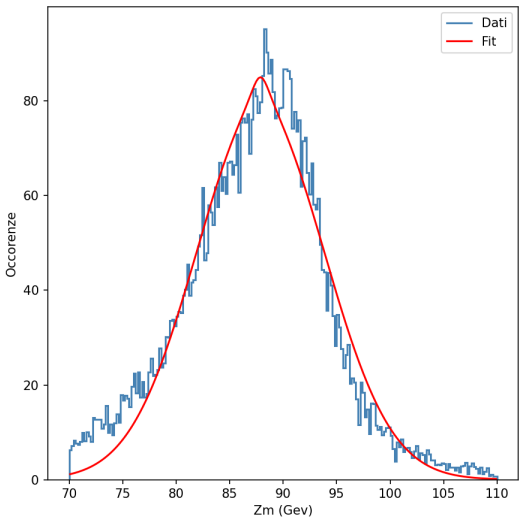


(a)

(b)



(c)



(d)

Figura 3.1: Confronto grafico fra i dati relativi al picco dello Z (in blu) e i fit ottenuti (in rosso). I grafici mostrati corrispondono ai casi (a)$H \rightarrow invisibile$, (b)$H \rightarrow b\bar{b}$, (c)$H \rightarrow gg$, (d) $H \rightarrow 4jet$. Nella seconda immagine (b) in verde è mostrato il segnale di background. Come si può notare, in particolare in (c) e (d), i fit ottenuti dall'analisi non seguono in modo esatto la distribuzione dei dati, ragione per la quale si è deciso di utilizzare anche indicatori statistici indipendenti dal fit per confrontare i dati

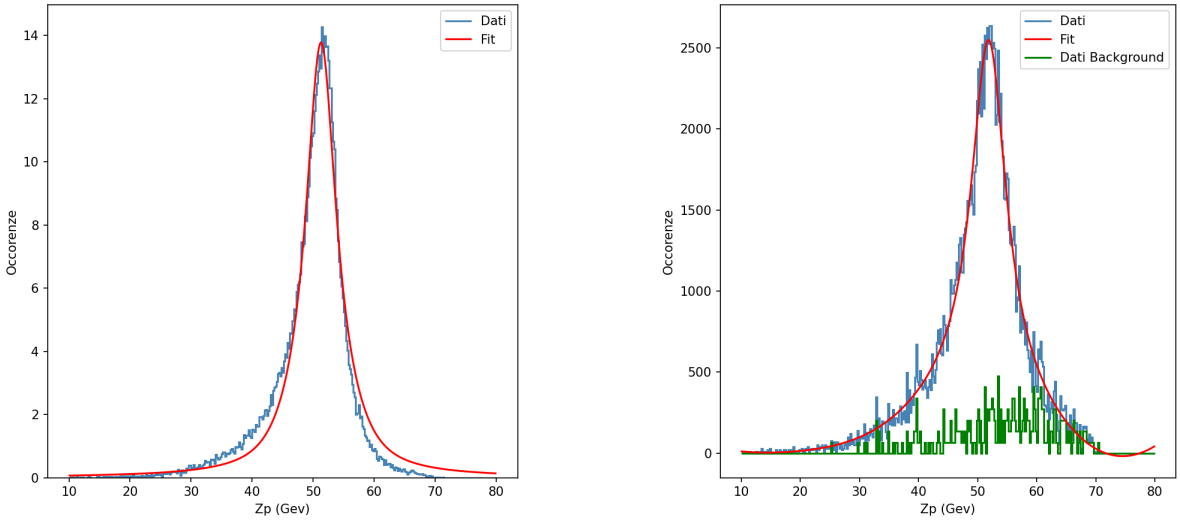
Statistiche risonanza bosone Z				
Caso	$H \to inv$	$H \to b\bar{b}$	$H \to gg$	$H \to 4jet$
Moda (GeV)	91.70	89.10	89.10	88.30
Media (GeV)	91.03	87.95	89.15	87.36
RMS (GeV)	5.10	7.00	8.43	6.66
RMS della media(GeV)	0.21	0.02	0.04	0.08

Tabella 3.2: Tabella contenente i valori di moda, media e RMS relativi agli istogrammi analizzati relativi alla risonanza del bosone Z

e una Breit-Wigner; a differenza di prima, però, Γ è stato lasciato come parametro libero. Anche qui, per il caso in cui $H \to b\bar{b}$, il segnale di fondo è stato descritto utilizzando una polinomiale di quarto grado, sommata al segnale. In Tabella 3.3 sono mostrati i parametri ottenuti dal fit, mentre in Figura 3.2 vi è il confronto grafico fra i dati e il fit ottenuto per ciascun caso. Confrontando i p-value ottenuti, ciò che si può notare è che i casi in cui il bosone di Higgs decade in invisibile oppure in gluoni possiedono valori altissimi di questo parametro, mentre nei casi rimanenti questo stesso valore è nullo, nonostante il confronto grafico suggerirebbe il contrario. Oltre a ciò si può notare come, a differenza dell'analisi della massa del bosone, in questo caso la componente che tende a influenzare in modo maggiore la distribuzione sia la Breit-Wigner, infatti i valori che α assume tendono ad essere al di sotto di 0.5, ed in alcuni casi si avvicina molto a zero, come adesempio nel decadimento in gluoni. Una criticità che può essersi presentata nell'analisi del fit è che, non avendo fissato un valore da associare a Γ come nel caso precedente, può succedere che vi sia ambiguità da parte del modello nel riconoscere e distinguere Γ e σ nel modo corretto; inoltre, proprio perché Γ non è definito, non si ha un valore da poter confrontare con i parametri ottenuti, complicando ulteriormente il confronto. Di conseguenza, come nel caso precedente, si sono calcolate moda, media e RMS per poter confrontare i dati in modo macroscopico. In Tabella 3.4 sono raccolti i parametri statistici prima citati. Anche in questo caso, in tutti e quattro gli esempi, lo scarto tra moda e media è decisamente contenuto se confrontato con il valore RMS; ciò può suggerire che i dati siano distribuiti in modo abbastanza simmetrico attorno al picco ma, esattamente come in precedenza, ciò non dimostra la simmetria della distribuzione. Usando l'RMS come prima stima della risoluzione della misura, si può notare come la risoluzione migliore anche in questo caso sia associata alla popolazione del decadimento dell'Higgs in invisibile, mentre la peggiore a quella del decadimento in gluoni.

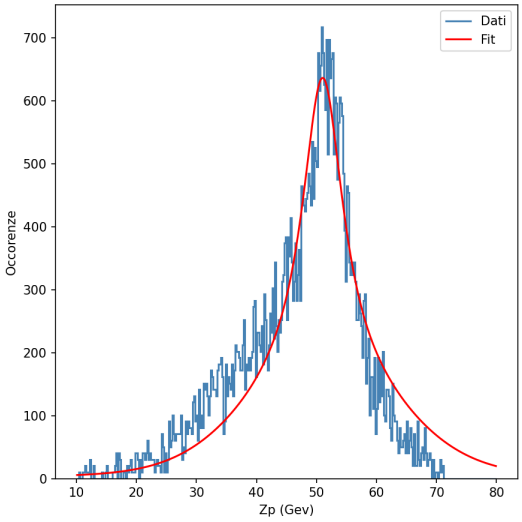
3.3 Analisi del picco della massa di recoil

Il modello che è stato utilizzato per il fit è una semplice gaussiana, dove in certi casi è stata ristretta ad un intorno del picco, in modo tale da ridurre l'influenza delle code

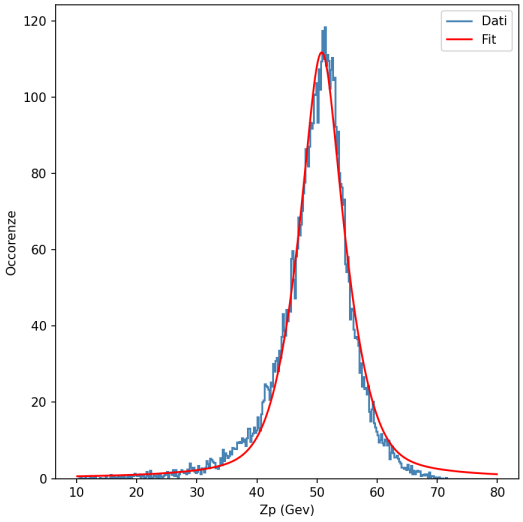


(a)

(b)



(c)



(d)

Figura 3.2: Confronto grafico fra i dati relativi al picco della quantità di moto dello Z (in blu) e i fit ottenuti (in rosso). I grafici mostrati corrispondono ai casi (a)$H \to invisibile$, (b)$H \to b\bar{b}$, (c)$H \to gg$, (d) $H \to 4jet$. Nella seconda immagine (b) in verde è mostrato il segnale di background

Parametri fit risonanza quantità di moto del bosone Z				
Caso	$H \to inv$	$H \to b\bar{b}$	$H \to gg$	$H \to 4jet$
α	0.24 ± 0.04	0.34 ± 0.15	0.10 ± 0.04	0.38 ± 0.04
P (GeV)	51.09 ± 0.03	51.89 ± 0.04	51.30 ± 0.03	50.76 ± 0.03
σ (GeV)	4.5 ± 0.3	10.74 ± 3.19	4.3 ± 0.6	4.78 ± 0.17
Γ (GeV)	6.6 ± 0.2	7.2 ± 0.3	5.99 ± 0.19	7.5 ± 0.3
χ^2	218.8	2.48 $\times 10^6$	65.70	4023
p-value	0.999	0.0	1.0	0.0

Tabella 3.3: Tabella contenente i parametri più significativi dei fit svolti sui dati relativi al picco della quantità di moto dello Z. La tabella contenente la totalità dei parametri è presente in Appendice

Statistiche risonanza quantità di moto del bosone Z				
Caso	$H \to inv$	$H \to bb$	$H \to gg$	$H \to 4jet$
Moda (GeV)	51.5	52.1	50.9	51.3
Media (GeV)	49.64	50.39	47.42	49.66
RMS (GeV)	6.07	7.56	9.78	6.33
RMS della media(GeV)	0.25	0.02	0.04	0.08

Tabella 3.4: Tabella contenente i valori di moda, media, RMS ed RMS della media relativi agli istogrammi analizzati relativi alla risonanza della quantità di moto del bosone Z

sul risultato finale del fit. Come in precedenza, per il caso $H \to b\bar{b}$ il fondo è stato parametrizzato con una polinomiale di quarto grado, sommata al segnale. In Tabella 3.5 sono raccolti i valori ottenuti dai fit svolti sui dati della massa di recoil, mentre in **??** è mostrato il confronto grafico fra i dati e il grafico del fit ottenuto. Osservando i valori ottenuti dal fit e i grafici, in particolare relativi ai dati dei decadimenti in jet da parte del bosone di Higgs, ciò che si può osservare sono forti fluttuazioni statistiche bin per bin. Il caso in cui questo effetto è meno impattante è quello del decadimento in invisibile; infatti, anche il fit che si ottiene a livello grafico segue bene l'andamento dei dati nell'intorno del picco. Per poter confrontare i dati sono stati confrontati moda, media ed RMS, come già visto nelle analisi precedenti. In Tabella 3.6 sono raccolti questi parametri statistici. Innanzitutto, si può notare come in generale sia media che moda risultino essere sovrastimate rispetto al valore atteso della massa dell'Higgs, in particolare negli istogrammi relativi ai decadimenti in getti adronici. Nel caso in cui lo scalare decada in invisibile, si può notare come la differenza tra moda e media sia minore del valore dell'RMS, per cui si può pensare che la distribuzione dei dati sia in generale simmetrica attorno al picco; ciò non è sufficiente a dimostrare la simmetria della distribuzione. Ciò non può essere detto per gli altri istogrammi in quanto la distanza tra moda e media è equiparabile al valore di RMS. Infine, confrontando gli RMS la risoluzione migliore,

anche in questo caso, è associata al decadimento in invisibile, mentre il caso in cui la risoluzione è peggiore è quello del decadimento in quattro jet.

Parametri fit risonaza di recoil				
Caso	$H \to inv$	$H \to b\bar{b}$	$H \to gg$	$H \to 4jet$
M (GeV)	124.77 ± 0.03	126.6 ± 0.9	128.7 ± 0.2	129.33 ± 0.16
σ (GeV)	1.57 ± 0.03	3.2 ± 1.3	8.1 ± 0.3	8.9 ± 0.3
χ^2	187.38	664.12	454.48	687.85
p-value	3.51×10^{-17}	2.72×10^{-53}	2.14×10^{-22}	1.27×10^{-55}

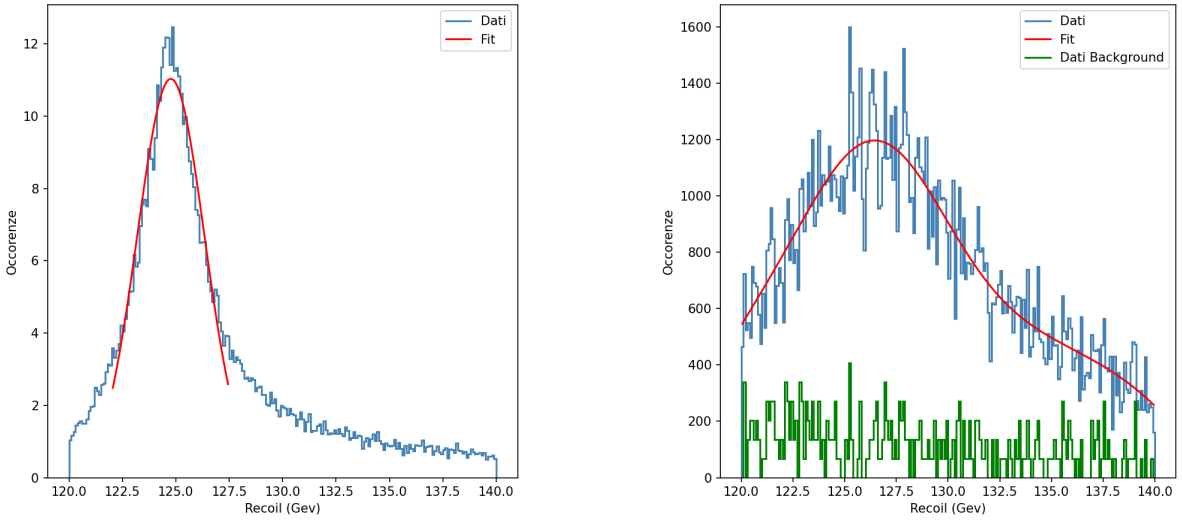
Tabella 3.5: Tabella contenente i parametri più significativi dei fit svolti sui dati relativi al picco della massa di recoil. La tabella contenente la totalità dei parametri è presente in Appendice

Statistiche risonanza quantità di moto del bosone Z				
Caso	$H \to inv$	$H \to b\bar{b}$	$H \to gg$	$H \to 4jet$
Moda (GeV)	124.85	125.25	131.25	125.75
Media (GeV)	126.52	128.43	129.54	129.85
RMS (GeV)	4.07	4.95	5.23	5.29
RMS della media(GeV)	0.17	0.013	0.023	0.067

Tabella 3.6: Tabella contenente i valori di moda, media, RMS ed RMS della media relativi agli istogrammi analizzati relativi alla risonanza della quantità di moto del bosone Z

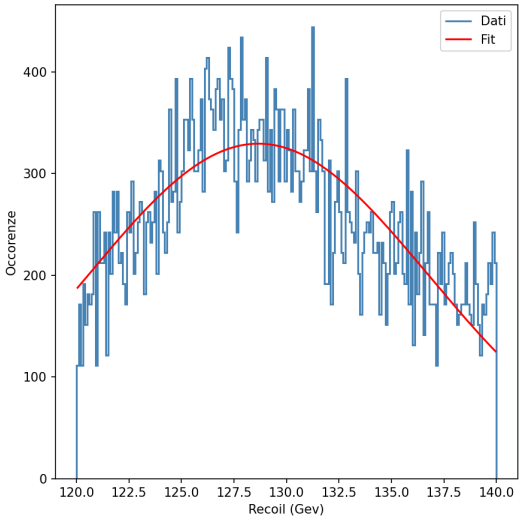
3.4 Analisi picco dell'Higgs

Come nel caso precedente, il modello usato è una gaussiana ristretta ad un intervallo del picco, in modo tale da ridurre l'infulenza delle code, in particolare quella di sinistra, sul risultato finale del fit. Per il caso H $\to$ b$\bar{\text{b}}$ il fondo si è deciso di trascurare il fondo, poichè poco presente. I risultati dei fit svolti sulle ricostruzioni del bosone di Higgs attraverso i sui prodotti di decadimento sono raccolti in Tabella 3.7, mentre il confronto grafico fra dati e fit è illustrato in Figura 3.4. Anche in questo caso la massa del bosone risulta essere, sottostimata rispetto al valore reale; oltre a ciò, confrontando le σ la tipologia di eventi per cui si ha una maggiore risoluzione risulta essere il caso in cui il bosone di Higgs decade in quattro jet.

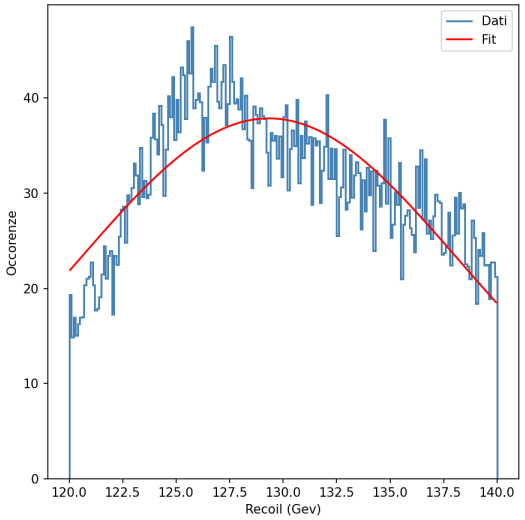


(a)

(b)



(c)



(d)

Figura 3.3: Confronto grafico fra i dati relativi al picco della massa di recoil (in blu) e i fit ottenuti (in rosso). I grafici mostrati corrispondono ai casi (a)$H \rightarrow invisibile$, (b)$H \rightarrow b\bar{b}$, (c)$H \rightarrow gg$, (d) $H \rightarrow 4jet$. Nella seconda immagine (b) in verde è mostrato il segnale di background

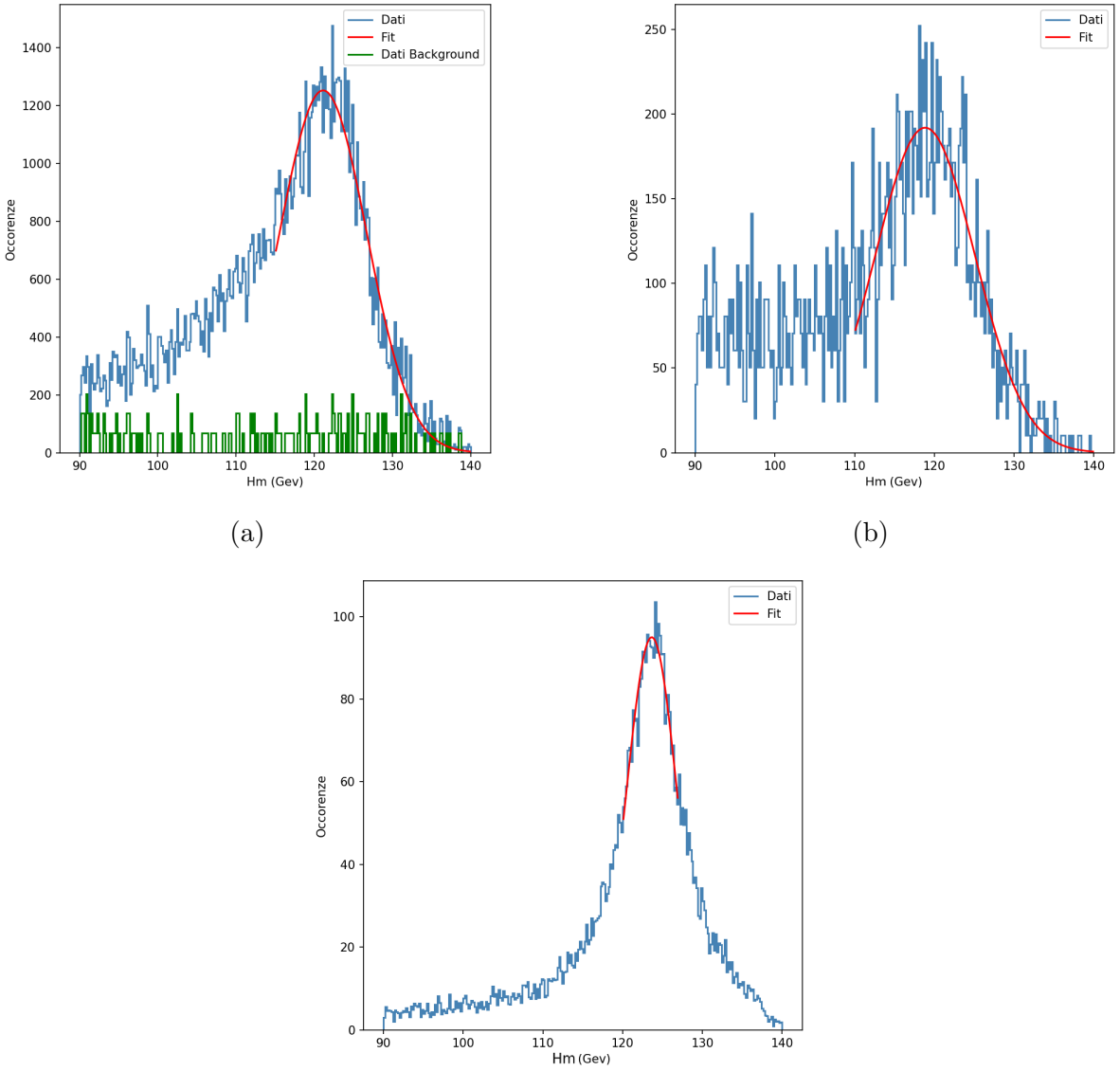


Figura 3.4: Confronto grafico fra i dati relativi al picco dell'Higgs (in blu) e i fit ottenuti (in rosso) relativi al picco della massa dell'Higgs. I grafici mostrati corrispondono ai casi (a)$H \to b\bar{b}$, (b)$H \to gg$, (c) $H \to 4jet$. Nella prima immagine (a) in verde è mostrato il segnale di background

Parametri fit risonanza bosone di Higgs			
Caso	$H \to b\bar{b}$	$H \to gg$	$H \to 4$ jet
Media	121.13 ± 0.12	118.84 ± 0.19	123.643 ± 0.059
Sigma	5.58 ± 0.13	6.3 ± 0.2	3.176 ± 0.102
χ^2	156.96	157.28	45.46
p-value	0.018	0.266	0.058

Tabella 3.7: Tabella contenente i parametri più significativi dei fit svolti sui dati relativi al picco della massa dell'Higgs. La tabella contenente la totalità dei parametri e quella contenete la matrice di covarianza sono presenti in Appendice

Capitolo 4

Conclusioni

Il Future Circular Collider sarà una sfida a livello tecnologico molto importante, ma che permetterà di fare grandi passi all'interno della fisica delle particelle. Il progetto promette di effettuare, nella sua prima fase, collisioni fra elettroni e positroni ad altissima luminosità, misurabili con grande precisione grazie alla bassa presenza di rumore nel campione e al rivelatore di nuova generazione proposto dal progetto IDEA. Quest'ultimo raggiungerà un alto grado di precisione grazie anche all'uso di tecnologie innovative adottate, per esempio, nella camera di deriva, nel sistema di calorimetria a doppia lettura, nel solenoide superconduttore e infine nel sistema di rivelamento muonico. Uno degli argomenti di studio, durante questa fase di acceleratore leptonico, è il bosone di Higgs e le sue proprietà. Queste saranno studiate attraverso fenomeni di Higgsstrahlung, ossia la produzione di un bosone di Higgs in combinazione con un bosone Z. Attraverso lo studio dei prodotti di decadimento del bosone Z sarà possibile studiare in modo approfondito il bosone di Higgs indirettamente, grazie allo studio di quantità come la massa di recoil. Nell'analisi proposta sono stati analizzati eventi in cui i prodotti di decadimento dell'Higgsstrahlung fossero unicamente jet, nello specifico in cui il bosone Z decadesse sempre in una coppia di getti adronici, mentre il numero di jet provenienti dal bosone di Higgs poteva essere zero, caso di decadimento in invisibile, due, caso di decadimento in $b\bar{b}$ o gg, e infine quattro jet, mediante il decadimento di una coppia di bosoni W o Z. Dall'analisi dei dati relativi al picco dello Z è possibile affermare che nei casi in cui si ha un decadimento in getti adronici da parte del bosone di Higgs si osserva una sottostima della massa del bosone, sia attraverso il fit sia attraverso le statistiche descrittive calcolate. Oltre a ciò, confrontando l'RMS si nota come il caso avente la risoluzione migliore sia quello legato al decadimento in invisibile dell'Higgs, mentre la risoluzione peggiore appartiene al decadimento in gluoni. Un comportamento simile si può osservare dall'analisi del picco della quantità di moto del bosone Z; infatti, dal confronto dell'RMS, ciò che si osserva è che la risoluzione migliore è associata al caso in cui il bosone di Higgs decade in invisibile, mentre la peggiore è associata al caso di decadimento gluonico. Passando invece agli istogrammi relativi alla descrizione del bosone di Higgs, si può dire che

dall'analisi della massa di recoil si nota come i campioni relativi ai decadimenti in jet da parte dello scalare presentino forti fluttuazioni statistiche bin per bin, mentre quello relativo al decadimento in invisibile ne è molto meno affetto. Confrontando successivamente l'RMS di ciascun campione, si nota come la risoluzione della misura sia migliore quando gli unici jet prodotti sono quelli del bosone Z dell'Higgsstrahlung, mentre la risoluzione peggiore è quella del decadimento in quattro jet. Infine, analizzando il picco del bosone di Higgs ricostruito attraverso i suoi prodotti di decadimento si osserva che i valori di massa anche in questo caso risultano essere sotto stimati rispetto al valore reale, oltre a ciò confrontando le σ ciò che si osserva è che la risoluzione migliore in questo caso si ha analizzando eventi in cui sono prodotti 4 jet dal bosone in analisi, mentre la peggiore si ha nell'analisi, di nuovo, nel analisi di decadimenti gluonici.

Appendice

Il modello utilizzato per descrivere il segnale di fondo è descritto dalla seguente polinomiale di quarto grado, mostrata in Equazione 4.1. I termini a_i rappresentano i coefficienti corrispondenti all'i-esimo grado, con i compreso fra zero e quattro.

$$p(E) = a_0 + a_1 E + a_2 E^2 + a_3 E^3 + a_4 E^4 \tag{4.1}$$

Nelle tabelle seguenti sono elencati per esteso tutti i parametri ottenuti dai fit svolti in questa analisi, e le relative matrici di covarianza.

Parametri fit risonanza del bosone Z				
Caso	$H \to inv$	$H \to bb$	$H \to gg$	$H \to 4jet$
N	116 ±1 GeV	12600 ±1300	10690 ±190	1210 ±15
α	0.666 ± 0.012	0.96 ± 0.04	0.902 ± 0.009	0.97 ± 0.01
M (GeV)	91.32 ± 0.02	89.43 ± 0.09	89.092 ± 0.1	87.88 ± 0.08
σ (GeV)	3.92 ± 0.08	3.4 ± 0.2	9.421 ± 0.244	6.1 ± 0.1
a_0	/	660 ±80	/	/
a_1 (Gev$^-$1)	/	-30 ±3	/	/
a_2 (Gev$^-$2)	/	-2.5 ±0.8	/	/
a_3 (Gev$^-$3)	/	0.072 ±0.013	/	/
a_4 (Gev$^-$4)	/	0.003 ±0.002	/	/
χ^2	1465.57	322.85	1211.61	3466.16
$\tilde{\chi}^2$	7.48	1.69	6.18	17.68
p-value	5.44×10^{-193}	7.87×10^{-9}	7.59×10^{-146}	0

Tabella 4.1: Tabella contenente tutti i parametri dei fit svolti sui dati relativi al picco dello Z

Parametri fit risonanza quantità di moto del bosone Z				
Caso	$H \to inv$	$H \to bb$	$H \to gg$	$H \to 4jet$
N	1305 ± 18	(1.8 ± 0.5) $\times 10^6$	656 ± 9	6620 ± 80
α	0.24 ± 0.04	0.34 ± 0.15	0.10 ± 0.04	0.38 ± 0.04
P (GeV)	51.09 ± 0.03	51.89 ± 0.04	51.30 ± 0.03	50.76 ± 0.03
σ (GeV)	4.5 ± 0.3	10.74 ± 3.19	4.3 ± 0.6	4.78 ± 0.17
Γ (GeV)	6.6 ± 0.2	7.2 ± 0.3	5.99 ± 0.19	7.5 ± 0.3
a_0	/	(-1 ± 2) $\times 10^2$	/	/
a_1 (Gev$^-$1)	/	-6 ±2	/	/
a_2 (Gev$^-$2)	/	0.1 ±0.4	/	/
a_3 (Gev$^-$3)	/	0.011 ±0.002	/	/
a_4 (Gev$^-$4)	/	0.0000 ±0.0001	/	/
χ^2	218.8	2.48 $\times 10^6$	65.70	4023
$\tilde{\chi}^2$	0.634	731	0.19	11.66
p-value	0.999	0.0	1.0	0.0

Tabella 4.2: Tabella contenente tutti i parametri dei fit svolti sui dati relativi al picco della quatità di moto dello Z.

Parametri fit risonaza di recoil				
Caso	$H \to inv$	$H \to bb$	$H \to gg$	$H \to 4jet$
N	43.517 ± 0.712	(4 ± 5)$\times 10^3$	6700.044 ± 189.698	842.990 ± 20.217
M (GeV)	124.77 ± 0.03	126.6 ± 0.9	128.7 ± 0.2	129.33 ± 0.16
σ (GeV)	1.57 ± 0.03	3.2 ± 1.3	8.1 ± 0.3	8.9 ± 0.3
a_0	/	(6 ± 5)$\times 10^2$	/	/
a_1 (Gev$^-$1)	/	10 ± 20	/	/
a_2 (Gev$^-$2)	/	-3 ± 10	/	/
a_3 (Gev$^-$3)	/	0.4 ± 0.9	/	/
a_4 (Gev$^-$4)	/	-0.02 ± 0.03	/	/
χ^2	187.38	664.12	454.48	687.85
$\tilde{\chi}^2$	3.60	3.45	2.30	3.49
p-value	3.51×10^{-17}	2.72×10^{-53}	2.14×10^{-22}	1.27×10^{-55}

Tabella 4.3: Tabella contenente i parametri più significativi dei fit svolti sui dati relativi al picco della massa di recoil. La tabella contenente la totalità dei parametri è presente in Appendice

Parametri fit risonanza del bosone di Higgs			
Caso	$H \to b\bar{b}$	$H \to gg$	$H \to 4jet$
N	17500 ± 300	10690 ±190	1210 ±15
M (GeV)	121.13 ± 0.12	118.84 ± 0.19	123.643 ± 0.059
σ (GeV)	5.578 ± 0.13	6.3 ± 0.2	3.176 ± 0.102
χ^2	156.96	157.28	45.46
$\tilde{\chi}^2$	1.286	1.069	1.420
p-value	0.018	0.266	0.058

Tabella 4.4: Tabella contenente tutti i parametri dei fit svolti sui dati relativi al picco dello Z

Bibliografia

[1] F. Takahashiet al.(Particle Data Group), *Review of Particle Physics*, 2026

[2] J. Ellis, *Higgs Physics*, 2013 European School of High-Energy Physics, 2015

[3] A. Abada et al., *FCC Physics Opportunities*,The European Physical Journal C, 2019.

[4] A. Abada et al., *FCC-ee: The Lepton Collider*, The European Physical Journal Special Topics, 2019

[5] The IDEA Study Group, *The IDEA detector concept for FCC-ee*, 2025.

[6] The ALICE collaboration, *Technical Design report for the ALICE Inner Tracking System 3- ITS3 ; A bent wafer-scale monolithic pixel detector.*, Tech. rep., CERN, Geneva, 2024

[7] I. Peric et al., *High-voltage cmos active pixel sensor*, IEEE Journal of Solid-State Circuits 56(8), 2021

[8] S. Catani, Yu.L. Dokshitzer, M. Olsson, G. Turnock, B.R. Webber, *New clustering algorithm for multijet cross sections in e^+ e^- annihilation*, Phys. Lett. B 269, 432–438, 1991