Università degli Studi di Napoli "Federico II"
Scuola Politecnica e delle Scienze di Base
Area didattica Scienze Matematiche Fisiche e Naturali

Dipartimento di Fisica
Tesi di Laurea Magistrale in Fisica

Studio della struttura tensoriale del vertice H $\rightarrow$ ZZ* nell'esperimento ATLAS ad LHC

Study of the $H \rightarrow ZZ^*$ vertex tensor structure in the ATLAS experiment at LHC

Relatori:
Prof.ssa Mariagrazia Alviggi
Dott. Francesco Alessandro Conventi

Candidato:
Francesco Cirotto
Matricola: N94/107

Anno Accademico 2012/2013

Indice

Introduzione

Nella descrizione data dalla fisica moderna tutte le interazioni tra le particelle sono interpretabili come dovute a quattro forze fondamentali: elettromagnetica, debole, forte e gravitazionale. Il Modello Standard è una teoria di gauge sviluppata negli anni '60 da Glashow, Weinberg e Salam [1, 2, 3] che descrive tre delle quattro forze, non includendo quella gravitazionale. Le previsioni del Modello Standard sono state verificate da diversi esperimenti con altissima precisione nel corso dei decenni successivi alla sua formulazione. Non sono state evidenziate discrepanze significative dalle previsioni del Modello Standard.
Il Modello Standard prevede che le particelle acquisiscano massa attraverso il meccanismo di Higgs [4]. In questo modello viene postulata l'esistenza di un campo scalare la cui interazione con le particelle conferisce a quest'ultime la massa. Il meccanismo prevede l'esistenza di un'ulteriore particella, il bosone di Higgs, la cui massa costituisce un parametro libero della teoria. La validità del modello quindi, può essere testata oservando sperimentalmente questa particella.
La ricerca del bosone di Higgs è stata una delle motivazioni principali per la costruzione del Large Hadron Collider (LHC), un acceleratore di particelle protone-protone situato al CERN in Svizzera. Due esperimenti, ATLAS e CMS sono stati installati a LHC per la ricerca del bosone di Higgs.
Recenti risultati da parte delle due collaborazioni indicano l'evidenza dell'esistenza di una particella simile al bosone di Higgs previsto dal Modello Standard con massa $m_H \sim 125$ GeV. La compatibilità di tale risonanza con l'Higgs del Modello Standard può essere verificata misurandone le proprietà di spin, parità e dallo studio degli accoppiamenti dei vertici di decadimento.
Il presente lavoro di tesi è incentrato sulla misura di tali proprietà nel canale di decadimento $H \to ZZ^* \to 4\ell$ all'esperimento ATLAS.
Nel capitolo 1 verrà presentato il quadro teorico del Modello Standard, riportando poi nel dettaglio il meccanismo di rottura della simmetria, le caratteristiche del bosone di Higgs previsto dal Modello Standard, i risultati delle ricerche dirette e indirette.

Nel capitolo 2 sono illustrate le caratteristiche tecniche dell'acceleratore LHC e del rivelatore ATLAS.
Nel capitolo 3 si descrive il funzionamento del trigger del rivelatore ATLAS e l'identificazione e ricostruzione delle particelle, con particolare attenzione ai leptoni.
Nel capitolo 4 è presentato il canale $H \to ZZ^* \to 4\ell$, descrivendo la selezione degli eventi utilizzata in ATLAS e la prima osservazione sperimentale di una nuova risonanza in tale canale.
Nel capitolo 5 si illustra la metodologia utilizzata per lo studio della struttura tensoriale del vertice $H \to ZZ^*$.
Nel capitolo conclusivo si riportano i risultati ottenuti con i dati attuali raccolti con $\sqrt{s} = 7$ TeV e $\sqrt{s} = 8$ TeV, e le prospettive future per la presa dati ad alta luminosità.

Capitolo 1

Il Modello Standard ed il bosone di Higgs

Il Modello Standard (MS) [1, 2, 3] è una teoria quantistica dei campi che descrive tre delle quattro forze fondamentali note: l'interazione forte, l'interazione elettromagnetica e l'interazione debole. In questo capitolo si introduce il quadro teorico alla base del presente lavoro di tesi.

1.1 Il Modello Standard: una teoria quantistica dei campi

La teoria quantistica dei campi è una teoria della Fisica moderna nella quale confluiscono tre dei suoi principali argomenti: la teoria quantistica, il concetto di campo ed i principi della relatività. Nell'ambito della fisica delle particelle elementari questa teoria fornisce gli strumenti adeguati per comprendere al meglio le interazioni tra particelle.

Il punto di partenza è la quantizzazione dei campi che porta ad esprimere gli operatori di campo (che sono funzioni delle coordinate spazio-temporali) come sovrapposizione lineare di operatori i quali, applicati ai vettori di stato, creano e distruggono una particella. Tali operatori obbediscono ad equazioni del moto che sono derivate da una lagrangiana L per mezzo di un principio variazionale. Normalmente L è scritta come integrale sulle coordinate spaziali di una densità lagrangiana $\mathcal{L}$, alla quale comunemente ci si riferisce semplicemente con il termine lagrangiana. Essa è una funzione dei campi $\phi_j(x)$ e dei loro gradienti $\frac{\partial\phi_j(x)}{\partial x_\mu} \equiv \partial_\mu\phi_j(x)$

$$\mathcal{L}(t, \mathbf{x}) = \mathcal{L}\left(\phi_j(x), \partial_\mu\phi_j(x)\right). \tag{1.1}$$

Le equazioni del moto dei campi si ottengono per mezzo delle equazioni di Eulero-Lagrange:

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi_j} - \frac{\partial}{\partial x^\mu}\left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial\left(\frac{\partial \phi_j}{\partial x_\mu}\right)}\right) = 0 \qquad (j = 1, 2, ...) \tag{1.2}$$

che discendono da un principio variazionale. Le interazioni tra campi vengono introdotte imponendo che la lagrangiana libera $\mathcal{L}_0$ soddisfi una simmetria di gauge locale. In tal modo si ottiene il termine di interazione $\mathcal{L}'$

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

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

Le particelle del MS sono raggruppate in due categorie [5]

- **particelle costituenti la materia**: quark e leptoni, cioè fermioni di spin 1/2 (ad ognuno dei quali corrisponde un'antiparticella). Queste particelle sono classificate in base alla loro interazione e divise in generazioni ognuna contenente una coppia di leptoni ed una di quark. Le particelle differiscono tra loro per massa e numeri quantici. Le tre generazioni note sono riportate in tabella 1.1 per i leptoni e in tabella 1.2 per i quark ;

- **particelle mediatrici delle forze**: sono bosoni, noti anche come *bosoni vettoriali* o *bosoni di gauge* (tabella 1.3) in quanto la loro esistenza viene introdotta in base ad un principio di simmetria, la *simmetria di gauge*.

Alla base della formulazione del Modello Standard viene posto un principio di simmetria. Questo consiste nell'invarianza della teoria sotto opportune trasformazioni, dette trasformazioni di gauge. L'invarianza di gauge garantisce la coerenza matematica e la predittività della teoria, ossia la rinormalizzabilità della teoria. Il gruppo di simmetria utilizzato nel Modello Standard è

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

dove:

- $SU(3)_C$ è il gruppo di simmetria non abeliano di colore, che descrive le interazioni forti tra i quark, mediate da un ottetto di bosoni privi di massa, i gluoni secondo le regole della cromodinamica quantistica (QCD).

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

Tabella 1.1: Le tre generazioni di leptoni con le rispettive masse.

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

Tabella 1.2: Le tre generazioni di quark con le rispettive masse

- $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ è il gruppo di simmetria di isospin debole che descrive l'interazione elettrodebole (EW) ottenuta a partire dal prodotto dei due gruppi di simmetria $SU(2)_L$ (interazione debole) e $U(1)_Y$ (interazione elettromagnetica) e descritto nel modello di Glashow, Weinberg e Salam. L'interazione elettrodebole è mediata da quattro bosoni, tre dei quali massivi ($W^\pm$, Z) ed uno a massa nulla, il fotone (γ).

La lagrangiana del Modello Standard può essere divisa in due parti: la parte di cromodinamica quantistica QCD, che descrive le interazione forti, e

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

Tabella 1.3: I bosoni di gauge delle tre interazioni fondamentali descritte nel Modello Standard

la parte elettrodebole (EW), che descrive le interazioni elettromagnetiche e deboli:

$$\mathcal{L}_{SM} = \mathcal{L}_{QCD} + \mathcal{L}_{EW}.$$

1.2 Simmetrie e leggi di conservazione

Simmetrie e leggi di conservazione, e la loro intima connessione, giocano un ruolo importantissimo nell'esplorazione e nella comprensione dei fenomeni fisici e delle leggi che li governano. Questo ruolo si è manifestato e si manifesta in modo particolarmente evidente nello studio della fisica delle particelle elementari. La progressiva costruzione delle fondamenta del Modello Standard è stata in buona parte resa possibile dall'osservazione e dallo studio di leggi di conservazione che si manifestano nei processi che interessano le particelle subatomiche e che devono trovare riscontro in altrettante proprietà di simmetria delle equazioni che descrivono la fisica di tali processi. In fisica una *simmetria* è una trasformazione che se applicata alla funzione lagrangiana della teoria che descrive un particolare sistema fisico, lascia invariate le osservabili del sistema. In tal caso la teoria si dice invariante per la trasformazione considerata. Una distinzione cruciale è quella tra invarianze per gruppi di *trasformazioni globali* e *locali*.

Nel primo caso ci si riferisce ad un attributo della maggior parte delle teorie di gauge (teorie di scala) descritte da lagrangiane che sono invarianti sotto certe trasformazioni del sistema di coordinate che sono eseguite identicamente in ogni punto dello spazio-tempo. Imponendo alla lagrangiana un'invarianza sotto trasformazione globale si arriva ad una quantità fisica conservata.

Nelle trasformazioni locali invece, la trasformazione assume un valore diverso in ogni punto dello spazio-tempo senza che l'intero sistema venga influenzato. Richiedere l'invarianza per trasformazione locale porta in maniera naturale ad introdurre dei nuovi campi che fungono da mediatori dell'interazione. Si può dimostrare che l'invarianza locale di gauge non è mai possibile per una teoria di campo libero ma soltanto per una teoria di campi interagenti. Pertanto l'invarianza di gauge locale può essere assunta come principio per lo sviluppo di teorie di gauge, nelle quali, partendo da lagrangiane libere, l'interazione sarà sempre introdotta attraverso la richiesta di invarianza di gauge locale.

Nel caso del Modello Standard, le interazioni forti sono perfettamente simmetriche per trasformazioni del gruppo di gauge $SU(3)_C$, e la simmetria è esatta. Per l'interazione debole, dove tre dei quattro bosoni vettoriali risultano essere massivi, la simmetria non è esatta (si parla in tal caso di "*rottura della simmetria*"). Risulta dunque indispensabile chiarire come tali bosoni acquistino massa, ed in tale contesto il meccanismo di rottura spontanea della simmetria prevede l'esistenza di una particella scalare, nota come bosone di Higgs, la cui massa è un parametro libero della teoria.

1.3 Elettrodinamica quantistica

L'elettrodinamica quantistica (QED) è la teoria quantistica del campo elettromagnetico che descrive tutte le interazioni elettromagnetiche delle particelle cariche, includendo allo stesso tempo la teoria della relatività ristretta. La QED descrive tutti i fenomeni che coinvolgono le particelle cariche interagenti per mezzo della forza elettromagnetica, includendo allo stesso tempo la teoria della relatività ristretta. Matematicamente ha la struttura di una teoria di gauge abeliana con un gruppo di gauge $U(1)$. La lagrangiana di un campo con spin 1/2 e massa m è:

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}\gamma^{\mu}\partial_{\mu}\psi - m\bar{\psi}\psi \tag{1.3}$$

dove

$$\bar{\psi} = \psi^{\dagger}\psi^{0}$$

e γ^{μ} è la matrice di Dirac 4×4, che soddisfa le relazioni di anticommutazione $\{\gamma^{\mu}, \gamma^{\nu}\} = \gamma^{\mu}\gamma^{\nu} + \gamma^{\nu}\gamma^{\mu} = 2g^{\mu\nu}$, con $g^{\mu\nu}$ tensore metrico. Se si richiede l'invarianza sotto la trasformazione di gauge locale

$$\begin{aligned} \psi &\rightarrow \psi' = e^{iq\theta(x)}\psi(x) \\ \bar{\psi} &\rightarrow \bar{\psi}' = e^{-iq\theta(x)}\bar{\psi}'(x) \end{aligned} \tag{1.4}$$

e introducendo la *derivazione covariante*

$$\mathcal{D}_{\mu} \equiv \partial_{\mu} + iqA_{\mu}(x) \tag{1.5}$$

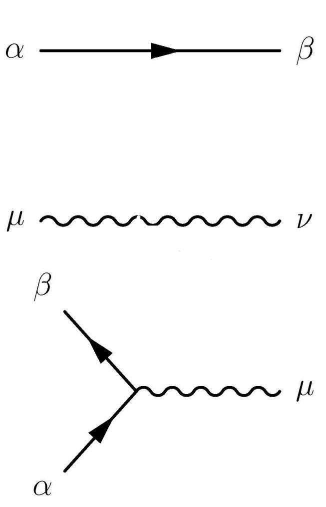
il campo vettoriale $A_{\mu}(x)$ si trasforma come:

$$A_{\mu}(x) \rightarrow A_{\mu}(x) - \partial_{\mu}\theta(x). \tag{1.6}$$

La Lagrangiana

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}\gamma^{\mu}\mathcal{D}_{\mu}\psi - m\bar{\psi}\psi \tag{1.7}$$

risulta ora invariante sotto trasformazione di gauge locale. Si noti come la richiesta di invarianza di gauge locale porta la teoria ad introdurre il campo di gauge A_{μ} che viene associato al campo del fotone fisico. La lagrangiana di QED viene completata aggiungendo il termine di energia cinetica che descrive



$$\left(\frac{i}{\not{p} - m + i\varepsilon}\right)_{\beta\alpha}$$

$$\frac{-i\eta_{\mu\nu}}{p^2 + i\varepsilon}$$

$$-ie\gamma^{\mu}_{\beta\alpha}(2\pi)^4\delta^{(4)}(p_1 + p_2 + p_3)$$

Figura 1.1: Regole di Feynman per la QED.

la propagazione dei fotoni liberi ed è invariante per trasformazione di gauge locali

$$\begin{aligned}\mathcal{L} &= i\bar{\psi}\gamma^{\mu}\mathcal{D}_{\mu}\psi - m\bar{\psi}\psi - \frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} \\ &= i\bar{\psi}\gamma^{\mu}\partial_{\mu}\psi - m\bar{\psi}\psi - j^{\mu}A_{\mu} - \frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu}\end{aligned} \tag{1.8}$$

essendo $j^{\mu}A_{\mu}$ il termine di interazione tra la particella di Dirac ed il campo elettromagnetico classico. Si ottengono in tal modo le regole di Feynman in figura 1.1.

1.4 Cromodinamica quantistica

La cromodinamica quantistica (QCD) è la teoria che descrive le interazioni forti tra quark e gluoni all'interno degli adroni. Analogamente alla QED, si basa su un principio di invarianza di gauge ma è descritta dal gruppo non abeliano $SU(3)_C$ di colore. La caratteristica di non abelianità del gruppo fa si che nella lagrangiana di QCD compaiano termini di autointerazione dei campi di gauge, che, quindi, trasportano una carica (la carica di colore). Nella descrizione della QCD i quark partecipano come tripletti di colore, dato un sapore f vi corrispondono tre campi spinoriali $\psi_j^f(x)$ con $j = 1, 2, 3$ indice di colore. La lagrangiana di QCD libera è:

$$\mathcal{L} = \sum_j \bar{\psi}_j(i\gamma^{\mu}\partial_{\mu} - m_j)\psi_j. \tag{1.9}$$

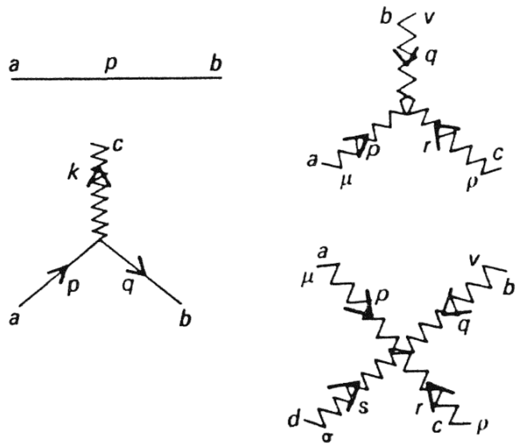


Figura 1.2: Vertici della QCD.

Si richiede che i campi siano invarianti per trasformazione di gauge locale del gruppo $SU(3)_C$

$$\psi_j^f \;\rightarrow\; \psi_j'^f = e^{ig_s\vec{\lambda}\cdot\vec{\theta}(x)}\psi_j^f(x), \tag{1.10}$$

dove λ_i sono le 8 matrici di Gell-Mann e $g_s = (4\pi\alpha_s)^{\frac{1}{2}}$ è la costante di accopiamento forte. Per ottenere una lagrangiana invariante, in questo caso, si introducono gli otto campi di gauge dei gluoni $A_\mu^a(x)$ e utilizzando la derivata covariante

$$\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu + ig\frac{\lambda_a}{2}G_\mu^a \tag{1.11}$$

la lagrangiana 1.9 risulta invariante per trasformazioni di gauge locali. Aggiungendo anche il termine di energia cinetica gauge-invariante per ciascun gluone $-\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}$, dove $G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a - g_s f_{abc} A_\mu^b A_\nu^c$ la lagrangiana di QCD completa diventa:

$$\mathcal{L} = \sum_f \bar{\psi}_{f,a}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi_{f,a} - g_s\bar{\psi}_{f,a}\gamma^\mu G_\mu^a(x)\frac{\lambda_a}{2}\psi_{f,a} - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a(x)G_a^{\mu\nu}(x) \tag{1.12}$$

con $f = 1, 2, 3$ e $a = 1, 2, ...8$. I termini nella lagrangiana 1.12 danno luogo ad autointerazione tra i campi gluonici, ottenendo così nuovi vertici non esistenti in QED (si veda a tal proposito la figura 1.2). Ne derivano caratteristiche del tutto singolari per l'interazione forte che sono la libertà asintotica ed il confinamento del colore.

1.5 Interazione elettrodebole

La teoria dell'unificazione delle interazioni elettromagnetica e debole (EW) fu sviluppata negli anni '60, da Sheldon Glashow, Abdus Salam e Steven Weinberg, e insignita del Premio Nobel per la Fisica nel 1979. Si basa sul gruppo di simmetria $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, dove L si riferisce a campi sinisitrorsi e Y è l'ipercarica debole.
Tutti i fermioni del Modello Standard sono soggetti all'interazione elettrodebole. I campi spinoriali dei fermioni possono essere scritti in termini di componenti sinistrorse e destrorse mediante un operatore di proiezione:

$$\psi_{L,R} = \frac{1}{2}\left(1 \mp \gamma^5\right)\psi$$

Le osservazioni sperimentali mostrano che l'interazione debole non conserva la parità. In particolare sono solo le componenti sinistrorse dei fermioni fondamentali che concorrono ai processi deboli di corrente carica, e pertanto sono rappresentati da doppietti della simmetria di isospin debole. I processi di corrente neutra invece, coinvolgono anche la componente destrorsa dei fermioni e sono rappresentati da singoletti.

Al gruppo $U(1)_Y$ è associata una carica conservata, l'ipercarica debole. L'ipercarica Y e l'isospin I debole soddisfano la relazione di Gell-Mann-Nishima, che li collega alla carica elettrica, una quantità fisicamente osservabile, secondo la relazione:

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2}$$

essendo I_3 la terza componente dell'isospin debole. In tabella 1.4 sono riportati i valori dei numeri quantici associati ai fermioni nella teoria EW. L'invarianza di gauge sotto l'azione del gruppo $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ richiede che:

$$\begin{aligned} \psi_L &\rightarrow \psi'_L = e^{i\alpha^a(x)\cdot T_a + i\beta(x)Y}\psi_L \\ \psi_R &\rightarrow \psi'_R = e^{i\beta(x)Y}\psi_R \end{aligned} \tag{1.13}$$

dove $\alpha^a(x)$ e $\beta(x)$ sono fasi locali e T_a e Y i generatori rispettivamente dei gruppi $SU(2)_L$ e $U(1)$. Affinchè si preservi l'invarianza è necessario introdurre quattro campi e la derivata covariante è definita come:

$$\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu + i\frac{g}{2}W^a_\mu T_a + i\frac{g'}{2}B_\mu Y \tag{1.14}$$

con g e g' costanti di accoppiamento delle due interazioni. La lagrangiana invariante sotto $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ è dunque:

$$\mathcal{L}_\mu = \sum_j i\bar{\psi}^j_L\gamma^\mu\mathcal{D}_\mu\psi^j_L + \sum_k i\bar{\psi}^k_R\gamma^\mu\mathcal{D}_\mu\psi^k_R - \frac{1}{4}W^a_{\mu\nu}W^{\mu\nu}_a - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} \tag{1.15}$$

	Generazione			Numeri Quantici			
	1	2	3	I	I_3	Y	Q[e]
Leptoni	$\begin{pmatrix}\nu_e \\ e^-\end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix}\nu_\mu \\ \mu^-\end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix}\nu_\tau \\ \tau^-\end{pmatrix}_L$	1/2 1/2	1/2 −1/2	−1 −1	0 −1
	e^-_R	μ^-_R	τ^-_R	0	0	-2	-1
Quark	$\begin{pmatrix}u \\ d\end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix}c \\ s\end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix}t \\ b\end{pmatrix}_L$	1/2 1/2	1/2 −1/2	1/3 1/3	2/3 −1/3
	u_R	c_R	t_R	0	0	4/3	2/3
	d_R	s_R	b_R	0	0	-2/3	1/3

Tabella 1.4: Panoramica sui numeri quantici dei fermioni del Modello Standard nel modello GWS. I neutrini destrorsi non partecipano alle interazione del Modello Standard e non sono qui considerati.

dove la somma in i e k è su tutti gli stati di singoletto e doppietto riportati in tabella 1.4 e

$$W^a_{\mu\nu} = \partial_\mu W^a_\nu - \partial_\nu W^a_\mu - g' \epsilon_{abc} W^b_\mu W^c_\nu \tag{1.16}$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu . \tag{1.17}$$

1.6 Rottura spontanea di simmetria

Sia la teoria elettrodebole che la QCD si basano su principi di simmetria di gauge, nonostante questo, la forma delle lagrangiane non contiene termini di massa. Questo va in contraddizione con le osservazioni sperimentali che mostrano come i fermioni ed i bosoni di gauge Z e W siano massivi. Al fine di generare le masse dunque, la lagrangiana necessita di ulteriori termini che non devono però violare il principio di invarianza di gauge. Il *meccanismo di Higgs* [4] risolve il problema fornendo dei termini di massa invarianti per $SU(2)$ da aggiungere alla lagrangiana. Le masse delle particelle, secondo questa teoria, sono ottenute attraverso il meccanismo di *rottura spontanea della simmetria*. L'idea di base è che mentre la lagrangiana è invariante per trasformazioni di gauge, non lo è lo stato fondamentale del sistema. La rottura di simmetria dello stato fondamentale è dovuta all'esistenza di un campo scalare, il *campo di Higgs*.
Il campo di Higgs ϕ consiste in un doppietto di isospin debole di campi scalari

complessi con ipercarica $Y = 1$:

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \tag{1.18}$$

contenente quattro campi scalari reali ϕ_i. Il campo è soggetto al potenziale

$$V(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda(\phi^\dagger \phi)^2 = \mu^2 \phi^2 + \lambda \phi^4 \tag{1.19}$$

la lagrangiana del settore dell'Higgs è dunque:

$$\mathcal{L}_H = (\mathcal{D}_\mu \phi)^\dagger (\mathcal{D}^\mu \phi) - V(\phi) \tag{1.20}$$

dove $\mathcal{D}_\mu$ è definita nell'equazione 1.14.
Scegliendo $\lambda > 0$, condizione necessaria per la stabilità del vuoto e $\mu^2 < 0$, si ottiene il potenziale illustrato in Figura 1.3. Degli infiniti stati degeneri di minima energia che soddisfano la condizione

$$\phi_0^2 = -\frac{\mu^2}{2\lambda} \equiv v^2 \tag{1.21}$$

dove v è fissato sperimentalmente al valore di 246 GeV, è possibile scegliere come soluzione:

$$\phi_1 = \phi_2 = \phi_4 = 0, \qquad \phi_3^2 = -\frac{\mu^2}{2\lambda} = v^2. \tag{1.22}$$

Parametrizzando le fluttuazioni di ϕ intorno al vuoto

$$\phi_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \tag{1.23}$$

come:

$$\phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}\left(v + H(x)\right) \end{pmatrix} \tag{1.24}$$

operiamo la rottura di simmetria, e sostituendo nella lagrangiana dei campi il valore di ϕ si ottengono le masse volute.

Masse dei bosoni di gauge

La lagrangiana dopo la richiesta di invarianza globale di gauge è:

$$\mathcal{L} = (\mathcal{D}_\mu \phi)^\dagger (\mathcal{D}^\mu \phi) - V(\phi) - \frac{1}{4} W^a_{\mu\nu} W_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \tag{1.25}$$

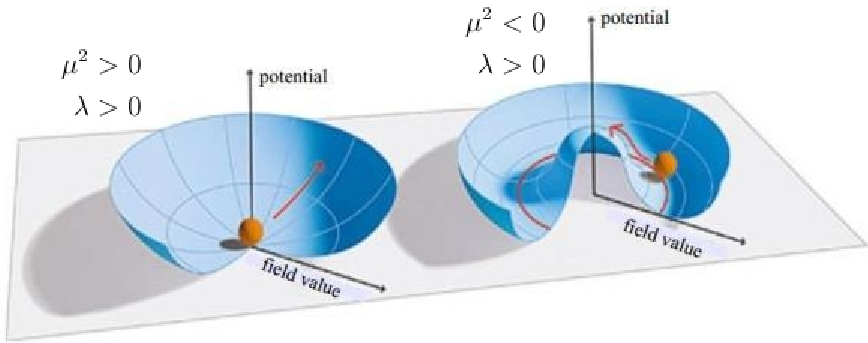


Figura 1.3: Illustrazione del potenziale di Higgs $V(\phi)$. Il caso non banale si ha quando $\lambda > 0$ e $\mu^2 < 0$.

Dalla parte cinetica (i termini quadratici) si ottengono i campi fisici $W^{\pm}$ definiti come:

$$W^{\pm}_{\mu} = \frac{1}{\sqrt{2}}(W^1_{\mu} \mp \mathrm{i}W^2_{\mu}) \tag{1.26}$$

mentre il campo neutro Z ed il campo del fotone risultano essere ortogonali tra loro:

$$Z_{\mu} = \frac{g' W^3_{\mu} - gB_{\mu}}{\sqrt{g'^2 + g^2}} \tag{1.27}$$

$$A_{\mu} = \frac{g' W^3_{\mu} + gB_{\mu}}{\sqrt{g'^2 + g^2}}. \tag{1.28}$$

Introducendo l'angolo di mixing debole θ_{w}

$$\cos\theta_{\mathrm{w}} = \frac{g'}{\sqrt{g'^2 + g^2}}, \ \sin\theta_{\mathrm{w}} = \frac{g}{\sqrt{g'^2 + g^2}} \tag{1.29}$$

i campi Z e A si riscrivono come:

$$Z_{\mu} = -B_{\mu}\sin\theta_{\mathrm{w}} + W^3_{\mu}\cos\theta_{\mathrm{w}} \tag{1.30}$$

$$A_{\mu} = B_{\mu}\cos\theta_{\mathrm{w}} + W^3_{\mu}\sin\theta_{\mathrm{w}}. \tag{1.31}$$

Le masse dei bosoni sono i coefficienti dei termini quadratici che si ottengono dalla lagrangiana 1.25:

$$M_W = \frac{gv}{2} \tag{1.32}$$

$$M_Z = \frac{v}{2}\sqrt{g'^2 + g^2} \tag{1.33}$$

mentre il fotone resta privo di massa. La relazione tra le masse dei bosoni e l'angolo di mixing è

$$\frac{M_W}{M_Z} = \cos\theta_{\mathrm{w}} \tag{1.34}$$

Masse dei fermioni

I termini di massa dei fermioni, che mancano nella teoria, possono essere aggiunti considerando l'interazione tra il campo scalare ϕ ed i fermioni. Considerando quindi la lagrangiana relativa ai termini di Yukawa si ha:

$$\mathcal{L}_{\mathrm{Yukawa}} = -G_\ell^{ij}\bar{L}_L^i\phi\ell_R^j - G_d^{ij}\bar{Q}_L^i\phi d_R^j - G_u^{ij}\bar{Q}_L^i\phi_C u_R^j + \mathrm{h.c.} \tag{1.35}$$

dove $\bar{L}_L^i$ e $\bar{Q}_L^i$ indicano i doppietti di isospin dei leptoni e dei quark, e ℓ_R^j, d_R^j, u_R^j i singoletti per i leptoni e gli stati up e down dei quark. Nel terzo termine $\phi_C = i\sigma_2\phi^*$. Le matrici G_ℓ^{ij}, G_d^{ij} e G_u^{ij} definiscono le costanti di accoppiamento ed il mixing tra le generazioni dei quark, i cui autostati dell'interazione debole sono combinazione degli autostati di massa. Applicando la rottura spontanea di simmetria e sostituendo il valore di ϕ come riportato nell'equazione 1.24 si ottengono i valori delle masse dei fermioni. Si riporta come esempio il termine di massa per il campo dell'elettrone:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_e &= -\frac{G_e}{\sqrt{2}}v\left(\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L\right) - \frac{G_e}{\sqrt{2}}\left(\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L\right)H \\ &= -m_e\bar{e}e - \frac{m_e}{v}\bar{e}eH\end{aligned} \tag{1.36}$$

dove $m_e = \frac{G_e v}{\sqrt{2}}$ è la massa dell'elettrone. La costante di accoppiamento G_e è arbitraria e la massa attuale dell'elettrone non è predetta. La lagrangiana contiene anche un termine di interazione che accoppia il campo di Higgs all'elettrone, e che è proporzionale alla massa dell'elettrone. Le masse degli altri fermioni vengono generate allo stesso modo, ad eccezione dei neutrini che vengono considerati privi di massa.

In particolare, per quanto riguarda i quark, l'accoppiamento non diagonale nei campi, che corrisponde a matrici di massa non diagonali, permane anche dopo la rottura spontanea della simmetria e vi si ovvia effettuando quattro distinte trasformazioni unitarie, che permettono il passaggio dagli autostati di interazione agli autostati di massa. Queste trasformazioni si riflettono nelle correnti; nel caso delle correnti cariche rivelano una violazione della simmetria di coniugazione di carica e parità (CP).

1.7 Il bosone di Higgs

Il meccanismo di Higgs implica l'esistenza di un bosone neutro con spin zero e parità positiva. Come già visto, l'accoppiamento del bosone di Higgs ai fermioni ed ai bosoni di gauge ha la forma:

$$m_f = \frac{G_f v}{\sqrt{2}} \tag{1.37}$$

$$M_W = \frac{gv}{2} \tag{1.32}$$

$$M_Z = \frac{\sqrt{g'^2 + g^2}v}{2} \tag{1.33}$$

quindi, gli accoppiamenti crescono con la massa delle particelle. La massa del bosone di Higgs dipende dal valore di aspettazione del vuoto e dal parametro λ, secondo la relazione

$$m_H = \sqrt{2\lambda v} \tag{1.38}$$

ma dato che λ è un'incognita, la massa del bosone di Higgs non può essere predetta dal modello. Nei prossimi paragrafi saranno illustrati i vincoli teorici e sperimentali sulla determinazione della sua massa. Per quanto concerne l'ampiezza di decadimento del bosone di Higgs, l'accoppiamento ai fermioni dà:

$$\Gamma(H \to f\bar{f}) = \frac{c_f}{4\sqrt{2}\pi} G m_H m_f^2 \beta^3 \tag{1.39}$$

dove:

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

Nel caso dei bosoni vettoriali invece:

$$\Gamma(H \to VV) = k\frac{G_F m_H^3}{8\sqrt{2}\pi}\beta(1 - 4x + 12x^2) \tag{1.40}$$

dove:

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{4m_V^2}{m_H^2}} e x = \frac{m_V^2}{m_H^2}.$$

In figura 1.4 è mostrata la larghezza totale di decadimento del bosone di Higgs in funzione della sua massa. Come si può notare è molto stretta a bassa massa, inferiore anche alla risoluzione sperimentali tipica degli attuali esperimenti, mentre all'aumentare della massa si ha un allargamento della larghezza di decadimento dovuto ai diversi modi di decadimento. Ad altissima massa $\mathcal{O}(1\ TeV)$, il bosone di Higgs ha una larghezza pari alla sua massa, pertanto è molto difficile da rivelare.

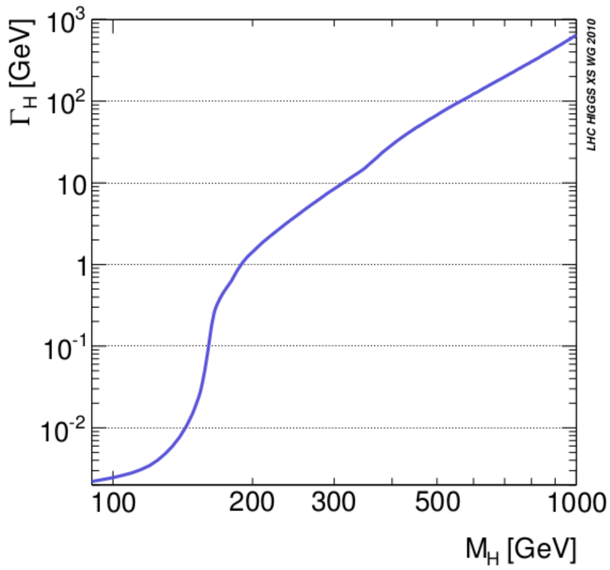


Figura 1.4: Larghezza totale di decadimento del bosone di Higgs in funzione della sua massa.

1.7.1 Produzione del bosone di Higgs

Nei collider adronici i meccanismi principali di produzione del bosone di Higgs sono quattro ed i corrispondenti diagrammi di Feynman sono illustrati in figura 1.5.

Fusione di gluoni (ggF)

La fusione di gluoni tramite un loop di quark pesanti, produce un bosone di Higgs attraverso il suo accoppiamento ai quark. Ad LHC è il meccanismo dominante nell'intero spettro di massa. Questa produzione è mediata dall'accoppiamento forte, e dal momento che l'accoppiamento dell'Higgs è proporzionale alla massa del quark, il loop di quark top è quello predominante, seguito poi dal quark b.

Vector boson fusion (VBF)

Nel meccanismo VBF il bosone di Higgs viene prodotto tramite l'accoppiamento ai due bosoni deboli emessi dai due quark iniziali, insieme a due jet prodotti nei canali t,u e s.

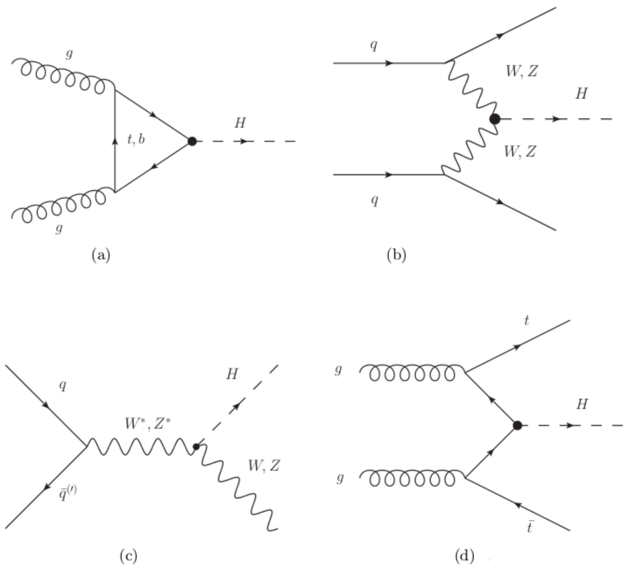


Figura 1.5: I principali meccanismi di produzione dell'Higgs ai collider adronici: fusione di gluoni (a), vector boson fusion (b),Higgsstrahlung (c), produzione associata (d).

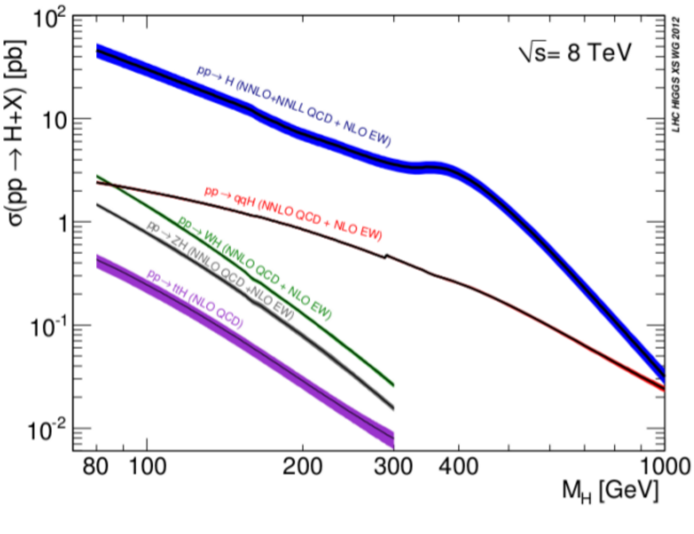


Figura 1.6: Sezione d'urto di produzione del bosone di Higgs a LHC per un'energia del centro di massa di $\sqrt{s} = 8\ TeV$.

Produzione associata con bosoni W o Z (WH/ZH)

La produzione associata, nota anche come Higgs-strahlung, produce il bosone di Higgs tramite il suo accoppiamento ai bosoni W e Z, che sono prodotti nell'annichilazione $q\bar{q}$. Questo canale è importante, nonostante la sua piccola sezione d'urto, perchè offre un chiaro canale per rivelare il decadimento $H \to b\bar{b}$.

Produzione associata con coppie $t\bar{t}$ (ttH)

L'Higgs può essere emesso da quark top nel processo $q\bar{q}/g\bar{g} \to Ht\bar{t}$. Questo canale di produzione dà la possibilità di misurare l'accoppiamento di Yukawa Higgs-top. La sezione d'urto dei processi descritti in funzione della massa dell'Higgs per $\sqrt{s} = 8\ TeV$ è mostrata in figura 1.6.

1.7.2 Decadimento del bosone di Higgs

Come per la produzione anche per il decadimento del bosone di Higgs (H) gioca un ruolo cruciale il fatto che l'accoppiamento dell'Higgs ad una determinata particella sia tanto più grande quanto più grande è la sua massa (in particolare cresce con la massa nel caso dei fermioni e con la massa al quadrato per i bosoni vettoriali). Per capire quale canale usare per le ricerche, bisogna considerare diversi fattori uno dei quali è che il numero di bosoni di Higgs prodotti sia tale che l'eccesso risulti significativo rispetto al fondo degli eventi. Per massimizzare il rapporto segnale/fondo, la tipologia di decadimento scelta dipenderà da tipo di rivelatore usato e quindi dall'intervallo di massa considerato. In figura 1.7 sono mostrati i branching ratio (BR) in funzione della massa del bosone di Higgs in tutto lo spettro di massa. Nonostante l'alto BR, alcuni canali vengono scartati nella fase di ricostruzione sperimentale, come $H \to c\bar{c}$ e $H \to gg$ in quanto il fondo di QCD per questi processi è molto più elevato del segnale, non permettendo una segnatura chiara. In figura 1.8 si riporta il prodotto tra il BR e la sezione d'urto a 8 TeV.

Regione di bassa massa ($\mathbf{115\,GeV} < \mathbf{m_H} < \mathbf{130\,GeV}$)

In questa regione domina il decadimento $H \to b\bar{b}$ ma a causa dell'alto fondo di QCD non è possibile estrarre il segnale della fusione di gluoni. Nel caso invece di produzione associata con W/Z la segnatura sperimentale risulta chiara e $H \to b\bar{b}$ diventa un promettente canale di ricerca.
L'altro canale con alto BR è $H \to \tau\bar{\tau}$ in produzione VBF. La segnatura sperimentale è caratterizzata da decadimenti del τ leptonici o semileptonici

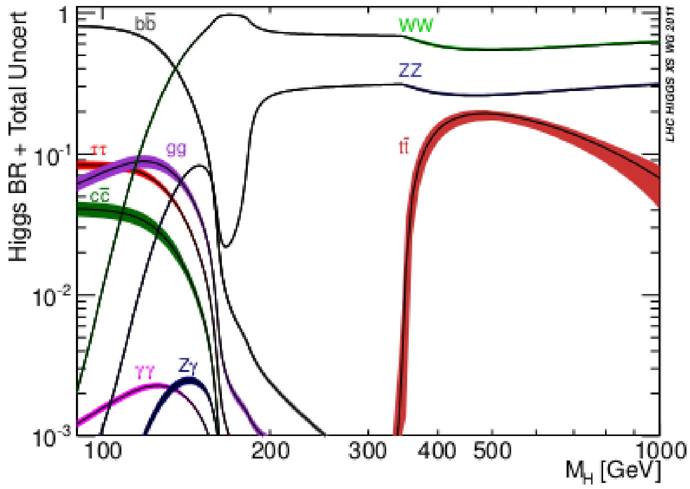


Figura 1.7: Branching ratio del bosone di Higgs in funzione della sua massa.

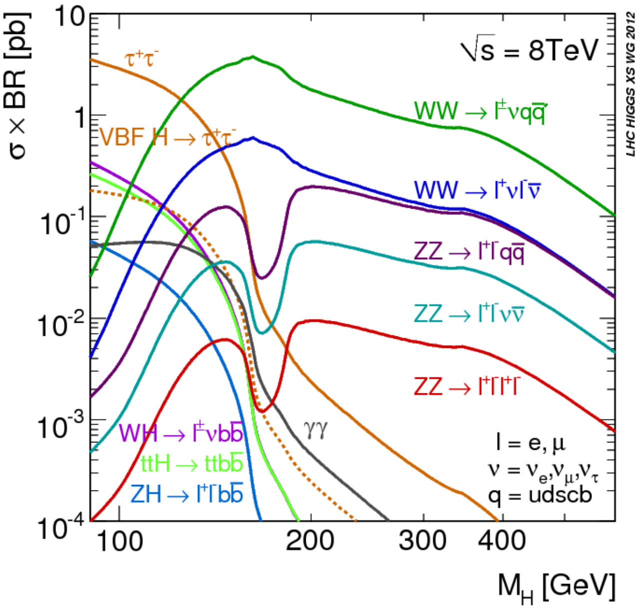


Figura 1.8: Sezioni d'urto di decadimento del bosone di Higgs moltiplicata per la sezione d'urto di produzione a LHC per un'energia del centro di massa di $\sqrt{s} = 8\,TeV$.

con jet, facilmente distinguibile dal fondo di QCD.
Sebbene non abbia un alto BR in questa regione, $H \to \gamma\gamma$ ha un ruolo molto importante nella ricerca del bosone di Higgs. A differenza degli altri processi descritti precedentemente, questo processo è facilmente riconoscibile richiedendo due fotoni energetici ed isolati.
Anche il canale $H \to \gamma\gamma$, $H \to ZZ$ può essere completamente ricostruito quando si hanno quattro leptoni nello stato finale e l'accuratezza nella ricostruzione dei leptoni permette un'ottima risoluzione della massa dell'Higgs. In questo intervallo di massa una delle due Z prodotte è off-shell.
Il canale $H \to WW$ ha un BR relativamente alto in questa regione ma la massa dell'Higgs non è ricostruita con accuratezza a causa dell'energia mancante dei neutrini.

Regione di massa intermedia, (130 GeV $< \mathbf{m_H} <$ 180 GeV)

In questa regione l'Higgs decade principalmente in coppie WW e ZZ. Per $m_H \approx 130\ GeV$ si verifica anche il decadimento in coppie $b\bar{b}$, ma tale contributo scende al livello di qualche percento una volta raggiunta la soglia di produzione di due bosoni W. Sopra tale soglia, nell'intervallo considerato, il canale WW domina completamente.

Regione di massa, (180 GeV $< \mathbf{m_H} <$ 1 TeV)

In questa regione, il BR di $H \to ZZ$ è molto simile a $H \to WW$. Avendo entrambe le Z reali, il decadimento in quattro leptoni fornisce la migliore segnatura sperimentale.
Per $m_H > 600\ GeV$ è opportuno considerare anche i canali $H \to WW \to \ell\nu jj$ e $H \to ZZ \to \ell\ell jj$.

1.7.3 Massa del bosone di Higgs: vincoli teorici

I vincoli teorici sulla massa del bosone di Higgs derivano dall'ipotesi che la teoria del Modello Standard risulti valida entro un dato intervallo di energie, oltre il quale la teoria delle perturbazioni non riesce a spiegare le interazioni tra particelle.
Le condizioni principali che determinano i valori possibili per la massa del bosone di Higgs sono: l'unitarietà delle ampiezze di scattering, la perturbatività delle autointerazioni del bosone di Higgs, la stabilità dello stato di vuoto elettrodebole ed il cosidetto fine-tuning.

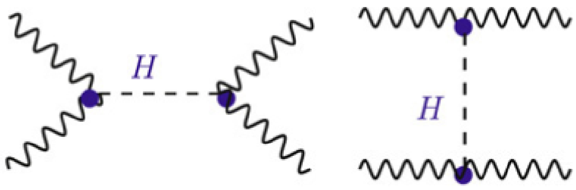


Figura 1.9: Diagrammi di Feynman che contribuiscono allo scattering $W^+W^- \to W^+W^-$ con scambio del bosone di Higgs

Unitarietà perturbativa

Per calcoli perturbativi a livello albero (*tree level*), la sezione d'urto di un un processo che coinvolge due particelle è limitata superiormente ad un valore che risulta proporzionale all'inverso del quadrato dell'energia nel sistema del centro di massa, (s^{-1}). La condizione di unitarietà data dal teorema ottico è:

$$\sigma = \frac{1}{s}\text{Im}[A(\theta = 0)] = \frac{16\pi}{s}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)|a_l|^2. \tag{1.41}$$

Nel caso di scattering tra due bosoni vettoriali polarizzati longitudinalmente la sezione d'urto aumenta in funzione del momento dei bosoni [6], pertanto oltre un dato valore del momento la condizione di unitarietà è violata. Un modo di ovviare alla violazione dell'unitarietà è imporre dei limiti sui parametri che determinano la sezione d'urto. Nel caso del bosone di Higgs che interagisce accoppiandosi ai bosoni di gauge, uno dei parametri che garantisce la validità dell'unitarietà è il valore della sua massa, parametro libero del Modello Standard. Nell'ipotesi che $s \gg M_H^2$ si ha:

$$M_H \lesssim 870\ GeV$$

viceversa, assumendo che $s \ll M_H^2$ si ottiene:

$$\sqrt{s} \lesssim 1.2\ TeV.$$

Otteniamo, così, una prima limitazione al valore che la massa dell'Higgs può assumere. Nel caso in cui si dimostrasse che il bosone di Higgs non esiste, per ripristinare l'unitarietà delle ampiezze di scattering sarebbe necessario introdurre effetti di Nuova Fisica oltre il Modello Standard alle energie del Tev.

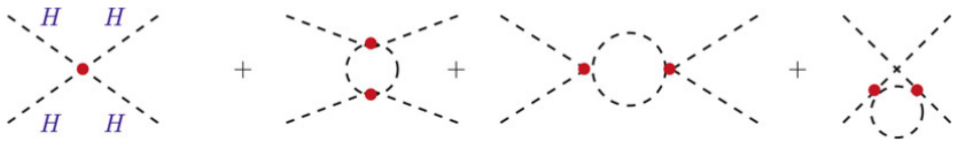


Figura 1.10: Diagrammi di Feynman a livelo albero ed ad 1 loop dell'autoaccoppiamento dell'Higgs.

Trivialità

La costante di accoppiamento λ varia al variare della scala di energia Λ, alla quale si ritiene valida la trattazione all'interno del MS. Quindi in base alla scala di energia a cui si vuole estendere il MS, si possono porre dei limiti superiori e inferiori alla massa dell'Higgs.
Se si prende in considerazione il contributo del solo bosone di Higgs alle correzioni ad un loop, descritte dai diagrammi di Feynman in figura 1.10, la costante λ ha la forma:

$$\lambda(Q^2) = \lambda(v^2)\left[1 - \frac{3}{4\pi^2}\lambda(v^2)\log\left(\frac{Q^2}{.}v^2\right)\right]^{-1} \tag{1.42}$$

Si ha quindi una dipendenza logaritmica dal quadrato dell'energia Q^2. Per $Q^2 \ll v^2$: la costante di accoppiamento λ diventa estremamente piccola, fino ad annullarsi. In questo caso si dice che la teoria è *triviale*, cioè non interagente, dal momento che la costante di accoppiamento è nulla. Per $Q^2 \gg v^2$: la costante di accoppiamento cresce, fino a divergere. Il valore dell'energia in cui si ha la divergenza è detto polo di Landau. La richiesta che la costante di accoppiamento resti finita implica $M_H < 640\ GeV$.

Stabilità

Per tener conto del contributo dei fermioni e dei bosoni alla variazione del parametro di accoppiamento si considerano i diagrammi di Feynamn mostrati in figura 1.11. Considerando solo il quark top ed i bosoni di gauge massivi si ottiene una condizione di stabilità per:

$$m_H > \frac{\nu^2}{8\pi^2}\{-12\frac{m_{\text{top}}^4}{\nu^4} + \frac{3}{16}[2g^4 + (g^2 + (g')^2)^2]\} \ln \frac{Q^2}{\nu^2} \tag{1.43}$$

affinchè il potenziale scalare risulti limitato inferiormente.

Questa condizione impone limiti molto restrittivi alla massa dell'Higgs:

Figura 1.11: Diagrammi di Feynman per i contributi ad un loop a λ dei fermioni e dei bosoni di gauge.

$$\Lambda_C \sim 10^3\ GeV \Longrightarrow M_H \gtrsim 70\ GeV \tag{1.44}$$
$$\Lambda_C \sim 10^{16}\ GeV \Longrightarrow M_H \gtrsim 130\ GeV, \tag{1.45}$$

dove Λ_C è il cut-off. La combinazione delle ipotesi di trivialità e di stabilità, impongono rispettivamente un limite superiore ed inferiore ai valori della massa del bosone di Higgs, illustrati nel grafico in figura 1.12 in funzione del valore della scala di energia Λ. Se la scala del cut-off è dell'ordine del TeV, i valori permessi per il bosone di Higgs sono:

$$\Lambda_C \approx 1\,\mathrm{TeV} \Rightarrow 50\,\mathrm{GeV} \leq m_H \leq 800\,\mathrm{GeV} \tag{1.46}$$

mentre per valori dell'ordine della massa di Planck ($M_P \sim 10^{16}\ GeV$) si ha:

$$\Lambda_C \approx M_P \Rightarrow 130\,\mathrm{GeV} \leq m_H \leq 180\,\mathrm{GeV} \tag{1.47}$$

Un bosone di Higgs al di fuori di questi limiti indicherebbe la presenza di nuova fisica oltre il Modello Standard.

1.7.4 Vincoli sperimentali prima della fisica a LHC

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

Misure dirette

Per le misure dirette i principali risultati sono stati ottenuti al Large Electron-Positron (LEP) [7] ed al Tevatron [8].

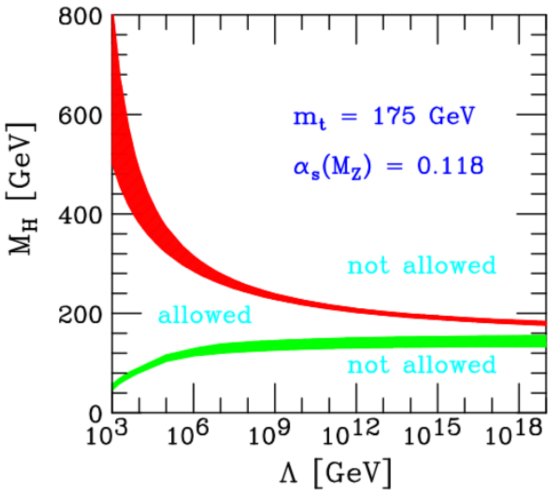
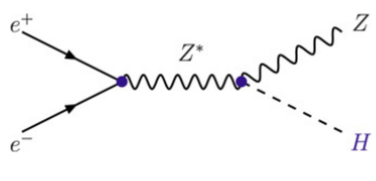


Figura 1.12: Limite di trivialità (in rosso) e stabilità (in verde) della massa del bosone di Higgs in funzione della scala di energia Λ. Le incertezze principali sono quelle sui valori di $\alpha_s = 0.118$ e la massa del quark top $m_{top} = 175\ GeV$.

Misure al LEP Il Large Electron-Positron Collider (LEP) costruito al CERN iniziò le misure per la ricerca del bosone di Higgs nel 1989. In collisioni elettrone-positrone i principali meccanismi di produzione dell'Higgs sono:

$$e^+e^- \to Z \to HZ^* \qquad \text{LEP1}$$
$$e^+e^- \to Z^* \to HZ \qquad \text{LEP2}$$

In figura 1.13 sono mostrati i diagrammi di Feynman dei due processi. Nella fase LEP1 la Z veniva prodotta al picco della risonanza, permettendo la produzione di un bosone di Higgs e di una Z *off-shell*. Con LEP2 l'energia



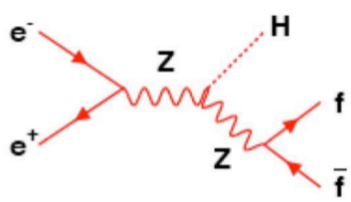


Figura 1.13: Diagrammi di Feynman per i meccanismi di produzione principali del bosone di Higgs.

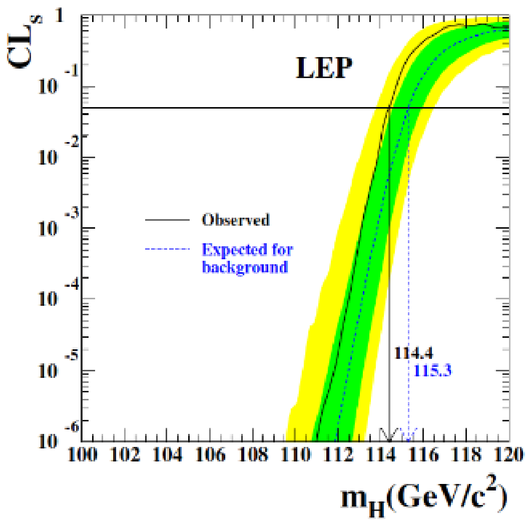


Figura 1.14: Livello di confidenza (CLs) per l'ipotesi di segnale+fondo nella produzione del bosone di Higgs al LEP.

del centro di massa fu portata fino a 209 GeV, permettendo la produzione del bosone di Higgs e di una Z *on-shell* . I risultati finali forniti dal LEP, che combinavano i dati di LEP1 e LEP2, non hanno fornito tracce dell'esistenza della particella, ma hanno fissato un limite inferiore di esclusione della massa, mostrato in figura 1.14:

$$m_H \leq 114.4\, GeV \qquad \text{al } 95\% \text{ C.L:.}$$

Misure al Tevatron L'esperimento Tevatron al Fermilab analizza collisioni $p\bar{p}$ ad un'energia nel centro di massa di 1.96 GeV, ricercando il bosone di Higgs nell'intervallo di massa di 100-200 GeV.

Anche al Fermilab non sono stati riscontrati eccessi significativi di eventi, ma l'intervallo di massa è stato ancora ristretto. In figura 1.15 è mostrato il CL dell'ipotesi di segnale più fondo per la produzione del bosone di Higgs, combinando tutti i canali accessibili ai due esperimenti,CDF e D0, del Tevatron. Scegliendo un C.L. del 95% si escludono gli intervalli di massa:

$$100 < m_H < 103\,\text{GeV} \tag{1.48}$$
$$147 < m_H < 180\,\text{GeV}. \tag{1.49}$$

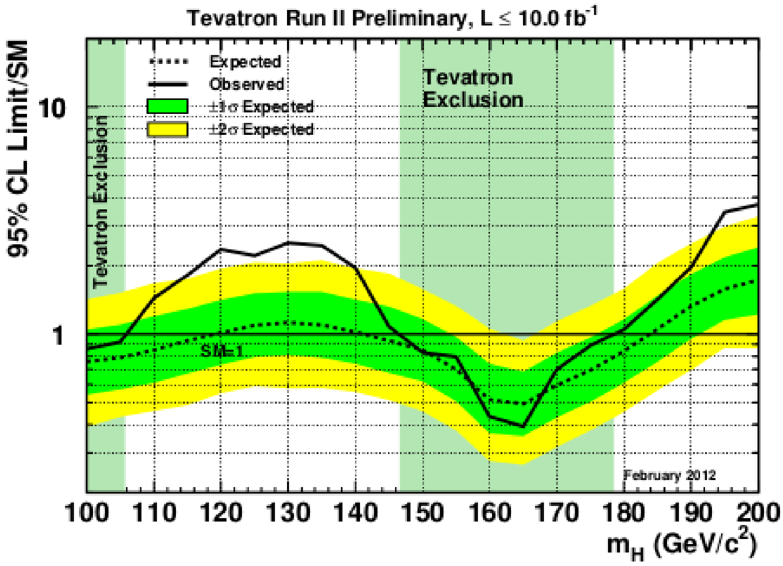


Figura 1.15: Livello di confidenza (CLs) per l'ipotesi di segnale+fondo nella produzione del bosone di Higgs a Tevatron. Scegliendo 95% C.L. si ottiene $m_H < 114.4$GeV.

Ricerche indirette

L'esistenza del bosone di Higgs porta un contributo alle correzioni radiative delle osservabili elettrodeboli, che possono essere misurate con alta precisione, fornendo un vincolo indiretto sul valore della massa dell'Higgs.
Le osservabili misurate vengono date in ingresso a un fit di χ^2. In figura 1.16 è mostrato il risultato del fit elettrodebole globale $\Delta\chi^2$ in funzione della massa dell'Higgs che fornisce come limiti:

$$m_H = 92^{+34}_{-26}\ GeV \text{ 68\% C.L.} \tag{1.50}$$

$$m_H < 152\ GeV \text{ 95\% C.L..} \tag{1.51}$$

1.7.5 La scoperta del bosone di Higgs a LHC

Le ricerche degli esperimenti ATLAS [9] e CMS [10] ad LHC hanno portato, nel Luglio 2012, ad acclamare la scoperta del bosone di Higgs. I principali canali di ricerca che hanno contribuito a tale scoperta sono $H \to ZZ^* \to 4\ell$, $H \to \gamma\gamma$ e $H \to WW^* \to \ell\nu\ell\nu$ (quest'ultimo usato solo da CMS). Dai dati raccolti si esclude che il segnale trovato sia riconducibile ad una fluttuazione

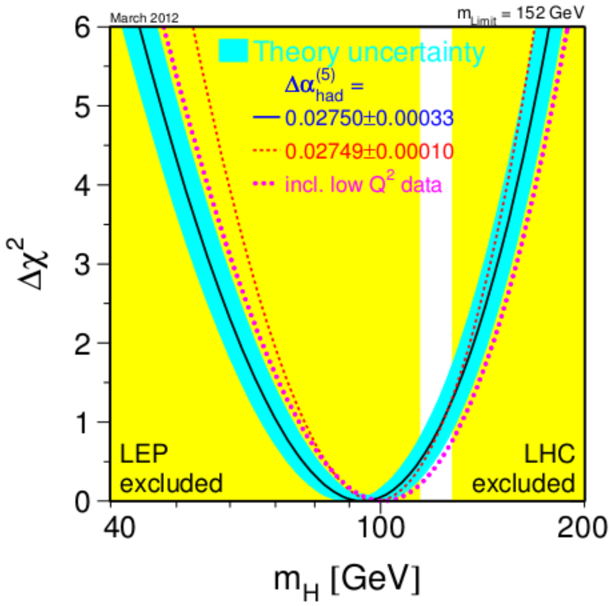


Figura 1.16: $\Delta\chi^2$ del fit globale elettrodebole in funzione della massa dell'Higgs.

del fondo con una significatività maggiore di 5σ (valore minimo per il quale viene scientificamente riconosciuta una scoperta). La massa misurata per questa nuova particella è $\sim$ 125 GeV.
La nuova particella trovata sembra essere consistente con il bosone di Higgs previsto dal Modello Standard, cioè le sezioni d'urto di produzione e gli accoppiamenti misurati sono compatibili con quelli previsti dalla teoria. In figura 1.17 si riporta il valore della significatività ottenuto in diversi momenti dell'analisi dati, per tutte le misure combinate dell'esperimento ATLAS.
La scoperta di una particella compatibile con il bosone di Higgs rappresenta non tanto un punto di arrivo quanto di partenza: bisogna ora misurare con precisione tutte le sue proprietà per comprendere se effettivamente la risonanza trovata è quella prevista dal Modello Standard.

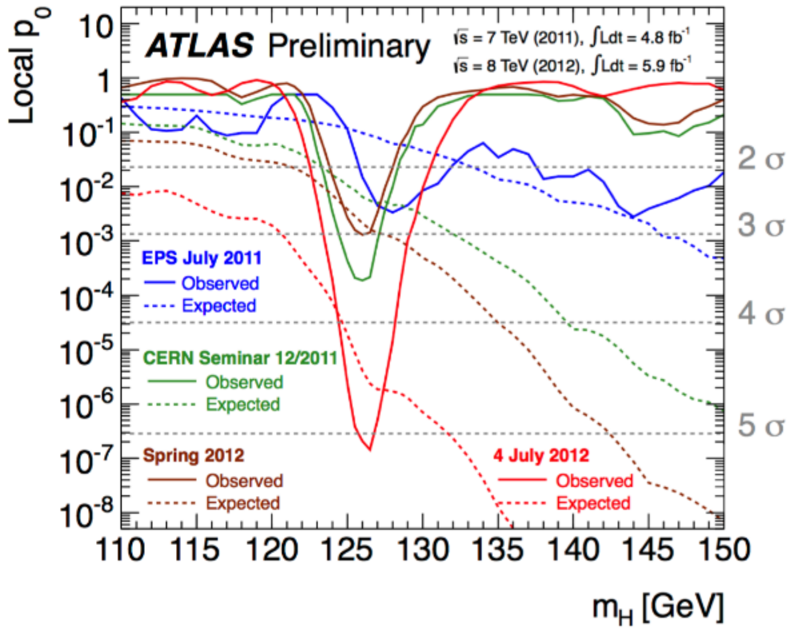


Figura 1.17: Andamento della significanza di tutti i canali di ricerca dell'esperimento ATLAS in funzione del tempo. Le linee tratteggiaterappresentano i risultati attesi, quelle continue gli osservati.

Capitolo 2

L'esperimento ATLAS a LHC

Il *Large Hadron Collider* (LHC) [11] è un acceleratore di particelle in cui due fasci di protoni collidono ad altissime energie. Le particelle prodotte in queste collisioni sono rivelate da quattro grandi esperimenti: ALICE, ATLAS, CMS e LHCb[1]. In questo capitolo saranno descritte le caratteristiche dell'acceleratore LHC e del rivelatore dell'esperimento ATLAS.

2.1 L'anello di accumulazione LHC

Il Large Hadron Collider (LHC) [14] è un collisionatore protone-protone posto all'interno dello stesso tunnel che ha ospitato in passato l'acceleratore LEP al CERN di Ginevra (figura 2.1). L'energia massima raggiungibile da ognuno dei due fasci di protoni per collisioni frontali (head-on) è di 7 TeV, con una luminosità di progetto $L = 10^{35}\ cm^{-2}\ s^{-1}$. Ad LHC sono anche possibili collisioni tra fasci di ioni (nuclei di Pb) all'energia di 2.76 TeV/nucleone, equivalente ad un'energia totale nel centro di massa di 1.15 PeV e una luminosità nominale $L = 10^{27}\ cm^{-2}\ s^{-1}$.
LHC è costituito da due anelli superconduttivi che fungono da acceleratore e collisionatore di adroni e la sua circonferenza è di 26.7 km. L'intera area sperimentale di LHC si estende sul confine Franco-Svizzero nei pressi di Ginevra, dove ha sede il CERN.
Per contenere i costi di quest'opera, si è cercato di riutilizzare al meglio le infrastrutture preesistenti. Anche per le strutture di superficie si è cercato di sfruttare i siti già esistenti dove possibile.

[1]Nell'aera sperimentale di LHC sono presenti anche due esperimenti minori: Totem [12] ed LHCf [13].

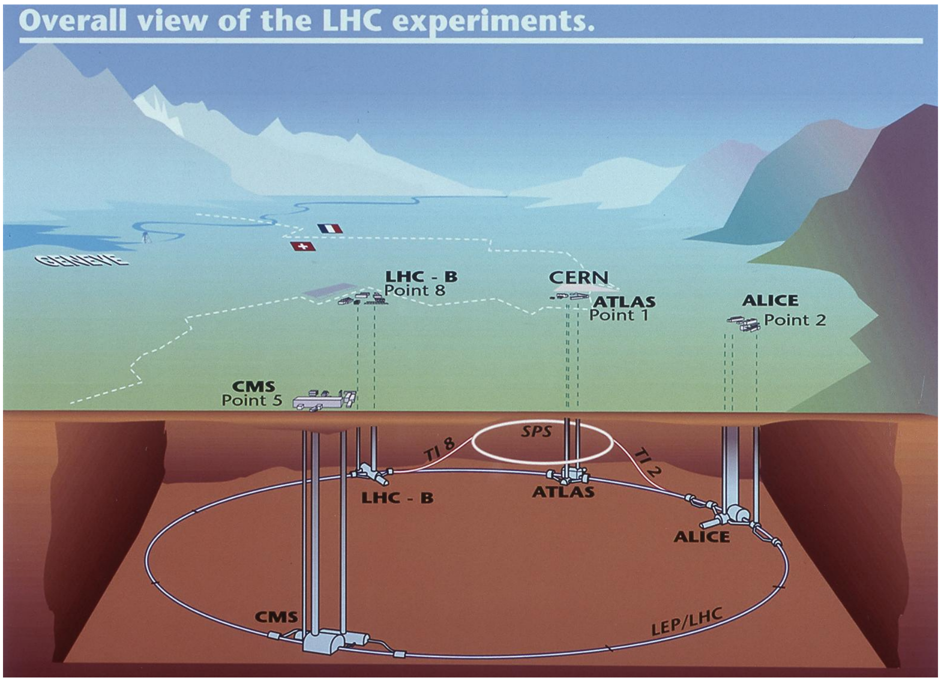


Figura 2.1: Vista schematica della zona sotterranea dove è costruito LHC.

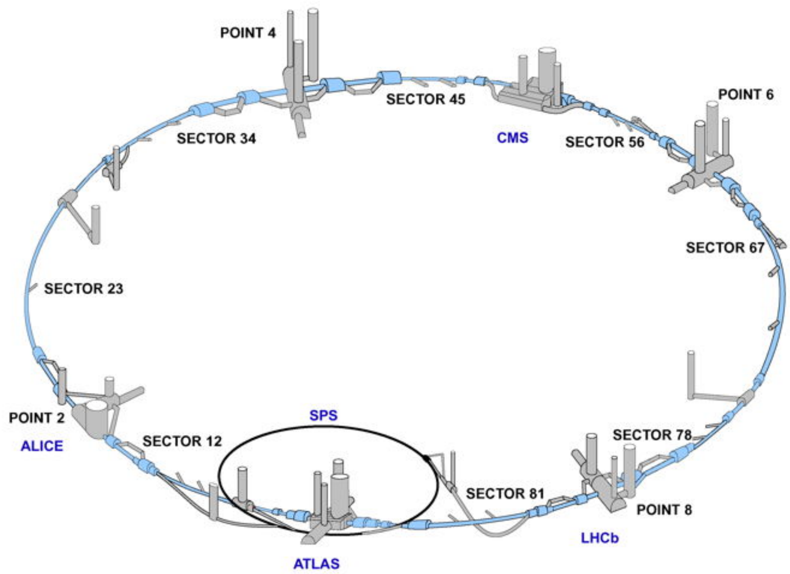


Figura 2.2: Disposizione degli esperimenti in LHC e struttura a reticolo.

2.1.1 Caratteristiche tecniche

L'obiettivo principale degli esperimenti a LHC è quello di trovare il bosone di Higgs e misurare le sue proprietà, e ricercare processi di fisica oltre il Modello Standard. Per questo scopo si utilizzano collisioni di protoni ad energie fino a 14 TeV, questo ha richiesto rivelatori e strutture di avanguardia.

Struttura

Essendo un collider particella-particella, a differenza dei collider particella-antiparticella, LHC è formato da due anelli. I fasci interagiscono in quattro punti dove stati installati i rivelatori.
I principali componenti dell'acceleratore sono dipoli e quadrupoli magnetici e le cavità risonanti. I dipoli magnetici criogenici superconduttivi operano alla temperatura di 1.9 K e sono stati costruiti per produrre campi magnetici di 8.33 T per permettere ai protoni di percorrere orbite circolari. Per raffreddarli si usa elio superfluido. I quadrupoli magnetici sono usati per focalizzare il fascio mentre le cavità risonanti accelerano le particelle.

I due anelli di LHC sono divisi in 8 ottanti composti da archi e sezioni rettilinee approssimativamente di 528 metri di lunghezza. Le due zone di massima luminosità, in cui sono posizionati gli esperimenti ATLAS e CMS, si trovano in due sezioni rettilinee diametralmente opposte: Punto 1 e Punto 5 (figura 2.2). Altri due esperimenti ALICE e LHCb sono rispettivamente collocati al Punto 2 e Punto 8 (figura 2.2), dove la macchina raggiunge la minima luminosità. Nelle rimanenti 4 sezioni rettilinee non vi sono ulteriori intersezioni dei fasci. Le zone di iniezione si trovano negli ottanti 2 e 8, rispettivamente per l'iniezione dei bunches in senso orario e antiorario. Gli ottanti 3 e 7, invece, contengono gli apparati per la pulizia e la collimazione del fascio. Le cavità radio frequenza (RF) sono poste nel quarto ottante e costituiscono due sistemi indipendenti (uno per direzione). La sezione rettilinea al Punto 6 contiene i dispositivi per l'estrazione dei fasci: questa operazione viene effettuata usando una combinazione di magneti pulsati velocemente e capaci di produrre deflessioni sia in verticale che in orizzontale.

Meccanismo di accelerazione

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

- LINAC2

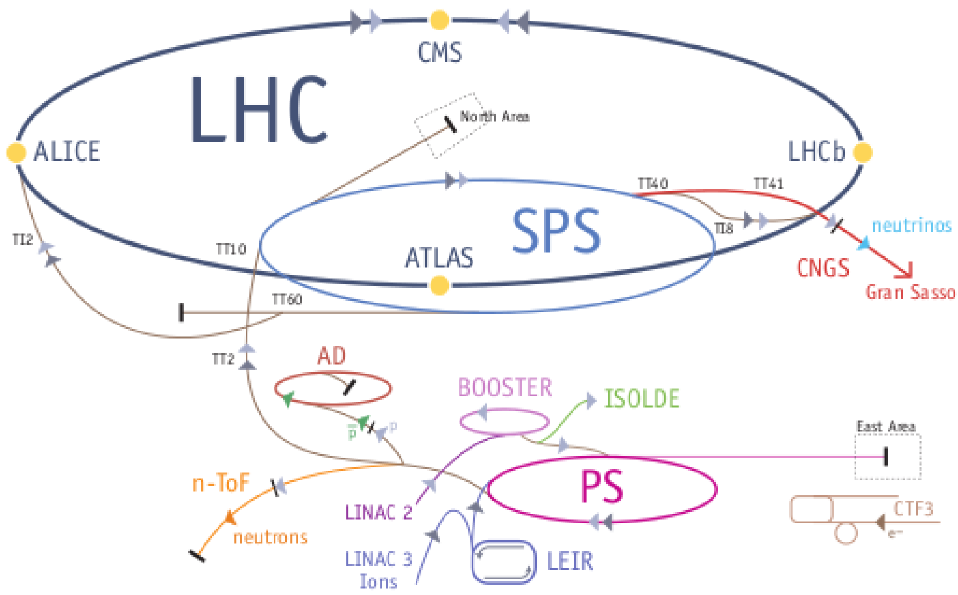


Figura 2.3: Schema dei dispositivi di preaccelerazione ed accelerazione ad LHC.

- Proton Synchrotron Booster (PSB)
- Proton Synchrotron (PS)
- Super Proton Synchroton (SPS)
- LHC

Un fascio di protoni è prodotto a partire da un gas H_2, e sono accelerati ad una corrente di fascio di 300 mA. I protoni vengono immessi nel PSB ad un'energia di 50 eV dall'acceleratore lineare LINAC2. Il PSB accelera i protoni fino ad un'energia di 1.4 GeV, mentre il PS li accelera fino a 25 GeV. I protoni attraversano poi l' SPS dove raggiungono un'energia di 450 GeV. Infine i due fasci arrivano a LHC, e vengono fatti circolare in direzioni opposte, fino a quando raggiungono l'energia richiesta per le collisioni. L'accelerazione all'interno del collisionatore è fornita da 8 cavità risonanti (RF), il cui campo elettrico generato oscilla a 400.8 MHz, per dare una spinta in energia di 5 MeV/giro e compensare le perdite.

I protoni arrivano a LHC in pacchetti (bunch). I bunch circolano in tubi in cui è stato fatto il vuoto e dispositivi elettromagnetici ne controllano le

traiettorie.
Il numero dei bunch dipende dalla luminosità, dal 2011 si hanno 1380 pacchetti in ogni fascio, con una separazione di 50 ns e $1.5 \cdot 10^{11}$ protoni per bunch.

Luminosità della macchina

Il numero di eventi per secondo generato nelle collisioni è

$$N_{ev} = L \cdot \sigma_{ev} \tag{2.1}$$

dove σ_{ev} è la seione d'urto dell'evento considerato ed L la luminosità di macchina. Quest'ultima dipende solo dai parametri del fascio e può essere scritta:

$$L = \frac{N_b^2 n_b f_{rev} \gamma_r}{4\pi \epsilon_n \beta^*} F \tag{2.2}$$

dove N_b è il numero di di particelle per bunch, n_b il numero di bunch per fascio, f$_{rev}$ la frequenza di rivoluzione, γ_r il fattore gamma relativistico, ϵ_n l'emittanza trasversa normalizzata[2], β^* è la funzione beta al punto di collisione[3], F il fattore di riduzione di luminosità geometrica dovuto all'angolo di incrocio (*crossing angle*) al punto di interazione (IP). La luminosità di LHC non è costante su un intero ciclo di presa dati (*run*), ma decade a causa della degradazione delle intensità e delle emittanze dei fasci che circolano. La causa principale della diminuzione della luminosità durante un run di fisica è la perdita del fascio dovuta alle collisioni nei punti di interazione. La costante di decadimento iniziale, determinata da questo effetto, è:

$$\tau_{nuclear} = \frac{N_{tot}(0)}{L \sigma_{tot} k} \tag{2.3}$$

dove $N_{tot}(0)$ è l'intensità del fascio, L la luminosità iniziale, σ_{tot} la sezione d'urto totale ($\sigma_{tot} = 110\ mb$ a 7 TeV) e k è il numero di punti di interazione. Altri contributi alle perdite del fascio derivano dallo scattering Toucheck e da perdite di particelle causate da leggeri fenomeni di emittanza, dovuti ad esempio a scattering di particelle con i gas all'interno dell'acceleratore, forze non lineari durante l'interazione dei fasci, rumore nelle cavità risonanti, ed effetti di scattering all'interno dei fasci (IBS).
Approssimando ad una funzione esponenziale la decrescita della luminosità, la costante di decadimento può essere scritta come:

$$\frac{1}{\tau_L} = \frac{1}{\tau_{IBS}} + \frac{1}{\tau_{gas}} + \frac{1}{\tau_{nuclear}} \tag{2.4}$$

---

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

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

Assumendo

$$\tau_{IBS} = 80\ h$$
$$\tau_{gas} = 100\ h$$
$$\tau_{nuclear} = 29\ h$$

Si ottiene

$$\tau_L = 14.9\ h \tag{2.5}$$

Integrando la luminosità su un run si ottiene:

$$L_{int} = L_0 \tau_L \left[1 - e^{-T_{run}/\tau_L}\right] \tag{2.6}$$

dove T_{run} è il tempo di presa dati. L'efficienza totale della macchina dipende dai parametri della L_{int} 2.6. Assumendo che la macchina operi per 200 giorni all'anno, in virtù della 2.5, il tempo ottimale di presa dati è di circa 12 ore, per una luminosità totale integrata per anno di circa 120 fb^{-1}.

2.1.2 Esperimenti a LHC

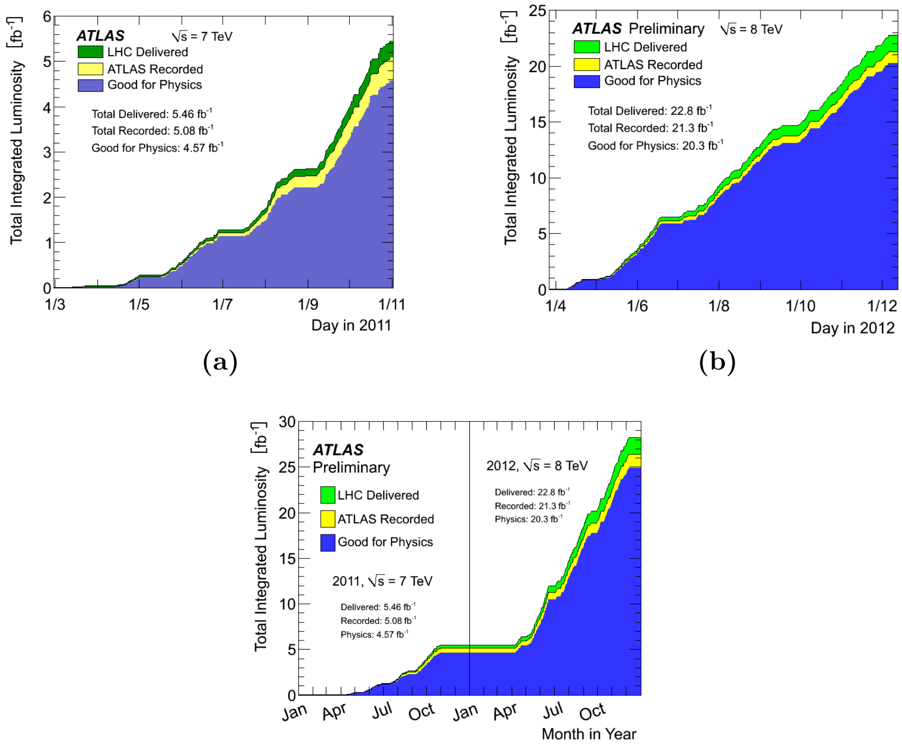
I quattro principali esperimenti a LHC, costruiti nei quattro punti di collisione dei fasci sono:

- ATLAS (**A** **T**oroidal LHC [15] **A**pparatu**S**);
- CMS (**C**ompact **M**uon **S**olenoid) [16];
- LHCb [17];
- ALICE (**A** **L**arge **I**on **C**ollider **E**xperiment) [18];

ATLAS e CMS sono progettati per studiare un gran numero di argomenti della Fisica delle Particelle, focalizzando in particolare l'attenzione sul Modello Standard, sulla ricerca del bosone di Higgs e di nuovi fenomeni.
LHCb studia la fisica del quark b ed in particolare affronta il problema ancora aperto dell'asimmetria materia-antimateria nell'universo.
ALICE, utilizzando fasci di ioni pesanti, focalizza le ricerche sulle proprietà e l'esistenza del quark gluon plasma.

2.1.3 Dati raccolti

Le prime operazioni di LHC sono iniziate nell'autunno 2008, ma sono state interrotte a casa in un incidente. La riparazione del danno, causato da un guasto nelle connessione tra i magneti superconduttori, ha richiesto più



(a) (b) (c)

Figura 2.4: Luminosità integrata raccolta a LHC in funzione del tempo, nel 2011 (a), 2012(b) e totale (c).

di un anno. Nel novembre 2009, le operazioni sono state riprese iniziando con collisioni protone-protone con energie nel centro di massa di 900 GeV, seguite nel marzo 2010 da collisioni a $\sqrt{s} = 7$ TeV fino alla fine del 2011. Dal 2012 l'energia è stata portata a 8 TeV. In figura 2.4 è riportata la luminosità integrata per l'esperimento ATLAS nel 2011, 2012 e quella totale, mentre in figura 2.5 è mostrato il numero di bunch per anno di presa dati.

2.2 L'esperimento ATLAS

L'apparato dell'esperimento ATLAS [19] è strutturato come segue:

- Un rivelatore interno (Inner Detector, ID), avvolto in un magnete solenoidale, per operare la ricostruzione di tracce cariche, misurandone traiettorie, impulso ed eventuali vertici di decadimento.

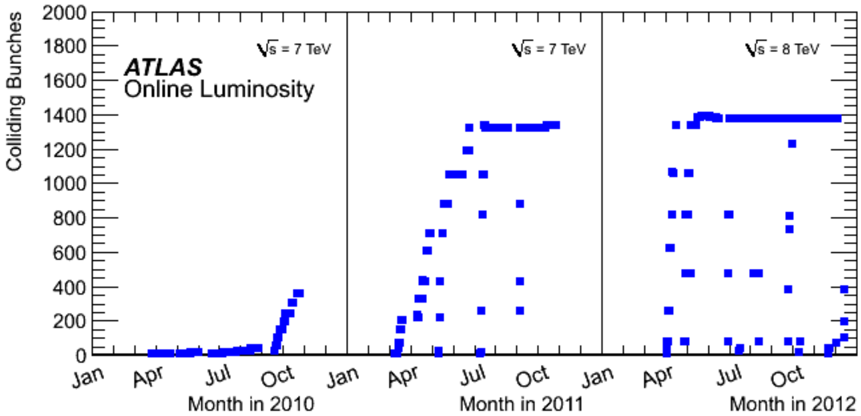


Figura 2.5: Numero di bunch in funzione del tempo durante la presa dati del 2010, 2011 e 2012.

- Calorimetri elettromagnetici e adronici, per misurare le energie depositate dalle particelle e per la ricostruzione di jet.
- Spettrometro per Muoni (MS) per identificazione e ricostruzione dei muoni con l'ausilio di un magnete toroidale.
- Un sistema di trigger, per ridurre il fondo prima di collezionare gli eventi.
- Un sistema di acquisizione dati, per conservare gli eventi di interesse.

L'ampio spettro di fenomeni di Fisica delle Particelle studiati richiede delle condizioni stringenti sulle proprietà e la scelta dei rivelatori da usare:

- date le particolari condizioni sperimentali che si verificano a LHC, il rivelatore deve disporre di un'elettronica veloce;
- è richiesta una granularità molto alta per ricostruire correttamente gli eventi ed evitare sovrapposizioni;
- si richiede una larga accettanza in pseudorapidità (η) ed una copertura quasi completa dell'angolo azimutale;
- è essenziale avere una buona risoluzione nella ricostruzione del momento e dei vertici secondari delle particelle cariche nei tracciatori interni.
- il sistema calorimetrico deve permettere l'identificazione e la misura di energia di elettroni, fotoni, jet ed energia mancante;

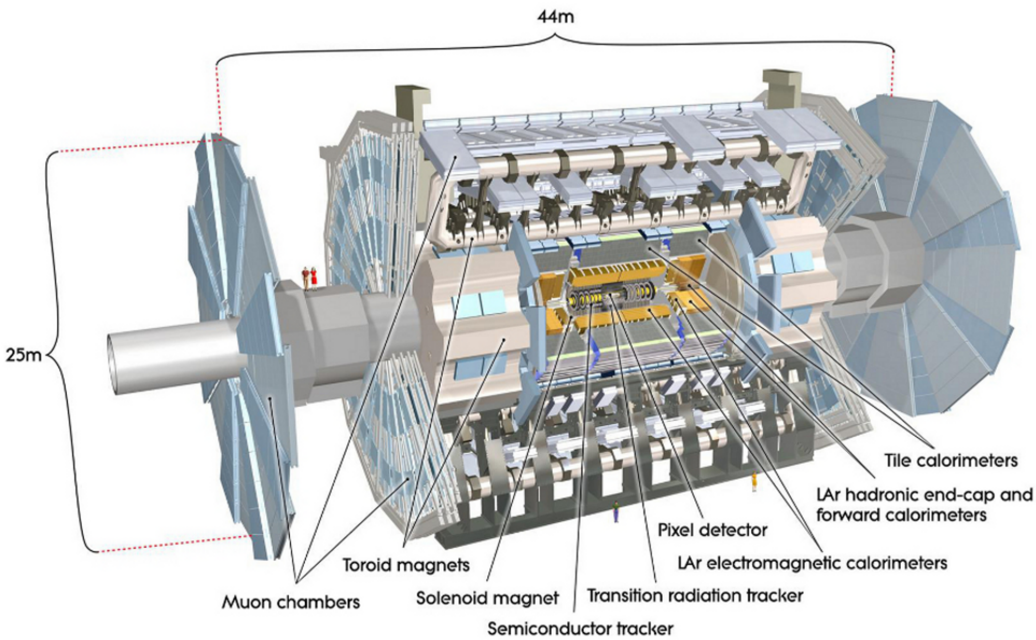


Figura 2.6: Il rivelatore ATLAS ad LHC.

- si richiede che l'identificazione e la risoluzione in impulso dei muoni sia ottimale, unita alla capacità di determinare senza ambiguità la carica di muoni di alto impulso;
- infine il trigger del rivelatore deve permettere una massimizzazione del rigetto di eventi di fondo.

In figura (figura 2.6) è mostrato l'intero rivelatore, le cui dimensioni sono 44 m di lunghezza, 25 di altezza, per un peso complessivo di 7000 tonnellate. Nei paragrafi successivi saranno descritti in dettaglio i diversi rivelatori dell'apparato.

2.2.1 Sistema di coordinate

ATLAS usa due diversi sistemi di coordinate, in base al particolare studio affrontato, uno con coordinate cartesiane più legato alla geometria e l'altro con particolari coordinate sferiche più utile per l'analisi. Il punto di interazione definisce l'origine del sistema di coordinate, mentre la direzione del fascio definisce l'asse z ed il piano $x-y$ è trasverso alla direzione del fascio. Il verso positivo dell'asse x punta al centro dell'anello di LHC, l'asse y è diretto verso l'alto. Il punto di interazione determina due regioni, con $z > 0$, l'altra con $z < 0$, denominate, rispettivamente, lato A e lato C. Il piano $z = 0$ definisce, invece, il lato B (figura 2.7).

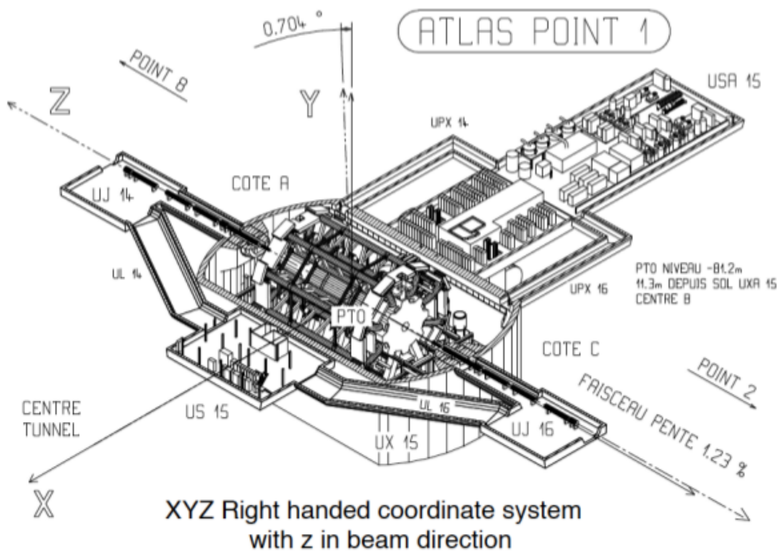


Figura 2.7: Il sistema di coordinate utilizzato in ATLAS.

In coordinate sferiche l'angolo azimutale $\phi \in [-\pi, \pi]$ è misurato nel piano $x - y$ ed è definito come:

$$\phi = \frac{1}{\tan(x/y)}. \tag{2.7}$$

ϕ è nullo in corrispondenza dell'asse x e cresce muovendosi in senso orario guardando nella direzione delle z positive, ed l'angolo polare θ è misurato rispetto all'asse delle z positive.
La pseudorapidità è definita come:

$$\eta = -ln \left[\tan \frac{\theta}{2}\right], \tag{2.8}$$

η (vedi figura 2.8) è 0 a $\theta = \pi/2$ (*barrel*) e cresce asintoticamente per $\theta \to 0$ (*endcap*). Nel caso di oggetti massivi (come i jet, ad esempio) si utilizza la rapidità:

$$y = \frac{1}{2} ln \left[\frac{E + p_L}{E - p_L}\right] \tag{2.9}$$

dove p_L è la componente longitudinale dell'impulso.
La quantità

$$\Delta R \equiv \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\eta\phi)^2} \tag{2.10}$$

viene usata per misurare la distanza angolare tra due tracce nel piano $\eta - \phi$. Poichè LHC è un collisore adronico, in cui vengono fatte collidere particelle non elementari composte da partoni (gluoni e quark), l'energia effettiva dell'interazione nel sistema del centro di massa, che dipende dagli impulsi dei partoni che effettivamente partecipano alla singola interazione, non è nota con esattezza. È quindi naturale studiare la cinematica delle interazioni nel piano trasverso $x - y$ (la componente trasversa dell'impulso medio dei partoni è trascurabile rispetto a quella longitudinale) in cui si può imporre la conservazione dell'energia.

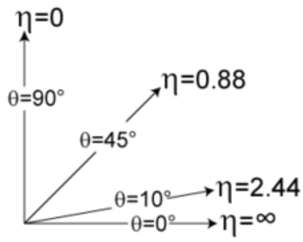


Figura 2.8: Pseudorapidità η per alcuni valori dell'angolo θ.

2.3 Apparato sperimentale di ATLAS

2.3.1 Sistema magnetico

La caratteristica peculiare di ATLAS è un sistema ibrido costituito da quattro magneti superconduttori, di 22 m di diametro e 26 di lunghezza. Il sistema magnetico (figura 2.9) è formato da:

- un solenoide centrale (CS), con asse di simmetria lungo la direzione dei fasci, capace di generare un campo magnetico assiale di 2 T per il rivelatore interno. Il CS si estende su una lunghezza di 5.3 m ed ha un diametro di 2.4 m. La bobina del CS è progettata in modo da essere il più sottile possibile in rapporto a sicurezza e affidabilità operazionali.

- Un sistema di tre toroidi superconduttori (uno centrale e due alle estremità). I due toroidi dell'end-cap sono disposti alle estremità della zone cilindrica e si allineano con il CS, hanno una lunghezza di 5 m, un diametro esterno di 10.7 m ed un diametro interno di 1.65 m. Ognuno dei tre toroidi è formato da otto spire rettangolari assemblate radialmente e simmetricamente intorno all'asse del fascio.

Le specifiche sulla determinazione del campo magnetico sono diverse nel rivelatore interno e nello spettrometro per muoni. Nel primo, l'informazione primaria da raccogliere è legata alla buona accuratezza della ricostruzione dell'impulso. Nello spettrometro per muoni invece il campo è altamente non uniforme: incertezze sul potere di curvamento si traducono in una cattiva risoluzione dell'impulso dei muoni (si veda il paragrafo 2.3.4).

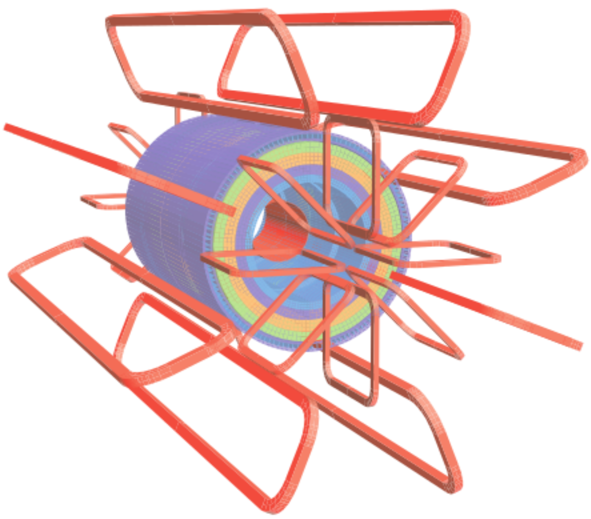


Figura 2.9: I magneti in ATLAS.

2.3.2 Rivelatore interno

Il rivelatore interno (*Inner Detector*, ID) [20] è progettato per permettere una buona ricostruzione delle tracce (*pattern recognition*), e fornire un'ottima risoluzione in impulso e buone misure di vertici primari e secondari per tracce cariche con impulso trasverso superiore a 0.2 GeV. Per soddisfare a queste richieste è necessario usare magneti (magnete solenoidale da 2 T) ed avere un'elevatissima granularità per misure di posizione, ottenute con tre rivelatori complementari che costituiscono la struttura dell'inner detector (figura 2.10). Nella parte centrale, i primi rivelatori traccianti sono stati realizzati con rivelatori a semiconduttore con tecnologie a pixel e a microstriscie di silicio

(SCT). Il numero totale di strati di precisione deve essere limitato a causa della grande quantità di materiale di cui sono costruiti (che causa effetti di scattering multiplo) e dall'elevato costo.
Ogni traccia attraversa tipicamente tre strati di rivelatori a pixel e otto di strisce, mentre nella zona più esterna un tracciatore a radiazione di transizione (TRT) fornisce un elevato numero di punti, circa 36 per traccia. Le due tecniche combinate permettono di ottenere un'elevata precisione sia in ϕ che z. La struttura prevede una copertura delle tracce per $|\eta| < 2.5$.

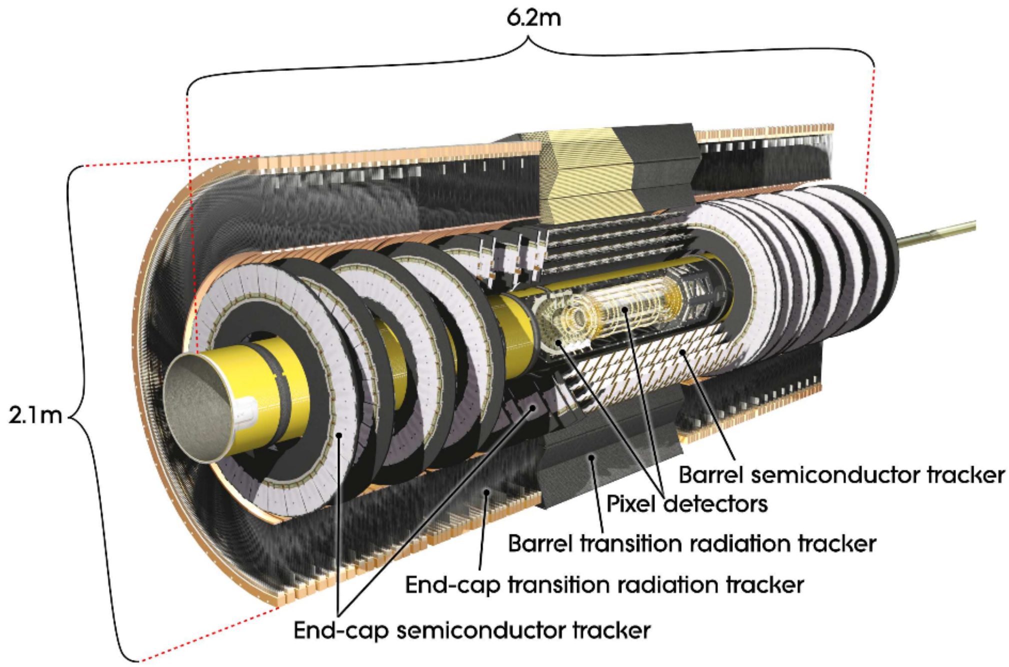


Figura 2.10: Il rivelatore interno in ATLAS.

Il raggio esterno della cavità di tracciamento è 115 cm e la lunghezza totale di 7 m. Da un punto di vista meccanico, il rivelatore interno si struttura in tre unità: una parte cilindrica che si estende per ±80 cm dal punto di interazione e due parti identiche nelle zone di end-cap che occupano il resto della cavità cilindrica. Nella regione cilindrica gli strati di rivelatore ad alta precisione sono organizzati in cilindri concentrici intorno all'asse del fascio, mentre i rivelatori delle zone di end-cap sono montati su dischi perpendicolari all'asse del fascio. L'ID è la parte dell'apparato maggiormente soggetto ai danni provocati dalle radiazioni, per cui sarà necessaria una sostituzione relativamente frequente (circa ogni 10 anni) per mantenerne le elevate prestazioni.

Rivelatori a pixel

Il rivelatore a pixel permette di avere misure ad alta precisione, di determinare con ottima risoluzione il parametro di impatto e di ricostruire le tracce delle particelle con vita media breve come i leptoni τ ed i quark b. I pixel sono disposti su cilindri concentrici intorno all'asse del fascio e su dischi perpendicolari al fascio nelle regioni di end-cap. Una schematizzazione dei rivelatori si può vedere in figura 2.11. La disposizione dei rivelatori a pixel è scelta in modo tale che le tracce originate dall'interazione attraversino almeno tre strati di pixel. In totale vi sono 140 milioni di elementi rivelatori, con un passo di 50 μm nella direzione $R - \phi$ e di 300 μm in z, ed è formato da 3 corpi cilindrici che contengono circa 1550 moduli e di cinque dischi per ciascun lato di raggi compresi tra 11 e 20 cm, che completano la copertura angolare, contenenti 700 moduli. I moduli hanno tutti ugual dimensione: 64.2 mm di lunghezza e 22.4 mm di larghezza. Per le risoluzioni spaziali, mediate sulla distribuzione in pseudorapidità si ha:

$$\begin{aligned} \sigma(R-\phi) &\simeq 12\ \mu m && \text{per tutti i pixel} \\ \sigma(z) &\simeq 66\ \mu m && \text{per la regione del barrel} \\ \sigma(R) &\simeq 77\ \mu m && \text{per i dischi} \end{aligned}$$

I moduli di elettronica per la lettura hanno grosse aree, con circuiti individuali per ogni elemento del pixel e includono memorie di transito per immagazzinare i dati durante l'attesa della decisione del trigger di primo livello.

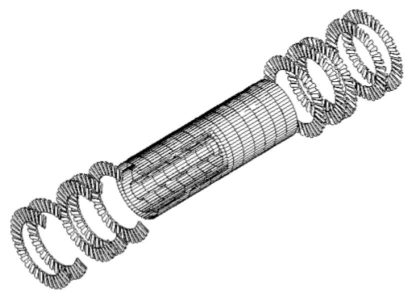


Figura 2.11: Vista 3D dei rivelatori a pixel.

Tracciatore a semiconduttore

Il tracciatore a semiconduttore (SCT) è installato nella zona radiale intermedia (figura 2.12) e fornisce almeno quattro misure di precisione per traccia e contribuisce alle misure di impulso, parametro d'impatto e posizione del vertice, oltre che al riconoscimento delle traiettorie grazie all'elevata granularità del rivelatore. Nella zona cilindrica sono presenti quattro strati di microstriscie al silicio, che forniscono la misura delle cordinate $R-\phi$ e z. Le singole dimensioni sono di $6.36 \times 6.40\ cm^2$ con 768 strisce di lettura con passo di 80 μm. L'intero rivelatore contiene 61 m^2 di rivelatori al silicio, per un totale di 6.2 milioni di canali di lettura. La risoluzione spaziale è di 16 μm in $R-\phi$ e 580 μm in z. I moduli della zona barrel sono montati su quattro cilindri in fibra di carbonio che portano il sistema di raffreddamento, con raggi di 30.0, 37.3, 44.7 e 52.0 cm. I moduli delle zone di end-cap sono montati su nove dischi, fino ad un massimo di tre anelli ciascuno. A causa dell'ambiente altamente radioattivo è necessario che i sensori al silicio operino in condizioni di bassa temperatura (tipicamente tra i -5 e i -10 °C). Sono dunque previsti sistemi di rilascio del calore accumulato generato dall'elettronica e dalle perdite di corrente del rivelatore.

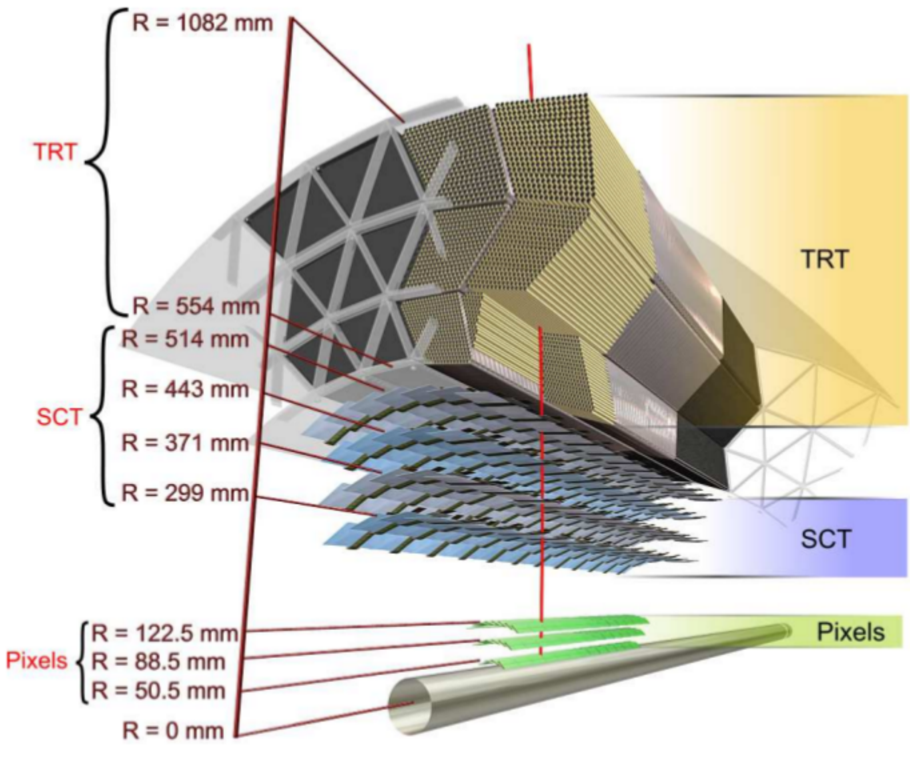


Figura 2.12: Schema 3D dei tre rivelatori di tracce dell'ID.

Tracciatore a radiazione di transizione

Gli elementi costituenti il TRT sono tubi dal diametro di 4 mm, in grado di operare ad alti flussi grazie ai fili ben isolati all'interno dei singoli volumi di gas. I tubi del rivelatore sono circondati da una schiuma di propilene. Il TRT opera con una miscela di gas non infiammabile 70% Xe, 20% CO_2 e 10% CF_4. Quando una particella carica passa per il rivelatore genera una radiazione di transizione dovuta alla diversa costante dielettrica di aria e propilene. In condizioni normali il tempo massimo di raccolta degli elettroni e di ~ 48 ns e si ha una risoluzione spaziale ottenuta dal tempo di drift di $\sim 130\ \mu m$. La posizione dei TRT è illustrata in figura figura 2.12.

2.3.3 Calorimetri

I calorimetri (figura 2.13) sono collocati tra l'inner detector e lo spettrometro per muoni. Sono calorimetri a campionamento composti da assorbitori e mezzi di rivelazione. Quando una particella attraversa gli strati di assorbitore interagisce col materiale e produce sciami di particelle secondarie, che vengono rivelate nel materiale attivo. Le particelle dello sciame nel proseguire attraverso il mezzo perdono energia fino ad essere completamente assorbite. Diversi tipi di calorimetro vengono usati per fornire una buona risoluzione nella ricostruzione degli sciami elettromagnetici e per contenere gli sciami adronici evitando il loro passaggio nello spettrometro per muoni. L'intero sistema calorimetrico [21] è composto come segue:

- Un calorimetro elettromagnetico (EM) che copre la regione di pseudorapidità $|\eta| < 3.2$;
- un calorimetro adronico cilindrico (HC *Tile Barrel*) che copre la regione $|\eta| < 1.7$;
- due calorimetri adronici nelle zone di end-cap (HEC), che coprono la regione $1.5 < |\eta| < 3.2$;
- due calorimetri in avanti (FCAL), che coprono la regione $3.2 < |\eta| < 4.9$;

Il calorimetro EM è un rivelatore a piombo e argon liquido (LAr) con geometria a fisarmonica, ed è preceduto da un rivelatore di precampionamento che ha il compito di correggere le misure per l'energia persa nel materiale a monte del calorimetro (rivelatore interno, criostati, spire).

Per il calorimetro adronico *barrel* il mezzo di campionamento consiste in piastre di scintillatori plastici immerse in un assorbitore di ferro. È diviso in tre sezioni: un cilindro centrale e due cilindri estesi. Per i calorimetri

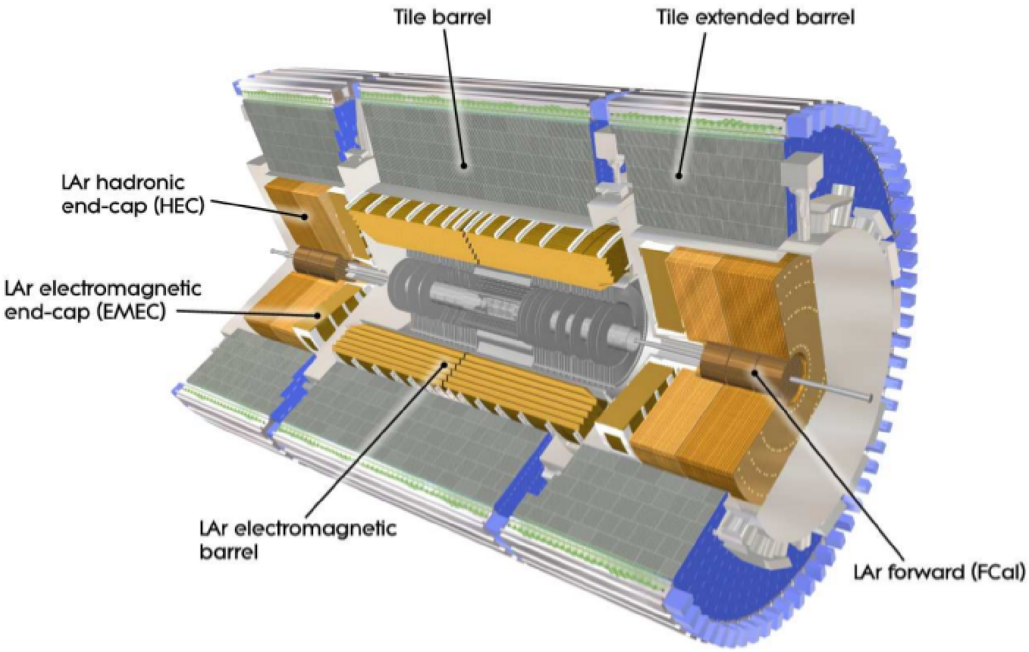


Figura 2.13: Schema del sistema calorimetrico in ATLAS.

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

Calorimetro elettromagnetico

Il calorimetro elettromagnetico è composto da una parte cilindrica ($\eta| < 1.475$) e due zone di end-cap ($1.375 < |\eta| < 3.2$) . La parte cilindrica è composta di due semicilindri identici separati da una fessura sottile (6 mm) nel piano $z = 0$. I calorimetri di end-cap sono invece divisi in un disco interno ($2.5 < |\eta| < 3.2$) e uno esterno ($1.375 < |\eta| < 2.5$) coassiale col primo. Le celle calorimetriche sono segmentate ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.025$), in corrispondenza degli elettrodi di lettura[4]. Il campionamento longitudinale

[4]Nella regione di precampionamento (corrispondente a 4.5 X_0, essendo $X : 0$ la lunghezza di radiazione) in cui è necessaria una segmentazione maggiore ($\Delta\eta \times \Delta\phi \simeq 0.003 \times 0.1$) per garantire un più elevato potere di identificazione di elettroni, fotoni e un maggior potere di reiezione del fondo di jet.

dello sciame è ottenuto ripetendo 4 volte lungo la direzione radiale la struttura delle celle. La geometria a fisarmonica consente di ottenere una simmetria completa in ϕ senza fenditure nella direzione azimutale. Lo spessore totale ammonta a circa 25 X_0 nel barrel e ad oltre 26 X_0 nelle zone di end-cap (figura 2.14). Complessivamente il calorimetro elettromagnetico è composto da un numero totale di canali pari circa a 190000.

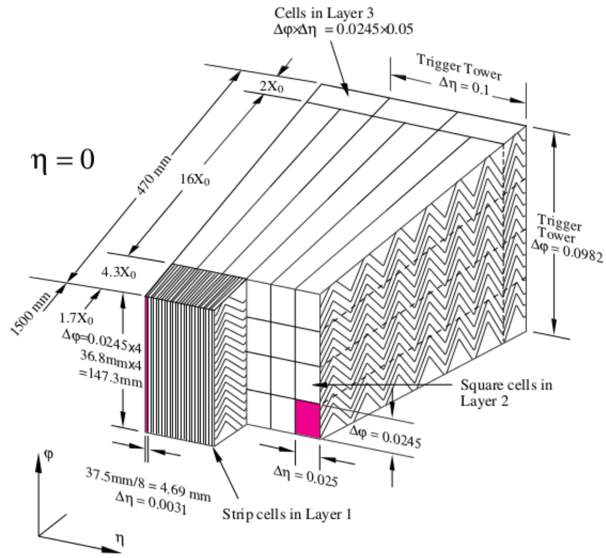


Figura 2.14: Struttura del calorimetro elettromagnetico.

Minimum Bias Trigger Scintillators

In ciascuna regione di endcap del calorimetro elettromagnetico di ATLAS sono montati 2×16 piatti scintillanti connessi a tubi fotomoltiplicatori (PMT). Questo sistema di scintillatori, denominati *Minimum Bias Trigger Scintillators* (MBTS), è posizionato a $|z| = 3.56\ m$. È segmentato in η (due segmenti) ed in ϕ (otto segmenti); copre la regione di pseudorapidità $2.09 < |\eta| < 3.84$. Il sistema di MBTS è stato utilizzato nei primi mesi di presa dati a bassa luminosità, per il trigger di eventi di minimum bias, ovvero interazioni a bassa molteplicita con produzione di particelle a basso impulso trasverso. La segnatura ricercata è la coincidenza dei segnali dovute a particelle cariche in una o entrambe le stazioni (i due endcap)[22].

Calorimetro adronico

I calorimetrici adronici di ATLAS coprono complessivamente l'intervallo $|\eta| < 4.9$ usando tecniche diverse ottimizzate per i diversi valori della pseudorapidità. Lo spessore, come già detto, è una caratteristica importante nella costruzione del calorimetro adronico che deve essere in grado di ridurre al minimo le particelle che arrivano allo spettrometro per muoni, e deve fornire una buona risoluzione per getti adronici di alta energia e una buona misura dell'energia trasversa mancante $\not{E}_T$.

Calorimetro Tile: è un calorimetro a campionamento che usa ferro come assorbitore e scintillatori come mezzo attivo. È collocato nella regione con $|\eta| < 1.7$ e lo spessore totale all'uscita da questa regione è per $\eta = 0$ pari a 9.7 lunghezze di interazione (λ), con una granularità di ($\Delta\eta \times \Delta\phi \simeq 0.1 \times 0.1$).

Calorimetri adronici end-cap (HEC): in questo calorimetro viene usato il rame come assorbitore e LAr come materiale attivo. L'intervallo di pseudorapidità coperto è $1.5 < |\eta| < 3.2$ sovrapponendosi al calorimetro Tile e al terzo calorimetro adronico forward. La granularità è ($\Delta\eta \times \Delta\phi \simeq 0.1 \times 0.1$).

Calorimetro forward (FCAL): ha struttura particolarmente complessa a causa dell'alto livello di radiazioni della zona in cui si trova immerso, trovandosi a circa 4.7 m di distanza dal punto di interazione. Copre un intervallo in pseudorapidità di $3.1 < |\eta| < 4.9$ e permette la riduzione del fondo in ingresso allo spettrometro per muoni. Consiste in tre moduli per lato: FCAL1, FCAL2, FCAL3 tutti aventi come materiale attivo LAr. Il primo modulo è ottimizzato per misure elettromagnetiche, con rame come assorbitore; gli altri due misurano principalmente l'energia delle interazioni adroniche usando come assorbitore il tungsteno.

Performance dei calorimetri

Per il calorimetro elettromagnetico la risoluzione in energia è data dalla somma in quadratura (denotata con $\oplus$) di termini indipendenti:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c, \tag{2.11}$$

dove a è il termine di campionamento (che include anche fluttuazioni statistiche), b è il termine che tiene conto del rumore dovuto all'elettronica e alla sovrapposizione (pile-up) di segnale e c è una costante che tiene conto di effetti meccanici, di calibrazione e di sorgenti di non uniformità che comportano errori sistematici. I valori di tali parametri determinano la risoluzione in energia per il calorimetro EM in ATLAS dove si ha:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\% \tag{2.12}$$

nell'intervallo energetico da 2 GeV a 5 TeV. La risoluzione angolare prevista è pari a circa 40 $mrad/\sqrt{E(GeV)}$ una buona misura della direzione degli sciami in η. Per i calorimetri adronici si ha

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\frac{c_{int}^2 + c_{camp}^2}{E}} \oplus a \tag{2.13}$$

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

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E(GeV)}} \oplus 3\% \qquad \text{per } |\eta| < 3.0 \tag{2.14}$$
$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{100\%}{\sqrt{E(GeV)}} \oplus 10\% \qquad \text{per } 3.0 < |\eta| < 4.9.$$

2.3.4 Spettrometro a muoni

Lo spettrometro a muoni [23] costituisce la parte esterna dell'apparato di ATLAS ed è stato progettato per rivelare le particelle cariche fuoriuscienti dal cilindro centrale e dagli end-cap laterali e per misurare con precisione il loro impulso nell'intervallo di pseudorapidità di $|\eta| < 2.7$, permettendo l'identificazione di muoni dai 3 GeV (ad energie minori la particella viene asorbita nel calorimetro) fino ad 1 TeV. È dotato inoltre di un sistema di trigger indipendente che copre la regione $|\eta| < 2.4$. Si basa sulla deflessione magnetica delle traiettorie dei muoni nell'attraversare il campo magnetico toroidale generato da tre grandi magneti (uno nel barrel e due nelle regioni di end-cap). È strutturato in tre parti:

- i magneti toroidali superconduttivi immersi in aria, in grado di fornire un alta curvatura sull'intero intervallo di pseudorapidità;
- le camere di tracciamento a precisione, costituite dai Monitored Drift Tubes (MDT) nel barrel e dai Cathode Strip Chambers (CSC) nell'end-cap;

- il sistema di trigger che fornisce informazioni sulle tracce che attraversano il rivelatore utilizzando un'elettronica veloce, e composto da Resistive Plate Chamber (RPC) e Thin Gap Chambers (TGC).

In tabella 2.1 sono riportati i principali parametri delle componenti dello spettrometro. Diverse considerazioni sono state tenute in conto per ottimizzare

Rivelatore	η	**Numero di camere**	**Numero di canali**	**Utilizzo**
MDT	$\lvert\eta\rvert < 2.7$ (strato interno $\lvert\eta\rvert < 2.0$)	1088 (1150)	339000 (354000)	Tracciamento ad alta precisione
CSC	$2.0 < \lvert\eta\rvert < 2.7$	32	31000 (354000)	Tracciamento ad alta precisione
RPC	$\lvert\eta\rvert < 1.05$	544 (606)	359000 (373000)	Trigger, seconda coordinata
TGC	$1.05 < \lvert\eta\rvert < 2.7$ (2.4 per il trigger)	3588	318000	Trigger, seconda coordinata

Tabella 2.1: Parametri pricipali delle componenti dello spettrometro per muoni.

al meglio lo spettrometro. In particolare:

- le risoluzioni nel barrel e negli end-cap sono diverse. Per un dato p_T, l'impulso aumenta con $|\eta|$, mentre la curvatura non aumenta con la stessa velocità. Ciò comporta la necessità di rendere dipendente da $|\eta|$ la granularità nella regione degli end-cap.

- I livelli di radiazione nella regione degli end-cap sono circa dieci volte maggiori che nel barrel, pertanto l'elettronica di lettura deve essere maggiormente tollerante alle radiazioni.

- Alcune inomogeneità del campo magnetico nella regione di transizione richiedono un'alta selettività del trigger per evitare di registrare falsi eventi.

- Si richiede una veloce risposta temporale per poter garantire la corretta identificazione della collisione dei pacchetti di particelle che ha generato l'evento selezionato dal sistema di trigger (identificazione del bunch-crossing).

- La risoluzione dell'impulso trasverso deve essere dell'1% per evidenziare la presenza di risonanze "strette".
- La misura della seconda coordinata spaziale (ϕ) richiede una risoluzione spaziale di $5 - 10$ mm per la ricostruzione delle tracce off-line.

Uno schema dello spettrometro è illustrato nelle figure 2.15 e 2.16.

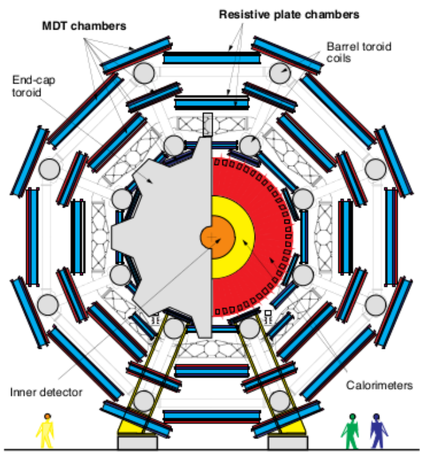


Figura 2.15: Sezione trasversa alla direzione del fascio dello spettrometro per muoni.

Magneti

I campi magnetici toroidali sono generati da bobine superconduttive immerse in aria. Il campo è principalmente ortogonale alla traiettoria dei muoni, con perdite in risoluzione dovute a scattering multiplo ridotte al minimo. Ognuno dei tre toroidi è formato da otto bobine concentriche e simmetriche intorno l'asse dei fasci. Dato il numero finito di bobine la configurazione del campo non è perfettamente toroidale, ma si ovvia combinando i contributi dei campi negli end-cap e nei barrel.

Camere di precisione

Per quanto riguarda le misure di precisione si utilizzano le MDT e le CSC. Le camere MDT permettono una misura precisa dell'impulso dei muoni nel

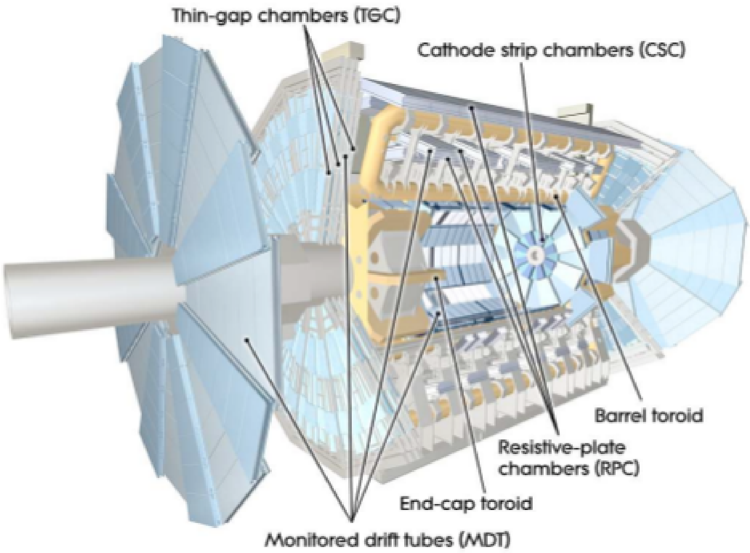


Figura 2.16: Layout dello spettrometro di muoni e disposizione delle diverse tecnologie di camere all'interno dello spettrometro.

piano di curvatura, nell'intervallo $|\eta| < 2.0$. L'elemento principale delle camere sono tubi di drift (figura 2.17) pressurizzati di diametro ~ 30 mm, operanti in una miscela gassosa di Ar/CO_2 (93/7) a 3 bar. All'interno dei tubi è contenuto un filo anodico centrale di spessore di 50 μm ad un potenziale di 3080 V che raccoglie gli elettroni della ionizzazione dei muoni. I tubi sono disposti secondo una geometria cilindrica; il campo elettrico radiale rende la determinazione della traccia dipendente solo da raggi delle circonferenze tangenti la traiettoria stessa nei diversi tubi. La risoluzione spaziale per tubo è di 80 μm.
Le camere MDT sono costituite da due multistrati di tubi di drift, montati su entrambi i lati di una struttura rigida di supporto (*spacer frame*). Ogni multistrato è formato da tre strati di tubi per le stazioni mediana ed esterna, e da quattro strati per la stazione interna, ricoprendo un'area di 5500 m^2, per un totale di circa 37000 canali di lettura (figura 2.18).
Le camere CSC sono camere proporzionali multifilo con una cella simmetrica in cui la distanza anodo-catodo eguaglia la spaziatura tra gli anodi. La posizione della traccia è ottenuta misurando la carica indotta sul catodo dalla valanga prodotta vicino l'anodo. Il tempo di drift massimo è minore di 25 ns, mentre la risoluzione sulle misure di posizione lungo i fili anodici è dell'ordine

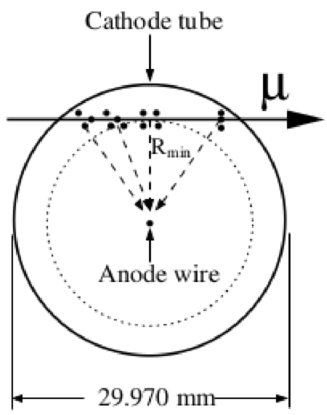


Figura 2.17: Sezione di un tubo MDT.

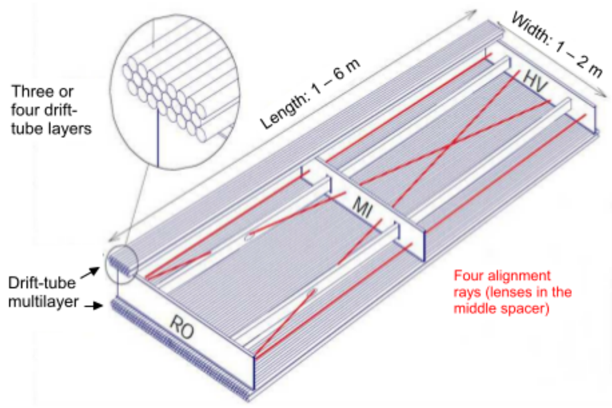


Figura 2.18: Struttura meccanica della camera MDT.

di 50 μm. In figura 2.19 è schematizzata la struttura del CSC.

Le camere di trigger

Le camere di trigger per i muoni sono gli RPC e le TGC.
Le camere RPC sono rivelatori a gas costituiti da una coppia di piani paralleli di bachelite, separati da un gap di ~ 2 mm mediante spaziatori isolanti in policarbonato equamente distribuiti, riempiti con una mistura non infiammabile di tetrafluoroetano ($C_2H_2F_4$), isobutano ($(CH_3)_3CH$) e esafluoro di zolfo (SF_6), nelle percentuali 96.7%, 3.0% e 0.3% rispettivamente. Un campo elettrico di 4.9 kV/mm è applicato agli elettrodi localizzati sul lato esterno dei piani.
Il segnale prodotto viene indotto capacitivamente su due piani di strisce di rame (strip) ortogonali tra loro che forniscono le misure delle coordinate denominate η e ϕ. Una strip si comporta come una linea di trasmissione e permette al segnale di propagarsi in due direzioni opposte con perdite minime in ampiezza ed informazione temporale. La carica indotta sulle strip si divide in due parti uguali: metà del totale raggiunge l'elettronica di front-end; l'altra metà termina su una resistenza posta a massa ad un'estremità della striscia di lettura. Il pitch delle strisce in η varia nell'intervallo $26.5 \div 35.3$ mm, quello delle strisce ϕ nell'intervallo $26.6 \div 30.5$ mm. In ATLAS la struttura degli RPC è più complessa: ogni singola unità RPC è composta da due o quattro sottounità indipendenti disposte su due layer.
Una camera di trigger consiste in una o due unità RPC assemblate insieme

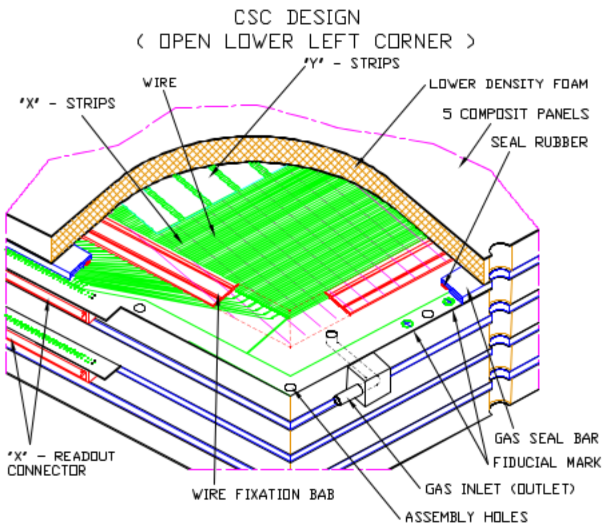


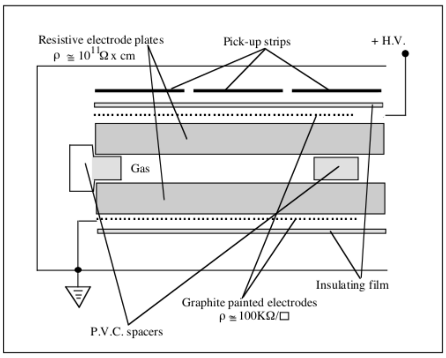
Figura 2.19: Struttura del CSC.

(2.20). In quest'ultimo caso le due unità si sovrappongono per evitare regioni "morte". Il numero totale di unità di RPC dello spettrometro a muoni è di 1088, per un totale di superficie ricoperta di 3500 m^2. La risoluzione spaziale tipica è dell'ordine di $\sim$ 1 cm, quella temporale di $\sim$ 1 ns. Gli RPC operano in un regime di basso guadagno, che permette di tollerare flussi di radiazione fino a $\sim 1\ kHz/cm^2$.
Negli end-cap le camere di trigger sono le TGC ovvero camere proporzionali multifilo, che utilizzano fili di diametro di $\sim 50\ \mu m$, con un pitch di 2 mm, racchiusi tra due catodi di grafite posti a distanza di 1.4 mm dal piano anodico. Le camere contengono una mistura di CO_2 e $n - C_5H_{12}$ (55% e 45%). Le TGC hanno una buona risoluzione temporale.

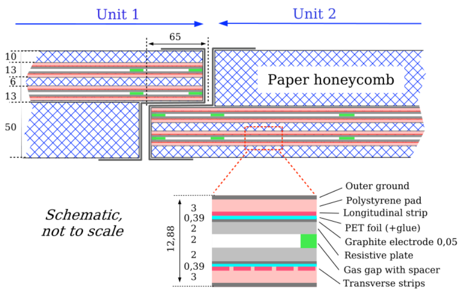
2.3.5 Rivelatori esterni

Oltre al sistema principale dei rivelatori di ATLAS, tre piccoli rivelatori sono stati costruiti per fornire una migliore copertura nella parte esterna. Di seguito si riportano i tre rivelatori, in ordine di distanza dal punto di interazione:

- LUCID (**LU**minosity measurement using **C**erenkov **I**ntegrating **D**etector) è un rivelatore Cherenkov posizionato a ±17 m di distanza dal punto



(a) *Schema di funzionamento di una RPC a singola gap.*



(b) *Sovrapposizione delle camere lungo z.*

Figura 2.20: La camera RPC nello spettrometro a muoni

di interazione, e si occupa di monitorare la luminosità e le condizioni del fascio, misurando gli scattering inelastici *pp*;

- ZDC (**Z**ero-**D**egree **C**alorimeter) il cui scopo principale è rivelare i neutroni nelle collisioni tra ioni pesanti;
- ALFA (**A**bsolute **L**uminosity **F**or **A**TLAS) formato da tracciatori di fibre scintillanti collocati a circa ±240 m dal punto di interazione, utilizzato per misurare la luminosità assoluta.

2.4 Il sistema di trigger in ATLAS

Una sfida imponente per gli esperimenti a LHC è la selezione online di eventi di interesse, che richiede un sistema di trigger altamente efficace per ridurre l'alto rate di eventi che si genera dalle interazioni dei bunch, la cui frequenza di incrocio è di circa 40 MHz. La tecnologia attuale consente velocità di scrittura di dati su un supporto di memoria a circa 200 Hz: è chiaro quindi, come il sistema di trigger deve essere ottimizzato al meglio, riducendo la frequenza degli eventi di un fattore $10^6 - 10^7$, preservando allo stesso tempo gli eventi interessanti (figura 2.21).

Il sistema di trigger di ATLAS [24] è composto da tre livelli di selezione degli eventi: Livello 1 (L1), Livello 2 (L2) ed Event Filter (EF). In ogni livello successivo vengono applicati ulteriori criteri di seleiione. I tre distinti livelli sono illustrati in figura (2.22). Il flusso di dati che passano dai rivelatori alle memorie permanenti viene limitato, richiedendo che ciascun evento sia accettato da almeno uno dei vari trigger attivi presenti nel *menu di trigger*

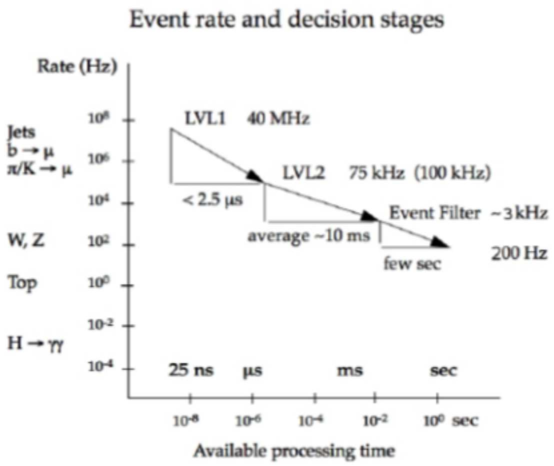


Figura 2.21: Rate di eventi al procedere dei livelli di trigger.

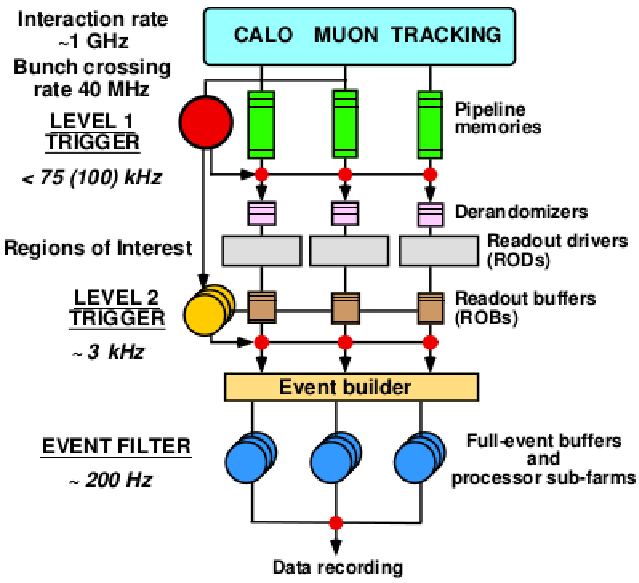


Figura 2.22: Schema del trigger di ATLAS.

associato a quel particolare periodo di presa dati per ciascun livello di trigger. Gli eventi così selezionati sono poi suddivisi in base al tipo di trigger che li ha accettati.
A banda passante non satura (bassa luminosità) il trigger può venir posto in modalità *pass through*: l'informazione di trigger evento per evento viene salvata in memoria, ma gli eventi non vengono rigettati. Tipicamente, sarà registrato su disco un evento ogni p eventi selezionati dal trigger, mentre gli altri verranno rigettati: in questo caso il trigger si dice in modalità *prescale*, e p prende il nome di fattore di *prescale*.

2.4.1 Il trigger L1

Il primo livello di trigger di ATLAS è stato progettato per ridurre il rate iniziale di eventi da 1 GHz a 75 kHz in uscita, selezionando gli eventi in meno di 2.5 μs. Esso compie una prima selezione basata su informazioni raccolte da un sottoinsieme dei rivelatori, e cioè solo dallo spettrometro e dal calorimetro. Il trigger L1 ricerca muoni con alto impulso trasverso, elettroni, fotoni, jet, leptoni τ che decadono in adroni, grandi quantità di energia trasversa ed energia mancante. I muoni con alto impulso trasverso sono identificati usando camere di trigger nelle regioni barrel e end-cap dello spettrometro. Le selezioni calorimetriche sono basate su informazioni sulla granularità. I risultati dei trigger dei muoni e dei calorimetri sono processate da un processore centrale (CTP).
Per ogni evento, il trigger L1 definisce una o più Regioni di Interesse (RoI) corrispondenti alle coordinate η e ϕ di quelle regioni all'interno del detector dove sono stati identificati eventi di interesse. I dati delle RoI includono informazioni sull'evento e i criteri superati da questo (ad esempio, una soglia). Queste informazioni sono poi successivamente usate dai trigger di livello superiore.
Una funzione essenziale del trigger L1 è l'identificaione del bunch crossing di interesse senza ambiguità, un compito difficile dal momento che l'intervallo tra un bunch crossing ed il successivo è di soli 25 ns.
Il trigger di livello L1 del calorimetro (L1Calo) è un sistema digitale progettato per lavorare con circa 7000 torri di trigger (TT) (0.1×0.1 in $\Delta\eta \times \Delta\phi$, ma a $|\eta|$ maggiori la granularità aumenta) collocate nei due calorimetri. Invia i risultati di ogni bunch crossing al processore centrale circa 1.5 μs dopo che si verifica un evento . La sua architettura è relativamente compatta, con un numero ridotto di cavi e di crate, in questo modo il ritardo tra la formazione dell'evento e la sua selezione risulta ridotto.

L'algoritmo di trigger (figura 2.23) è basato su una finestra di 4×4 torri ed usa sei elementi:

- Quattro cluster elettromagnetici: ognuno è sommato con due TT, in questo modo si misura l'energia trasversa degli sciami elettromagnetici;
- un *core* adronico: le quattro torri adroniche dietro i cluster elettromagnetici, la somma di questi cluster è usata per l'isolamento nel calorimetro adronico
- quattro cluster adronici: usati per misurare l'energia trasversa degli sciami adronici. Questi cluster sono formati a partire dal *core* adronico e dai 4 cluster elettromagnetici.
- Un anello di isolamento elettromagnetico composto da 12 TT che circondano i cluster.
- Un anello di isolamento adronico composto da 12 TT che segue quello elettromagnetico.
- Una RoI formata da un cluster 2×2 di TT usata per identificare le RoI candidate. Il trigger di un evento è soddisfatto se il *core* della finestra contiene una coppia di TT con un'energia combinata che passa la soglia di trigger richiesta.

Il trigger L1 dei muoni è basato su rivelatori finemente segmentati (gli RPC nel barrel e i TGC negli end-cap) aventi una sufficiente risoluzione temporale da evitare identificazioni ambigue nei bunch crossing che contengono i candidati muoni.
Sia nel barrel che negli end-cap il trigger si basa su tre stazioni. Il principio base dell'algoritmo richiede una coincidenza di hit nelle stazioni. Le hit vengono ricercate progressivamente nelle stazioni entro una finestra di larghezza finita lungo la linea che congiunge l'hit iniziale al punto di interazione (*coincidence window*). La larghezza della finestra dipende dalla soglia in p_T applicata: si distingue solitamente tra soglia in p_T bassa (6-9 GeV) e alta (9-35 GeV).

2.4.2 Il trigger L2 e EF

La selezione del trigger L2 si basa sulle informazioni delle RoI provenienti dal trigger L1. La selezione di L2 ha accesso all'informazione di un numero maggiore di rivelatori al massimo della granularità, raccolte in regioni di estensione limitata attorno alle RoI. Il trigger L2 fa uso di algoritmi di software semplici e rapidi, che compiono una prima ricostruzione della particelle vere

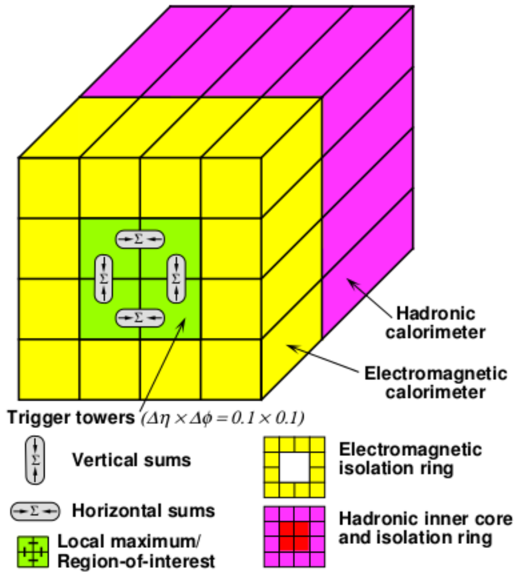


Figura 2.23: Schema dell'algoritmo del trigger del calorimetro.

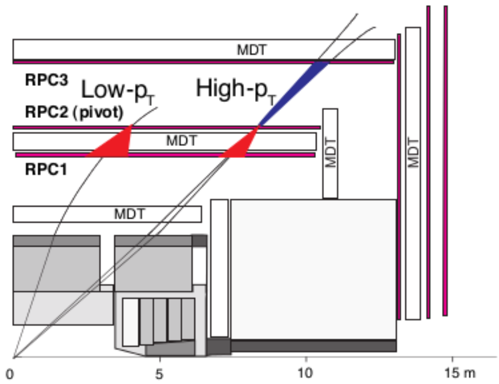


Figura 2.24: Schema longitudinale della regione di barrel dello spettrometro per muoni: sono rappresentati i tre strati di RPC nel barrel e i tre strati di TGC negli end-cap, assieme alle *coincidence window* di basso (rosso) ed alto (blu) impulso trasverso.

e proprie prodotte nell'evento e una misura più precisa dei loro parametri, consentendo criteri di selezione più complessi rispetto ad esempio alle semplici soglie in p_T del primo livello.
Il processore di L2, che costituisce la componente principale del trigger, esegue la selezione degli eventi. Il sistema è strutturato in maniera tale da ridurre di un fattore circa 30 gli eventi selezionati, usando i dati delle RoI, circa l'1-2% dei dati totali. Il tempo di processamento medio di un algoritmo di trigger di livello L2 è circa 40 ms, ed il rate di eventi processati è ridotto a 3 kHz.
Lo stadio finale della selezione online è l'event filter (EF) che usa tipicamente gli stessi algoritmi di ricostruzione usati nell'analisi offline, analizzando tutte le informazioni del rivelatore. Con un tempo di processamento medio per evento di 4 s si è in grado di aumentare la reiezione degli eventi, fino a raggiungere il rate finale di circa 200 Hz. Gli eventi selezionati dal trigger EF sono infine immagazzinati nei computer del CERN per successive analisi offline.

2.5 Il modello di computing in ATLAS

I dati ottenuti dal rivelatore vanno confrontati agli eventi simulati, ad entrambi bisogna applicare la stessa procedura di ricostruzione e la stessa selezione di trigger. Gli stessi algoritmi di identificazione e ricostruzione devono essere usati per simulazioni e dati.
Come visto nel capitolo precedente, all'uscita dal trigger di ATLAS, il rate di eventi selezionati ed inviati alla ricostruzione è di circa 200 Hz. L'enorme quantità di dati prodotti dai quattro esperimenti a LHC ($\mathcal{O}(PB)$) hanno reso necessario lo sviluppo di sistemi di *software* e *computing* in grado di manipolare in maniera sicura ed efficiente i diversi formati di dati delle diverse analisi di fisica.
Il *sotware offline* di ATLAS [25] si occupa dei dati relativi agli eventi nel percorso che va dall'*output* del processo di acquisizione dati, i cosiddetti "*raw data*", alla analisi. Durante tale percorso i dati vengono immagazzinati in diversi formati.
I dati Raw provenienti dal trigger EF vengono digitizzati e ricostruiti, ciascun file prodotto contiene le informazione relative ad un singolo run, cioè relative ad un periodo di tempo prolungato durante il quale le impostazioni di selezione del trigger non vengono cambiate.
Successivamente al processo di ricostruzione vi sono gli *Event Summary*

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

Tabella 2.2: Dimensioni dei vari formati degli eventi in ATLAS con i relativi parametri operazionali.

Data (ESD), oggetti C++ immagazzinati con estensione POOL, [5] ROOT[6] che contengono sufficienti informazioni per consentire l'identificazione delle particella, la ricostruzione delle tracce, la calibrazione dei jet etc [26].
Gli ESD vengono poi filtrati in file di dimensioni ridotte (sempre oggetti C++ immagazzinati in formato POOL ROOT), gli AOD (*Analysis Object Data*), che contengono le informazioni fisiche di interesse per l'analisi.
Gli AOD vengono ulteriormente convertiti nel formato DPD (*Derived Physic Data*), dove i dati sono arrangiati in rappresentazioni che permettono di registrare i valori delle variabili di interesse relativi ad un insieme di eventi. In questo formato i dati sono facilmente gestibili da *tool* di analisi quali PAW, ROOT, JAS. Le caratteristiche generali di un evento sono racchiuse in un file di dimensioni ridotte, circa 1 kB, l'*Event TAG*.
In figura 2.25 è schematizzato il flusso di dati ed in tabella 2.2 le dimensioni dei diversi formati. Come ci si aspetta i tempi di processamento e le dimensioni vanno progressivamente diminuendo durante i vari processi ma ciò non è sufficiente per immagazzinare l'enorme quantità di dati che si producono. Per tale motivo ATLAS adotta un modello computazionale distribuito su scala geografica in tutti i paesi membri della Collaborazione e che si basa sulla

[5] POOL sta per*Pool Of persistent Object for LHC* ,e costituisce un ambiente di lavoro (*framework)* di immagazzinamento dati accessibile ai membri della Collaborazione ATLAS attraverso la *Grid*

[6] Questo pacchetto è un insieme di librerie fornite dal CERN che fornisce strumenti adeguati per l'analisi dei dati in fisica delle alte energie

Grid[7] che viene utilizzata anche nella produzione di campioni simulati MC. In particolare l'uso di generatori MC permette la simulazione delle particelle prodotte nelle collisioni dei fasci di protoni, la simulazione delle particelle con l'apparato di rivelazione e della risposta digitizzata di quest'ultimo. I dati simulati sono detti SIM (*Simulated Event Data*) e possono essere immagazzinati sia in formato POOL ROOT che in formato *byte-stream*, a seconda che si voglia effettuare un'analisi dati o testare le performance del trigger. Le dimensione dei SIM sono maggiori dei dati RAW, perchè questi file contengono, oltre alla simulazione dell'interazione nel rivelatore, tutte le informazioni sulle particelle generate dal MC, chiamato livello *truth*.

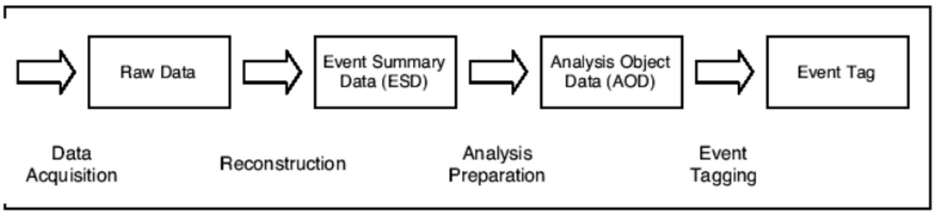


Figura 2.25: Flusso dei dati in ATLAS.

2.5.1 Il *software* di ATLAS: il *framework* di Athena

Gli obiettivi principali del software offline di ATLAS sono quelli di processare gli eventi prodotti dall'ATLAS trigger e dal sistema di acquisizione dati, e di fornire strumenti adeguati ad analizzare le informazioni processate per produrre risultati fisici. La complessità dell'intero sistema di ATLAS implica l'esigenza di avere un modello di calcolo facile da usare, versatile ed aperto a modifiche ha portato la collaborazione ATLAS ad utilizzare una metodologia *object-oriented* basata principalmente sul linguaggio di programmazione C++, ma con alcune componenti implementate usando FORTRAN e Java. Il framework Athena è stato progettato per un ampio uso di applicazioni di analisi dati di componenti, ovvero di blocchi di software, che interagiscono e hanno diversi compiti; l'intelligenza operativa che li coordina e ne gestisce le attività è detta *Application Manager*. Una delle maggiori potenzialità di tale architettura è data dal fatto che l'utente può stabilire i componenti che vuole utilizzare e come vuole che interagiscano, nonchè implementarli rispetto alle proprie esigenze. Le principali caratteristiche di Athena sono:

[7]la *Grid* consiste in una infrastruttura di risorse computazionali che usa internet per lo scambio di informazioni.

- Interfacce astratte. In questo modo è possibile combinare l'uso di interfacce comuni alla possibilità di ottimizzare vari tipi di ambienti.
- Un uso estensivo di librerie dinamiche.
- Una chiara e netta separazione tra i dati e gli algoritmi. Ad esempio l'interfaccia che fornisce l'accesso ai dati di una traccia è separata in classi differenti dal codice algoritmico che si occupa di trovare e costruire le tracce. Questa separazione fornisce flessibilità permettendo di cambiare la strategia di analisi in corso senza dover ricompilare o riconfigurare gli algoritmi relativi all'identificazione dei dati.
- Tempi di vita differenti per i diversi tipi di dati; ad esempio, i dati relativi alla calibrazione dell'apparato devono avere una vita media più lunga di quella relativa ad un singolo evento.
- Una netta separazione tra dati permanenti e transitori, quindi uso di algoritmi diversi per il trattamento e l'immagazzinamento dei dati.

In figura 2.26 sono mostrate le componenti principali collocate nell'architettura di Athena. Le componenti principali sono:

- *Application Manager*. È un'intelligenza oggettiva che coordina e gestisce le attività di tutti i componenti.
- *Algoritmi e Sequencer*. Gli algoritmi condividono un'interfaccia comune. Ogni algoritmo, chiamato una sola volta effettua una serie di operazioni ben definita su dei dati di input, producendo dei dati in output. Un Sequencer è una sequenza di algoritmi che può essere eseguita più volte per ogni evento.
- *Tools*. Sono simili agli algoritmi nel fatto che leggono e generano dati di output, ma non condividono alcuna interfaccia comune.
- *Servizi*. Forniscono i servizi necessari per gli algoritmi. Esempi possono essere generatori di numeri casuali, messaggi di status del sistema.
- *Immagazzinamento di dati transitori*. I dati a cui accedono gli Algoritmi sono organizzati in vari *store* a seconda delle loro caratteristiche.
- *Selezionatori*. Questi componenti eseguono una selezione.
- *Convertitori*. Permettono di convertire i dati da una rappresentazione ad un'altra. Ad esempio la trasformazione di un oggetto dalla sua forma transitoria a quella permanente. Ad esempio, alcuni Convertitori

servono per la conversione dei dati dal formato utilizzato dal trigger a quello utilizzato nel contesto della simulazione.

- *Proprietà.* Tutte le componenti dell'architettura possono avere proprietà che modificano l'operazione del componente. Tipicamente sono tipi base (interi,float,ecc.).

- *Utilities.* Sono classi C++ che forniscono un supporto generale per le altre componenti.

Ogni *job* segue un determinato iter : Athena parte creando un'istanza all'Application Manager, che, a sua volta, inizializza un insieme di servizi essenziali tra cui l'*Event Loop Manager*, a cui passa il controllo. Compiti di quest'ultimo sono quelli di:

1. inizializzare tutti gli algoritmi principali, detti *top algorithm*, definiti tramite il *Job Option Service*;

2. eseguirli in un *loop* di eventi;

3. chiudere le applicazioni.

Uno dei punti di forza di avere un'architettura comune è l'accumulo di servizi utili agli sviluppatori dei codici algoritmici. Athena mette a disposizione una serie di servizi iniziali di sistema relativi a configurazioni del sistema, monitoraggio delle performance, gestione delle risorse e degli errori. Oltre a questi strumenti generici, Athena fornisce diversi strumenti specifici, per gestire gli eventi ed i dati del rivelatore, generare numeri casuali, creare ennuple e istogrammi e gestire le informazioni sulle proprietà delle particella accedendo alle informazioni del PDG.
Athena utilizza come linguaggio di *scripting* il *Python* che è un linguaggio molto dinamico con un interprete interattivo.
La maggiore potenzialità del framework ATHENA è data dal fatto che all'interno di esso si trovano tutte le infrastrutture necessarie al trattamento dei dati relativi agli eventi nel processo che parte dal read-out del rivelatore, nel caso di simulazione, dall'output del generatore, fino alla visualizzazione dei dati per l'analisi a seguito della ricostruzione. L'insieme del codice pubblico che costituisce il software di ATHENA viene immagazzinato nella *SubVersioN repository* (SVN) a cui l'utente può accedere online.

2.5.2 L'ATLAS *Virtual Organisation* e la *Grid*

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

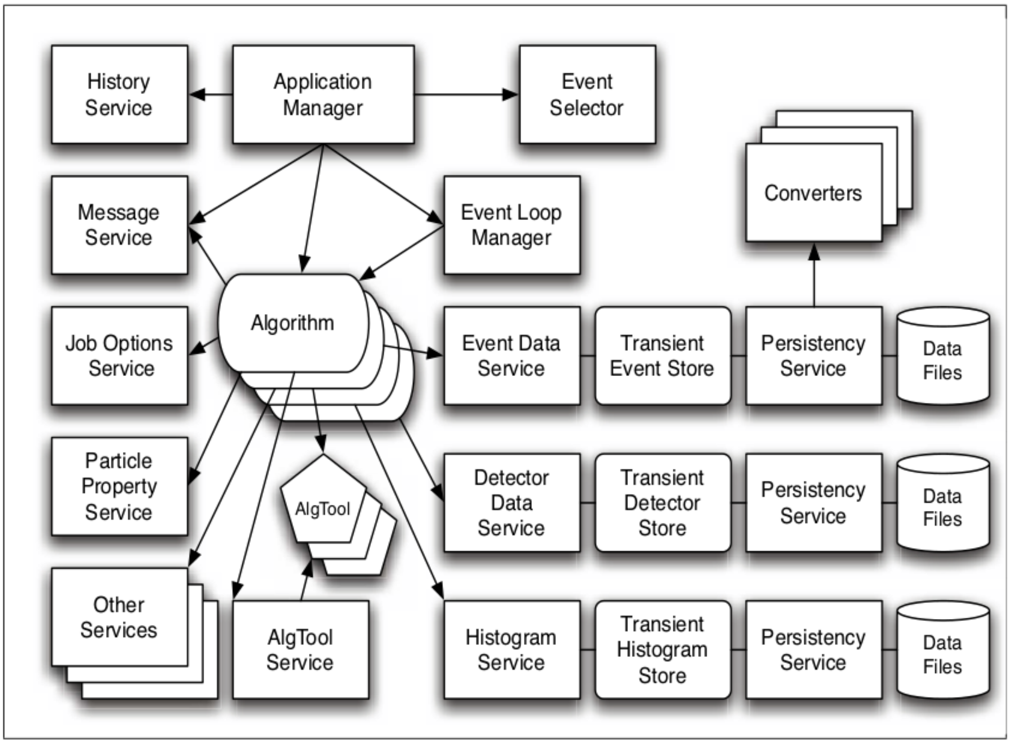


Figura 2.26: Componenti di Athena.

il periodo di acquisizione.
L'enorme mole di dati da analizzare prodotta a LHC rappresenta una sfida imponente. Già nella fase progettuale di LHC fu da subito chiaro che la potenza di calcolo necessaria per trattare tutti i dati registrati era ben lontana dalle capacità disponibili al CERN.
A tale scopo è utilizzata la "*LHC-Grid*", una infrastruttura di risorse computazionali su scala geografica che usa internet per lo scambio di informazioni. Dal 2002 il CERN ha deciso che LCG (*LHC Computing Grid*) [27] fornirà le infrastrutture e la tecnologia *Grid* per il computing di LHC. LCG mette a disposizione memorie fino a multipetabyte, computer connessi ad alta velocità da oltre 170 siti in 34 paesi (figura 2.27). L'infrastruttura fornisce a più di 8000 fisici nel mondo un accesso in tempo reale ai dati di LHC, e la potenza di calcolo necessaria per processarli.
L'utente che ha bisogno di ingenti potenze di calcolo può, una volta ottenuta

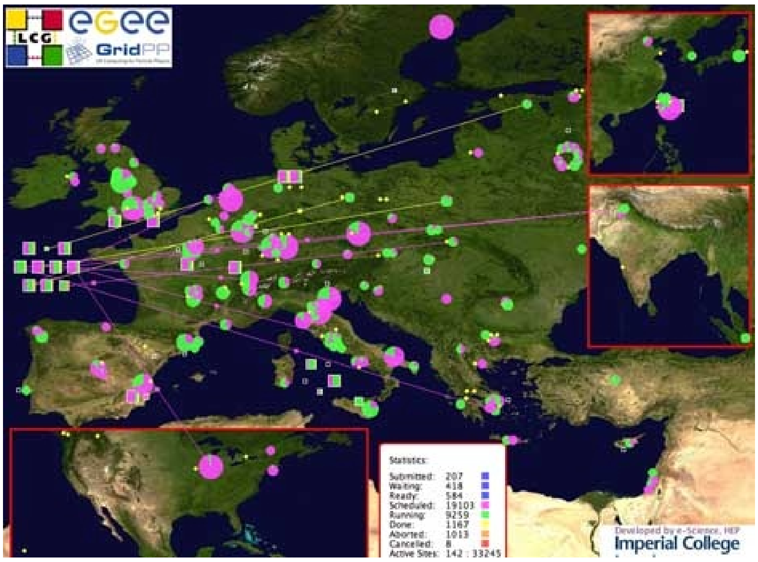


Figura 2.27: Siti Grid nel mondo.

un'opportuna certificazione, accedere ai servizi della Grid tramite la rete; sarà il sistema stesso a cercare i siti che possono fornire la potenza di calcolo richiesta. L'architettura del sistema prevede che gli utenti siano organizzati in *Virtual Organizations* (VO), che forniscono infrastrutture di computing (in cui sono presenti risorse strettamente computazionali e di immagazzinamento dati) e per le quali stabiliscono i termini di accesso.
In particolare, l'*Atlas Virtual Organization* è una struttura gerarchica orga-

nizzata in vari livelli detti *Tier*, che permette una forte decentralizzazione ed una condivisione della risorse computazionali:

- **Tier-0:** questo è il CERN Computer Centre. Tutti i dati di LHC passano attraverso questa stazione centrale, ma fornisce meno del 20% della potenza di calcolo totale. È responsabile della corretta archiviazione dei dati RAW, della prima ricostruzione e del passaggio di questi alla strutture successive, i *Tier-1*.

- **Tier-1:** esistono undici strutture distribuite nei paesi della collaborazione (in Italia è al CNAF). Hanno il compito di immagazzinare e garantire il giusto accesso ai dati RAW e a quelli derivati: ESD, AOD, TAG.

- **Tier-2:** sono tipicamente collocati in università e istituti scientifici, che possono permettere un sufficiente immagazzinamento di dati e fornire la potenza di calcolo adeguata per l'analisi.

- **CERN Analysis Facility:** ha come scopo principale l'analisi dei dati.

- **Tier-3:** forniscono un supporto all'analisi dati da parte di computer locali.

Le potenzialità della Grid sono correlate alla sua notevole complessità (figura 2.28). Interagire da utente con l'infrastruttura (sottomettere un programma o accedere a risorse immagazzinate) può risultare un compito assolutamente non banale e a tale scopo sono state sviluppate delle applicazioni con il ruolo di interfaccia tra la complessa struttura della "griglia" e l'utilizzatore finale. Nell'ATLAS Virtual Organization esiste un'applicazione, *pAthena*, in grado di permettere agli utenti di sottomettere *jobs* (i programmi, appunto) in uno qualsiasi dei siti della Grid, di ottenere dati dai sistemi di archiviazione e di monitorare tutte queste operazioni.

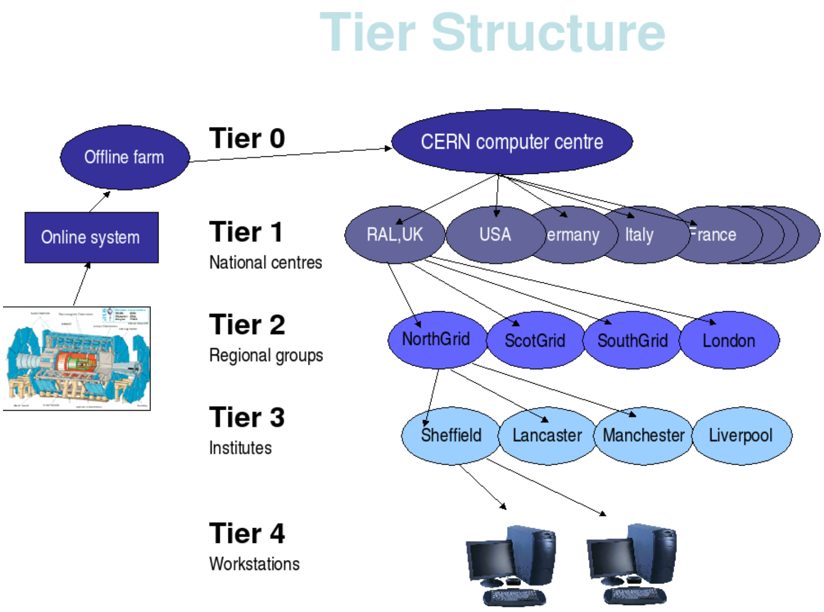


Figura 2.28: La struttura gerarchica dei Tier.

Capitolo 3

La Ricostruzione degli eventi in ATLAS

Gli eventi di fisica da collisione pp selezionati dagli algoritmi di trigger vengono acquisiti per la successiva analisi. La completa ricostruzione degli eventi richiede sofisticati algoritmi di ricostruzione che sono stati sviluppati per fornire un'alta efficienza e accuratezza di ricostruzione ed identificazione di ogni oggetto fisico.

3.1 Ricostruzione delle tracce

La ricostruzione delle tracce delle particelle cariche è divisa in tre fasi [28]

1. I dati raw provenienti dai rivelatori a pixel e dagli SCT, vengono convertiti in *cluster* cui vengono associate delle coordinate spaziali usando la posizione nota e i moduli.

2. In questa fase si utilizzano diversi algoritmi di ricerca delle tracce, che sfruttando l'alta granularità dei rivelatori di vertice ricostruiscono la regione in cui è avvenuta l'interazione. Si costruisce, per ogni traccia un seme (*seed*) iniziale, formato da una combinazione di punti spaziali nei tre strati di rivelatori a pixel e nel primo strato degli SCT.
   Dal seed si costruisce una traccia associandovi le hit[1] del rivelatore, mediante l'utilizzo del filtro di Kalman [29]. Per eliminare le ambiguità (ad esempio tracce che hanno hit in comune o erroneamente ricostruite) si effettua un fit χ^2 sulla traccia selezionando quella con il miglior χ^2.
   La costruzione della traccia viene completata con le informazioni dei

[1] Una hit indica la risposta del rivelatore al passaggio di una particella.

TRT, e viene poi rieffettuato un fit con le informazioni provenienti dai tre rivelatori.
L'efficienza di ricostruzione è migliorata applicando successivamente una procedura di "tracciamento all'indietro": partendo questa volta dal rivelatori di vertice più esterno, i TRT, fino ad arrivare ai rivelatori a pixel. Con questa strategia si ha un miglioramento dell'efficienza di tracciamento per le tracce secondarie che si generano dalla conversione o dal decadimento di particelle con vita lunga.

3. In quest'ultima fase si usa un algoritmo di ricerca del vertice per ricostruire il vertice primario degli eventi. La conoscenza della posizione del vertice primario di interazione è importante per ottenere una misura precisa dei parametri di traccia delle particelle cariche.

3.2 Ricostruzione dei muoni

I muoni sono le uniche particelle cariche che attraversano i calorimetri senza perdere la maggior parte della loro energia. Questa caratteristica viene usata per rivelarli ed identificarli nelle camere per muoni. Sono state implementate diverse tecniche per la ricostruzione ed identificazione dei i muoni nel rivelatore ATLAS. Queste strategie sfruttano la tecnologia dei vari sottorivelatori, i quali forniscono dei metodi complementari per ricostruire la traccia dei muoni:

- **Muoni "Stand-alone" (SA)** vengono ricostruiti dalle tracce misurate solamente nello spettrometro per muoni. La direzione di volo ed il parametro di impatto del muone nel punto di interazione vengono determinati estrapolando la traccia dallo spettrometro fino all'asse dei fasci. Al fine di dare una misura più precisa si tengono in considerazioni gli effetti di perdita di energia e di scattering multiplo nel calorimetro.

- **Muoni "Combined" (CB)** le cui tracce vengono dapprima ricostruite separatamente nello spettrometro e nel rivelatore interno, e poi combinate in un secondo momento. Il matching delle tracce viene effettuato da un algoritmo di combinazione che usa la minimizzazione del χ^2, testando la compatibilità delle tracce utilizzando i parametri delle tracce ricostruite e le loro matrici di covarianza.
La misura combinata migliora la risoluzione in impulso e permette di rigettare i muoni provenienti dalle interazioni secondarie come quelli che si originano dai decadimenti in volo di kaoni e pioni.

- **Muoni "Segment tagged" (ST)** sono muoni con basso p_T che attraversano solo i primi strati dello spettrometro. La traiettoria viene pertanto ricostruita combinando l'informazione parziale ottenuta nello spettrometro con quella del rivelatore interno.

- **Muoni "Calorimeter-tagged" (CaloTag)** le cui tracce dell'ID vengono estrapolate fino ai calorimetri e combinate con i depositi energetici. Vengono usati per recuperare efficienza a nelle zone non coperte da camere dello spettrometro ($\eta \sim$).

I muoni **CB** sono i candidati muoni con la maggiore purezza. ATLAS utilizza due catene di algoritmi per la ricostruzione dei: **Staco** (*chain 1*)e **MuID** (*chain 2*). Questi algoritmi utilizzano differenti strategie di pattern recognition nel definire i muoni **CB**. Nell'algoritmo Staco si richiede che il momento dei muoni venga misurato sia nell'inner detector che nello spettrometro, ed è successivamente calcolato come la media pesata delle due misure. L'algoritmo esegue una combinazione statistica basata su matrici di covarianza dei parametri misurati nell'ID e nel MS. Date due tracce misurate in due posizioni distinte definite dai rispettivi vettori di parametri, p_1 e p_2, e dalle relative matrici di covarianza, C_1 e C_2, il vettore di parametri della traccia combinato, p, è soluzione dell'equazione

$$\left(C_1^{-1} + C_2^{-1}\right) \times p = C_1^{-1} \times p_1 + C_2^{-1} \times p_2 \tag{3.1}$$

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

$$\begin{aligned} C &= \left(C_1^{-1} + C_2^{-1}\right)^{-1} \\ \chi^2_{match} &= (p_1 - p_2)^T \left(C_1 + C_2\right)^{-1} (p_1 - p_2) \end{aligned} \tag{3.2}$$

La matrice di covarianza tiene conto anche degli effetti di scattering multiplo e di perdite di energia. L'algoritmo lavora quindi su due diverse tracce, una proveniente dall'ID e l'altra estrapolata fino all'asse z dal MS. Inizialmente la ricostruzione della traccia viene effettuata solo per le coppie di tracce MS ed ID che mostrano un buon accoppiamento nel piano (η,phi). Poi la combinazione delle due tracce viene effettuata solo se il χ^2 globale è al di sotto di una data soglia. Quando si verificano combinazione multiple, si applica un algoritmo che ordina le tracce in base al χ^2, e quella con il valore minore (ovvero la combinazione migliore) viene costruita e rimossa dal campione iniziale delle tracce da combinare. La stessa procedura viene poi riapplicata finchè non vengono esaurite tutte le possibili combinazioni. In questo modo vengono rimosse le ambiguità nella ricostruzione della traccia. L'ID domina le misure fino a momenti di $p_T \sim 80\ GeV$ nel barrel e $p_T \sim 80\ GeV$ negli end-cap. Per impulsi più alti, $p_T \lesssim 100\ GeV$ le misure di ID e MS hanno pesi simili, mentre per $p_T \gtrsim 100\ GeV$ dominano le misure del MS.

L'algoritmo MuID utilizza le informazioni delle hit dei muoni misurati nell'ID e nel MS con le informazioni provenienti dal calorimetro. L'obiettivo è di identificare le tracce dei muoni nell'ID per qualsiasi impulso. Il primo passo è di riparametrizzare le tracce dello spettrometro nella stessa rappresentazione utilizzata per il rivelatore interno, tenendo in considerazione le perdite di energia nell'attraversare il campo magnetico e gli effetti di scattering multiplo. A questo punto è possibile accoppiare le tracce richiedendo che il χ^2 del fit combinato sia minore di una data soglia. Tutte le tracce candidate che soddisfano questa condizione vengono identificate come muoni.

Risoluzione in impulso trasverso

La risoluzione in impulso trasverso, per $p_T > 20$ GeV, può essere parametrizzata in buona approssimazione da un somma quadratica di due termini [30]:

$$\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = a \oplus b \cdot p_T, \tag{3.3}$$

dove il primo termine, constante in p_T, descrive il contributo dovuto allo scattering multiplo, mentre il secondo termine, proporzionale a p_T, descrive la risoluzione intrinseca dovuta alla risoluzione spaziale delle componenti del rivelatore. Per determinare la risoluzione in impulso vengono utilizzati i decadimenti $\mu^+\mu^+$ della Z,J/psi e Γ. Nel caso del decadimento $Z \to \mu\mu$ si richiedono due muoni CB isolati e di carica opposta con $p_T > 25$ GeV e con una massa invariante ricostruita in un intervallo di ± 15 GeV rispetto alla massa della Z. Questa selezione permette di ottenere un campione molto puro, contente una frazione di fondo di $\sim 0.1\%$. In figura 3.1 si riporta la massa invariante della Z con la selezione descritta. La risoluzione sulla massa varia tra 1.5 e 3 GeV, a seconda delle diverse regioni del rivelatore.

Efficienza di ricostruzione

L'efficienza di ricostruzione di muoni è il prodotto delle efficienze di ricostruzione dei muoni nell'ID, nel MS e del matching tra le misure fatte nei due rivelatori. Per ogni tipologia di muone ricostruito si ha:

$$\epsilon(Type) = \epsilon(Type|ID) \cdot \epsilon(ID) \qquad \text{dove Type=CB, ST} \tag{3.4}$$

Il livello di accordo tra l'efficienza dei muoni misurata utilizzando dati sperimentali ϵ^{Dati} e quella predetta dalla simulazione MC ϵ^{MC} costituisce lo *Scale*

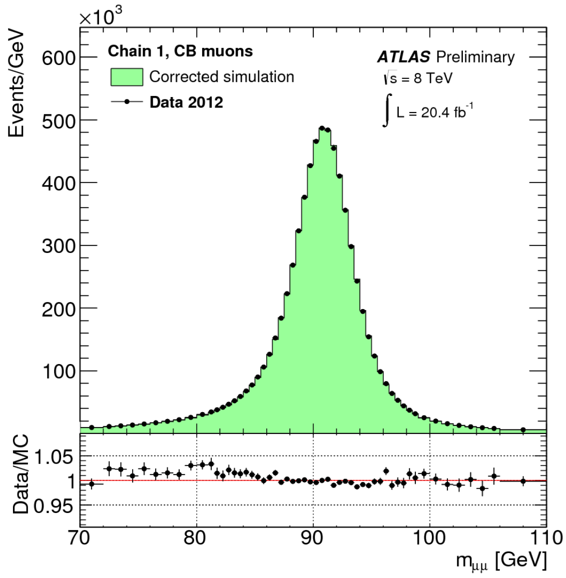


Figura 3.1: Massa invariante del decadimento $Z \to \mu\mu$ per i muoni CB, con $p_T > 25$ GeV, costruita con i dati del 2012 e con gli eventi simulati Monte Carlo di $Z \to \mu\mu$ più fondo.

factor (SF), dato dal loro rapporto:

$$SF = \frac{\epsilon^{Dati}}{\epsilon^{MC}} \tag{3.5}$$

L'efficienza di ricostruzione è determinata misurando le singole efficienze, utilizzando il metodo tag-and-probe applicato ai decadimenti $Z \to \mu^+\mu^-$, richiedendo due tracce isolate di carica opposta, con massa invariante vicina alla Z. Una delle tracce deve essere identificata come muone CB (muone *tag*). L'altra traccia, il muone *probe*, deve essere o un muone SA o una traccia dell'ID, a seconda che si voglia misurare rispettivamente l'efficienza ID o MS. In figura 3.2 è riportata l'efficienza di ricostruzione dei muoni in funzione di η. La combinazione di tutte le tipologie di muoni ricostruiti (muoni CB, ST e CaloTag) porta ad un'efficienza di ricostruzione uniforme di circa il 98%. L'inefficienza per i muoni CB+ST a $\eta \approx 0$ viene recuperata attraverso i muoni CaloTag. Le efficienze misurate sperimentalmente sono in accordo con i dati Monte Carlo (entro lo 0.5%), tranne nella regione $1.5 \lesssim \eta \lesssim 2.2$, dal momento che per le tracce dell'ID il modello di simulazione non tiene conto di ulteriori tagli di selezione applicati ai dati sperimentali raccolti.

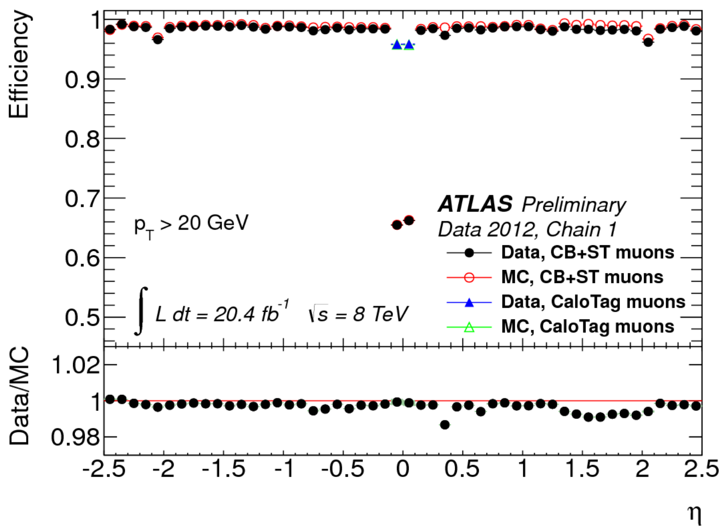
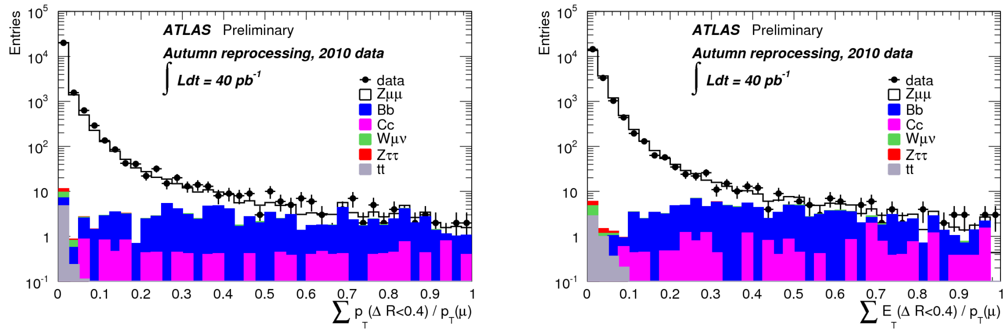


Figura 3.2: Efficienza di ricostruzione dei muoni in funzione di η per i muoni con $p_T > 20$ GeV e per le diverse tipologie. I muoni CaloTag sono usati solo nella regione $|\eta| < 0.1$. In basso è riportato il rapporto tra le efficienze misurate e predette.

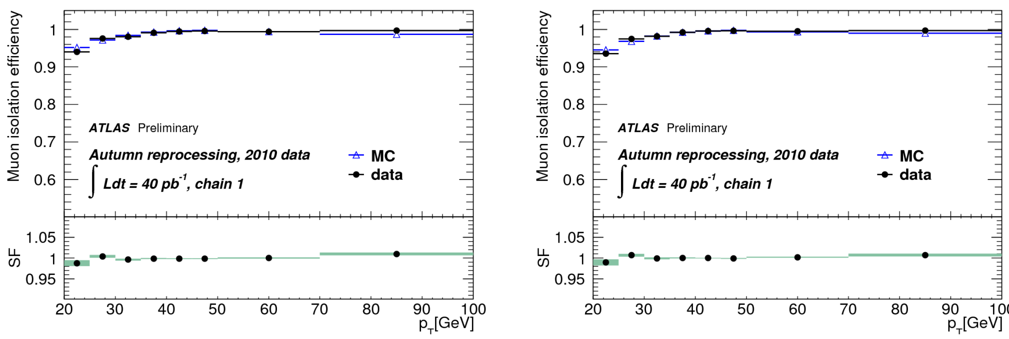
Muoni isolati

Per discriminare i muoni provenienti da decadimenti adronici si richiedono determinate condizioni di isolamento. I muoni che provengono dai decadimenti della W o della Z risultano essere topologicamente isolati. Al contrario, i muoni originati dai decadimenti di adroni o di quark pesanti sono accompagnati da altre particelle. Si definiscono allora sia per i calorimetri che per i rivelatori di traccia delle variabili che tengono conto dell'isolamento della particella.
Nei rivelatori di traccia l'algoritmo [31] effettua una somma degli impulsi trasversi delle tracce cariche entro un cono di data apertura R_{iso} intorno alla traccia probe. Nei calorimetri, invece, si usano le energie trasverse anzichè gli impulsi, e si effettua una correzione per l'energia persa dai muoni.
In figura 3.3 è riportato il confronto tra le distribuzioni delle variabili di isolamento misurate per i muoni probe e le previsioni della simulazione Monte Carlo. Il buon accordo tra le distribuzioni porta ad una buona efficienza, definita in questo caso come la frazioni di muoni probe che superano degli opportuni tagli di isolamento. Le efficienze misurate e le predizioni Monte Carlo sono confrontate in figura 3.4. A basso p_T c'è un calo dell'efficienza dovuto al fondo che popola questa regione.



(a) **(b)**

Figura 3.3: Confronto tra le distribuzioni delle variabili di isolamento misurate dei muoni probe e le predizioni Monte Carlo. Isolamento della traccia $\sum p_T(\Delta R < 0.4)/p_T(\mu)$ (a) e isolamento nel calorimetro $E_{\mathrm{T}}(\Delta R < 0.4)/p_T(\mu)$ (b).



(a) **(b)**

Figura 3.4: Efficienza di isolamento dei muoni negli eventi $Z \to \mu^+\mu^-$ per $\sum p_T(\Delta R < 0.4)/p_T(\mu) < 0.2$ (a) e $E_{\mathrm{T}}(\Delta R < 0.4)/p_T(\mu) < 0.2$ (b). Le previsioni Monte Carlo includono il segnale della Z ed i processi di fondo.

3.3 Ricostruzione degli elettroni

La ricostruzione degli elettroni avviene utilizzando sia le informazione del calorimetro che dell'inner detector. L'algoritmo è progettato per fornire un'efficienza alta e uniforme nel rivelare elettroni su un ampio intervallo in p_T e η, ed un ampio potere di reiezione di jet.
L'algoritmo di ricostruzione [32] si basa su una ricerca di cluster nel calorimetro elettromagnetico a cui poi viene associata una traccia nel rivelatore interno.
La ricostruzione degli elettroni inizia con la clusterizzazione, nella quale vengono analizzati i depositi energetici nei calorimetri elettromagnetici.

Ricostruzione nella regione centrale Nella regione centrale definita dalla condizione $|\eta| < 2.47$ vengono formati cluster iniziali (*seed cluster*) che presentano energie al di sopra di 2.5 GeV ed abbiano una dimensione 3×5 in $\Delta\eta\Delta\phi$ (0.025×0.025). L'unione tra i seed cluster e le tracce nel rivelatore di vertice costituisce la parte centrale della ricostruzione degli elettroni. Vengono confrontate le coordinate (η, ϕ) all'origine della traccia con le coordinate (η, ϕ) del seed cluster richiedendo che la loro differenza sia minore di un data soglia. Può accadere (come nel caso di sciami elettromagnetici) che a più tracce corrisponde lo stesso seed cluster. In questo caso tutte le tracce vengono ordinate utilizzando come criterio la differenza $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ tra le coordinate (η, ϕ) del punto di impatto nel calorimetro elettromagnetico e le coordinate (η, ϕ) del cluster. La traccia con la minima differenza viene associata al seed cluster. Successivamente si effettua una seconda procedura di clusterizzazione, in cui tutte le tracce che superano la pre-selezione vengono estrapolate fino al secondo compartimento del calorimetro elettromagnetico e viene formato attorno ad esse un cluster di dimensioni $\Delta\eta\Delta\phi$ pari a 3×7 (5×5) nella parte centrale (negli end-cap). Si forma quindi il cluster finale di energia. Il quadrimpulso degli elettroni centrali viene calcolato usando le informazioni sia del cluster finale che della traccia che meglio si accorda al seed cluster iniziale.

Ricostruzione nella regione in avanti In questa regione, $2.5 < |\eta| < 4.9$, dove non sono presenti rivelatori di tracce, i candidati elettroni sono ricostruiti solo dai depositi di energia nei calorimetri raggruppando celle vicine in base alla significanza dell'energia misurata rispetto al rumore atteso. La direzione degli elettroni è definita dal baricentro delle celle che appartengono al cluster. L'energia dell'elettrone viene determinata semplicemente sommando le energie nelle celle, correggendo poi per la perdita di energia nel materiale passivo. Un elettrone candidato in questa regione è ricostruito solo se ha una piccola componente di energia nel calorimetro adronico ed un'energia trasversa $E_T > 5\ GeV$.

Identificazione degli elettroni L'identificazione degli elettroni ad ATLAS [33] è effettuata attraverso dei tagli sulle variabili con potere discriminante fra elettroni veri e non, usando le informazioni dei calorimetri e dell'inner detector (separatamente o in maniera combinata). Questi tagli definiscono un insieme di condizioni di qualità per gli elettroni (dette *menu*). In particolare è possibile definire tre grandi categorie di qualità per gli elettroni: loose, medium, tight (tabella 3.1).

- **Loose:** questo menu esegue una semplice identificazione dell'elettrone basata su poche informazioni ricavate dai calorimetri. In particolare, si analizzano le perdite nel calorimetro adronico e i parametri (larghezza e profilo laterale) della cascata elettromagnetica nello strato intermedio di quello elettromagnetico. Si ottiene così un eccellente identificazione di elettroni, ma un basso livello di reiezione di fondo;

- **Medium:** le richieste includono informazioni derivanti dalle strips del primo strato del calorimetro elettromagnetico, da vincoli relativi alla qualità della traccia ID e ad un matching traccia-cluster più restrittivi. La reiezione dei $\pi^0 \to \gamma\gamma$ viene effettuata individuandone il pattern caratteristico, un deposito di energia con due massimi relativi, e grazie ad un'ulteriore analisi dei parametri del profilo della cascata elettromagnetica. Per lo studio della traccia, invece, vengono considerati il numero di hits nel rivelatore a pixel, nei rivelatori al Si in generale (quindi a pixel e SCT) e il parametro d'impatto nel piano trasverso d_0 . Questo set di tagli aumenta la reiezione del fondo di un fattore 3-4 rispetto al menu loose ma riduce l'efficienza di identificazione degli elettroni di $\sim 10\%$;

- **Tight:** questo insieme di tagli utilizza appieno il potenziale di identificazione degli elettroni del rivelatore ATLAS. Oltre alle richieste precedenti vengono applicati altri tagli, come il numero di hit nel TRT e il rapporto tra l'energia del cluster e il momento della traccia. Inoltre gli elettroni generati per conversione vengono rigettati richiedendo che ci sia almeno un hit nel primo strato del rivelatore a pixel. Viene poi applicato un taglio sul parametro di impatto più severo di quello usato

ID Elettroni	**Tagli**	**Differenza con ++ ID**
Loose	Accettanza del rivelatore ($\|\eta\| < 2.47$) Veto del calorimetro adronico Larghezza dello sciame laterale e profilo (sul secondo strato del calorimetro)	Nessun taglio sulla qualità delle tracce
Medium	Veto su due massimi nel profilo trasverso dello sciame (rigetta $\pi^0 \to \gamma\gamma$) Tagli sulla qualità delle tracce (N_{hits}^{SCT}, N_{hits}^{pixel} e IP) Larghezza dello sciame laterale e profilo (sul primo strato del calorimetro)	Non fa matching traccia-cluster Non considerate le hit TRT
Tight	Matching traccia-cluster ($\Delta\eta < 0.005$, $\Delta\phi < 0.02$) Rapporto E/p Hit di TRT e di alta soglia (HT)	Tagli meno restrittivi Non considerate le hit TRT

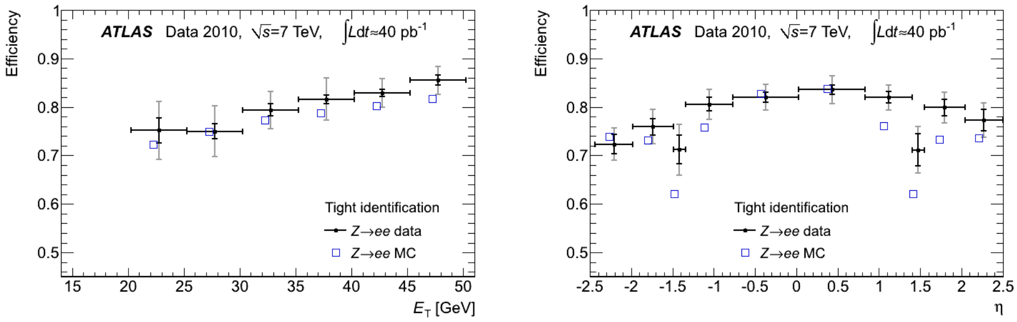
Tabella 3.1: Definizione dei menu degli elettroni.

per la selezione medium. Questo insieme di tagli ha la più alta reiezione del fondo a scapito però di una efficienza di identificazione più bassa.

Queste definizioni corrispondono ad un insieme di condizioni sempre più stringenti su tagli di isolamento applicati all'elettrone ricostruito. Le selezioni più stringenti contengono anche i tagli delle selezioni più loose; in questo modo tutti gli elettroni medium passano anche i tagli loose e gli elettroni tight passano la selezione medium. Dai primi run ad alta luminosità ($\approx 10^{33}\ cm^{-2}s^{-1}$) del 2011 sono stati introdotti nuovi menu d'identificazione per gli elettroni con 3 punti operativi riottimizzati denominati "++". In tabella 3.1 vengono mostrati i tagli per i menu e le differenze con i rispettivi menu ++.

Efficienza di ricostruzione

Le misure delle efficienze di selezione degli elettroni sono basate su metodi tag-and-probe, usando i decadimenti $Z \to e^+e^-$, $J/\Psi \to e^+e^-$ e da studi di E/p usando $W \to e\nu$. Le discrepanze tra i dati sperimentali e previsioni MC vengono fattorizzate nell'introduzione di fattori di scala.
L'efficienza di identificazione è definita dalla frazione di elettroni candidati probe dopo la sottrazione del fondo che superano uno specifico insieme di tagli. Le efficienze degli elettroni tight misurate negli eventi $Z \to e^+e^-$ sono mostrate in figura 3.5. I tagli del menu tight sono legati alle informazioni del



(a) (b)

Figura 3.5: Efficienze di ricostruzione degli elettroni in funzione di E_T (a) e η (b), per il menu tight, nel decadimento $Z \to e^+e^-$.

tracciamento degli elettroni nell'ID, e questo comporta una distribuzione non uniforme dell'efficienza al variare della pseudorapidità.

Elettroni isolati

L'identificazione descritta finora non include condizioni sull'isolamento degli elettroni, i cui tagli dipendono dalla specifica analisi in esame. Per imporre tagli di isolamento vengono definite opportune variabili che permettono di separare gli elettroni isolati da quelli non isolati e dai fake.
Gli elettroni isolati depositano l'energia in un piccolo cluster di celle del calorimetro, pertanto, considerando le energie depositate in un intorno di questo cluster si può determinare se l'elettrone è isolato o meno. Per il calorimetro, viene costruita una variabile discriminante definita come la somme delle energie ricostruite in un cono di apertura R_0 intorno alla direzione del candidato elettrone. Un cono con apertura maggiore permette di discriminare i jet erroneamente identificati come elettroni, mentre un'apertura più piccola favorisce un potere discriminante maggiore per rigettare i depositi di energia dovuti agli eventi di pile-up. Dall'ottimizzazione delle due richieste si è fissato $R_0 = 0.3$.
Viene utilizzata anche una variabile discriminante per l'isolamento della traccia, definita come la somma scalare dei p_T delle tracce in un cono di apertura $R_0 = 0.3$ intorno all'elettrone. Gli elettroni utilizzati nella procedura di ottimizzazione devono soddisfare i criteri di selezione del menu medium. Si sfruttano tre diversi insiemi di tagli che sfruttano le variabili discriminanti di isolamento per il calorimetro e per la traccia, ottenendo rispettivamente un efficienza del 99%, 98%, 95% o 90%.

3.4 Ricostruzione di jet

I partoni, a causa del confinamento del colore, non emergono come singole particelle ma, attraverso un processo di frammentazione e adronizzazione, sotto forma di jets. I jets non hanno un'esistenza indipendente dall'algoritmo di ricostruzione in quanto gli algoritmi di ricostruzione non trovano jet preesistenti ma li definiscono. I jet adronici usati per l'analisi della fisica di ATLAS vengono ricostruiti da un algoritmo che parte dall'analisi delle energie depositate dagli sciami adronici ed elettronici nei calorimetri (i cosiddetti *topological clusters*. Il quadrimpulso del jet viene ricostruito dalle energie e dagli angoli rispetto al vertice primario di interazione. La calibrazione dell'energia di un jet tiene conto di diversi fattori:

1. Non compensazione del calorimetro dovuta ad una misura parziale dell'energia depositata dagli adroni.
2. Perdite di energia nelle regioni del rivelatore composte da materiali passivi.
3. Perdite di energia di particelle che fuoriescono dal calorimetro.
4. Depositi di energie di particelle contenute nel jet ma non incluse nel jet ricostruito.
5. Perdite di segnale nella procedura di clusterizzazione nel calorimetro e nella ricostruzione del jet.

Un jet viene ricostruito a partire da un *topological cluster*, cioè da un gruppo di celle del calorimetro da cui si segue lo sviluppo dello sciame. L'algoritmo di formazione parte da una cella che funge da seed, richiedendo una rapporto segnale-rumore S/N maggiore di 4. Il rumore viene definito come il rapporto dell'energia depositata nella cella sulla RMS della distribuzione dell'energia misurata in eventi presi casualmente dai bunch crossing. Successivamente vengono incluse le celle vicine con un valore S/N maggiore di 2 ed infine il cluster viene costruito con tutte le celle con S/N maggiore di 0. I valori citati sono soggetti a variazioni dipendenti dalla particolare analisi.

L'algoritmo $\mathbf{anti-k_T}$

L'algoritmo $anti - k_T$ [34] è la procedura applicata ai cluster per formare i jet. La procedura oltre ad essere stabile per correzioni infrarosse e collineari

(*IRCsafe*) [2], ricostruisce il profilo del indipendentemente dalla radiazione *soft* (*soft-resilient*) ed è riconducibile ad un cono senza richiederlo a priori come accade in altri algoritmi (figura 3.6).
Si introduce la distanza d_{ij} tra gli oggetti i e j e d_{iB} tra l'oggetto i e il fascio (B). La clusterizzazione procede identificando la distanza minore,se questa è d_{ij} gli oggetti i e j vengono combinati, altrimenti se è d_{iB} i è un jet e si rimuove dalla lista. Il ciclo continua fin qundo la lista degli oggetti non viene esaurita.
Tale procedura è caratteristica degli algoritmi di clusterizzazione che si distinguono in base alla definizione delle distanze, date in questo caso da:

$$d_{ij} = min\left(k_{T_i}^{2p}, k_{T_j}^{2p}\right)\frac{\Delta_{ij}}{R^2} \tag{3.6}$$

$$d_{iB} = k_{T_i}^{2p} \tag{3.7}$$

dove $\Delta_{ij} = (y_i - y_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2$ e k_{T_i}, y_i e ϕ_i sono rispettivamente il momento trasverso, la rapidità e l'angolo azimutale della particella i. Il valore della potenza p è caratteristica dell'algoritmo: $p = 1$ per l'algoritmo k_T. Prendendo in esame la distanza

$$d_{ij} = min\left(\frac{1}{k_{T_i}^{2p}}, \frac{1}{k_{T_j}^{2p}}\right)\frac{\Delta_{ij}}{R^2}$$

si può vedere come questa sia dominata dalla particella con impulso trasverso maggiore, in modo tale che le particelle meno tendano a clusterizzare con questa anzichè fra loro. In questo modo si ricostruisce attorno alla particella ad alto k_T un jet con un profilo conico, includendo tutte le particelle soffici presenti entro una distanza R. Se, invece, nell'intorno è presente un altro oggetto molto energetico la regione di sovrapposizione fra i due coni viene associata alla particella più dura. Pertanto, in ogni caso, le particelle a basso k_T non modificano il profilo del jet che rimane comunque conico e dipende solo dalle particelle più energetiche: i bordi del jet risultano indipendenti dalla radiazione soffice (*soft-resilient*) ma flessibili rispetto a quella dura.

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

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

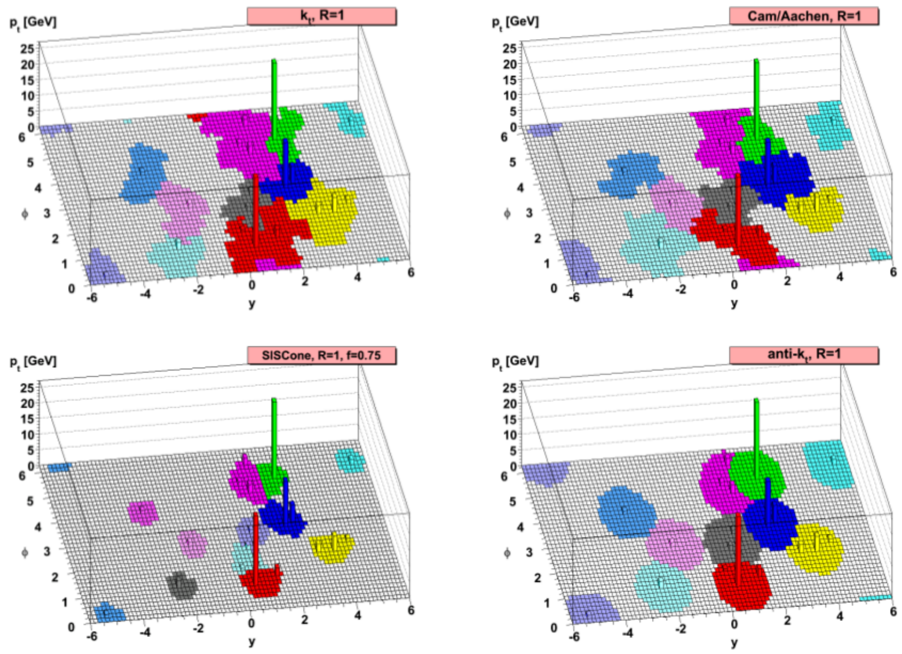


Figura 3.6: Jet ricostruiti con quattro diversi algoritmi. In basso a destra l'algoritmo $anti-k_T$. Si noti il cono circolare di raggio R definito intorno al jet.

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

$$\epsilon = \frac{N_{reco}}{N_{tot,true}} \tag{3.8}$$

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

$$p = \frac{N_{true}}{N_{tot,reco}} \tag{3.9}$$

L'incertezza sistematica è valutata, usando metodi tag-and-probe utilizzando le tracce dei jet. La procedura è applicata sia ai dati che alla simulazione MC.

3.5 b-tagging

Diversi algoritmi sono stati sviluppati per identificare i jet che si originano dai quark b. Il tagging viene applicato ai jet ricostruiti con l'algoritmo $anti - k_T$ con $\Delta R = 0.4$, $p_T > 20\ GeV$ e $|\eta| < 2.5$. Tutte le tracce presenti nel jet vengono esaminate. L'algoritmo tiene conto della vita media lunga dell'adrone contenente il quark b (decade per interazione debole, $\tau \sim 1.6\ ps$) con conseguente presenza di un vertice secondario distinguibile dal primario (tipicamente distante $\sim mm$).
Un algoritmo di tagging è caratterizzato dall'efficienza ϵ_b di ricostruire il jet proveniente dal quark b e dalla probabilità di ricostruirlo erroneamente quando invece è stato prodotto da un quark leggero (u,d,s o gluone).
L'algoritmo di b-tagging attualmente utilizzato in ATLAS è denominato MV1(MultiVariate Tagger), è una rete neurale che prende in input i pesi degli algoritmi:

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

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

3.6 La missing energy $\not{E}_T$

I protoni che partecipano alle collisioni a LHC hanno un basso impulso nel piano trasverso all'asse dei fasci. Quindi nel piano trasverso ci si aspetta la conservazione del momento, che è nullo.
L'energia trasversa mancante è definita come quella quantità che manca per bilanciare la conservazione del momento [35]. L'energia mancante può segnalare la presenza di particelle non rivelabili, come neutrini o particelle stabili.
L'energia mancante tuttavia, è originata anche dalla non ermeticità del rivelatore, che non permette la rivelazione di tutte le particelle prodotte, o da errori nelle misure. Si parla, in questo caso, di energia mancante strumentale.

Capitolo 4

Il canale $H \to ZZ^* \to 4\ell$

La ricerca del bosone di Higgs e il conseguente studio delle sue proprietà costituisce l'obiettivo primario dell'esperimento ATLAS. Il canale di decadimento $H \to ZZ^* \to 4\ell$, dove ℓ indica i muoni o gli elettroni, pur presentando un basso rate di produzione (per $m_H = 125$ GeV $\sigma_{ZZ} \times BR \sim 10^{-4}$) permette di ottenere uno stato finale completamente ricostruito. L'eccellente risoluzione in energia per e e μ dell'apparato sperimentale ATLAS consente di ricostruire con elevata precisione la massa invariante del processo, fornendo un'elevata sensitività per la scoperta su un ampio intervallo di massa del bosone di Higgs.
Dopo la scoperta del 4 Luglio 2012 di una particella con caratteristiche simile al bosone di Higgs (paragrafo 1.7.5) con massa $\simeq 125$ GeV l'analisi di tale processo è stata ulteriormente ottimizzata per lo studio della regione detta di bassa massa ($m_H < 160$ GeV)[1] [37].
L'analisi del bosone di Higgs nel suo decadimento in quattro leptoni viene studiata in quattro stati finali: $\mu^+\mu^-\mu^+\mu^-(4\mu)$, $e^+e^-e^+e^-(4e)$, $\mu^+\mu^-e^+e^-(2\mu 2e)$, $e^+e^-\mu^+\mu^-(2e2\mu)$. Per convenzione in ognuno dei quattro stati finali i primi due leptoni costituiscono la coppia la cui massa invariante dileptonica è più vicina alla massa della Z reale.

4.1 Analisi del segnale e del fondo

La selezione dei dati deve soddisfare opportune richieste di qualità: vengono rigettati i dati raccolti in periodi durante i quali le componenti del rivelatore non operavano in condizioni ottimali. Queste richieste non dipen-

[1] In questa regione, una delle due Z prodotte non è reale, e viene pertanto indicata con Z^*.

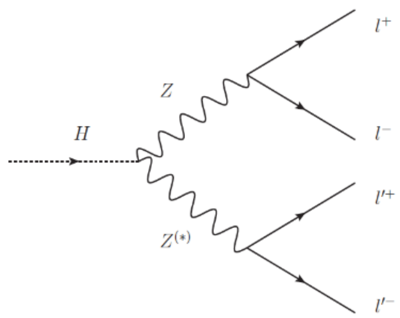


Figura 4.1: Diagramma di Feynman del decadimento $H \to ZZ^* \to 4\ell$.

dono dallo stato finale. La luminosità totale integrata è di 20.7 fb^{-1} per i dati del 2012 a $\sqrt{s} = 8$ TeV e 4.6 fb^{-1} per i dati del 2011 a $\sqrt{s} = 7$ TeV, per tutti gli stati finali. La selezione nel canale $H \to ZZ^* \to 4\ell$ è divisa in una pre-selezione nella quale si applicano dei criteri di qualità ai leptoni ricostruiti ed una selezione principale che ottimizza il rapporto segnale-fondo.

4.1.1 Simulazione del segnale e del fondo

Il segnale $H \to ZZ^* \to 4\ell$ è stato modellato usando il generatore di eventi Monte Carlo POWHEG [?], che calcola separatamente i meccanismi di produzione per fusione di gluoni (ggF) e fusione di bosoni vettoriali (VBF) con gli elementi di matrice fino al *next-to-leading order* (NLO). POWHEG è interfacciato con PYTHIA [?], che viene usato per simulare la produzione di un bosone di Higgs in associazione ad un bosone vettoriale W o Z (VH) o a coppie $t\bar{t}$. La descrizione dell'impulso trasverso del bosone di Higgs, della sezione d'urto di produzione dovuta ai diversi meccanismi e dei rapporti di decadimento includono correzioni di QCD tipicamente al NLO o NNLO (*next-to-next-leading order*), correzioni radiative elettrodeboli al NLO e l'effetto delle masse finite dei quark.
Per la simulazione del fondo continuo ZZ^* si utilizza POWHEG per l'annichilazione $q\bar{q}$ e GG2ZZ per la produzione ggF. La produzione di $Z + jet$ viene modellata usando ALPGEN.
Il framework GEANT4 simula la ricostruzione degli eventi generati all'interno del rivelatore ATLAS.

4.1.2 Selezione degli eventi

Il campione di eventi viene selezionato applicando in sequenza richieste sul trigger, sulla qualità dei leptoni, sulla cinematica e la topologia dell'evento e richieste addizionali per ridurre il fondo. L'efficienza di ricostruzione e di selezione combinate per ogni stato finale con $m_H = 125$ GeV sono mostrate in tabella 4.1.

Selezione del trigger: per il canale $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ è richiesto che gli eventi abbiano fatto scattare il trigger di singolo leptone (*single lepton trigger*) e dileptonico (*di-lepton trigger*). La soglia sull'impulso trasverso dei leptoni varia a seconda del livello di luminosità istantanea e di pile-up.
Nel 2012 per il trigger di singolo μ la soglia in p_T è di 24 GeV; per il trigger di-muon le soglie sono $p_T = 13$ GeV per ogni muone, o in caso di trigger asimmetrico $p_{T_1} = 13$ GeV e $p_{T_2} = 8$ GeV. Per gli elettroni invece, la soglia di trigger di singolo e richiede un'energia trasversa $E_T \geq 25$ GeV, e nel caso di trigger di-electron $E_T = 12$ GeV per entrambi gli elettroni. Infine c'è un trigger elettrone-muone, con una soglia per gli elettroni (che varia a seconda della richiesta) di 12 o 24 GeV in E_T, e per i muoni una soglia in p_T di 8 GeV. Per i dati raccolti nel 2011 per il trigger singolo mu si ha $p_T \geq 18;$GeV ; per il trigger di-muon le soglie sono $p_T \geq 10$ GeV per ogni muone. Per gli elettroni, la soglia di trigger di singolo e è $E_T \geq 20 - 22$ GeV a seconda del periodo di presa dati a LHC, e nel caso di trigger di-electron $E_T \geq 12$ GeV per entrambi gli elettroni. Per il trigger elettrone-muone, la soglia per gli elettroni è 10 in E_T, e per i muoni p_T di 6 GeV. L'efficienza di selezione offline per gli eventi che passano almeno uno dei trigger sopra descritti è maggiore del 97% per eventi con i muoni e circa del 100% per eventi con quattro elettroni.

Identificazione dei leptoni: i candidati elettroni consistono in cluster di energia depositata nel calorimetro elettromagnetico, a cui viene associata una traccia ricostruita nell'ID. L'impulso trasverso dei candidati elettroni viene calcolato dall'energia ricostruita e dalla direzione della traccia.
I candidati muoni si ricostruiscono accoppiando l'informazione delle tracce nell'ID con quella dello spettrometro (paragrafo 3.2). In questo modo si ottiene l'impulso combinando le due misure. Nel caso in cui non si ha a disposizione una traccia completa, l'impulso viene misurate nell'ID. La misura dei muoni effettuata nella regione in avanti ($2.5 < |\eta| < 2.7$) permette di ottenere una maggiore copertura nella ricostruzione ed identificazione delle tracce. Nella regione centrale ($|\eta| < 0.1$), vengono identificati come muoni le tracce dell'ID con $p_T > 15$ GeV e con un deposito di energia nel calorimetro consistente con un particella con energia di ionizzazione minima. Per ogni

evento si accetta al massimo un solo muone ricostruito con le informazioni provenienti da un solo rivelatore (spettrometro o ID).

Selezione cinematica: in ogni evento che superi la selezione di trigger (quindi acquisito) si richiede la presenza di esattamente 4 leptoni e si ricerca un candidato costruendo due coppie di leptoni, ognuna delle quali avente i due leptoni dello stesso sapore ma di carica opposta. Per rigettare i raggi cosmici si richiede che i muoni con traccia ricostruita nell'ID abbiano un parametro di impatto trasverso[2] minore di 1 mm. Il vertice primario di interazione viene definito come il vertice ricostruito con almeno tre tracce associate e avente la più alta $\sum p_T^2$ tra i vertici candidati. Ogni elettrone (muone) deve avere $E_T > 7$ GeV ($p_T > 6$ GeV) ed essere misurato in un range di pseudorapidità con $|\eta| < 2.47$ ($|\eta| < 2.7$). Il leptone con il più alto impulso nel quadrupletto deve avere $p_T > 20$ GeV, il secondo (terzo) $p_T > 15$ GeV ($p_T > 10$ GeV). Si richiede che i leptoni siano separati tra di loro con $\Delta R > 0.1$, se sono dello stesso sapore $\Delta R > 0.2$.
Esiste la possibilità che in un evento selezionato si possano costruire più quadrupletti leptonici: per quattro elettroni o muoni ci sono due modi di costruire le coppie, per cinque o più leptoni gli accoppiamenti possibili aumentano. La coppia con la massa più vicina al bosone Z reale è la coppia primaria, e si richiede che la sua massa invariante associata al bosone Z_1, m_{12}, sia compresa tra 50 e 106 GeV. Per la coppia rimanente associata al bosone Z_2, si richiede che $m_{min} < m_{34} < 115$ GeV, dove m_{min} è 12 GeV per $m_{4\ell} < 140$ GeV ed aumenta linearmente fino a 50 GeV per $m_{4\ell} = 190$ GeV, per poi non aumentare più.

Tagli sul parametro di impatto e richieste di isolamento: per evitare eventi contenenti $J/\psi \to \ell\ell$ tutte le possibii combinazioni tra leptoni con stesso sapore e carica opposta devono avere $m_{\ell\ell} > 5$ GeV. Infine, nel caso in cui due o più quadrupletti soddisfano tutti i tagli della selezione viene selezionato quello con la massa m_{12} più vicina a quella del bosone Z.
Per ridurre i contributi dovuti agli eventi di fondo si applicano dei tagli sul parametro di impatto delle tracce, e si richiedono determinate condizioni di isolamento per i leptoni del quadrupletto selezionato. La significanza del parametro di impatto è definita come il rapporto tra il parametro d'impatto e la sua incertezza, $|d_0|/\sigma_{d_0}$; si ha $|d_0|/\sigma_{d_0} < 3.5$ ($|d_0|/\sigma_{d_0} < 6.5$) per tutti i muoni (elettroni).
Il discriminante normalizzato di isolamento della traccia è il rapporto tra la

[2]Il parametro di impatto trasverso è definito come il parametro di impatto nel piano trasverso al vertice primario

somma degli impulsi trasversi delle tracce entro un cono di apertura $\Delta R < 0.2$ intorno al leptone(esclusa la traccia del leptone) e l'energia trasversa del leptoneE_T. Le tracce considerate nella somma devono provenire dal vertice primario e devono soddisfare determinati criteri di qualità. Per ogni leptone il valore della sua variabile di isolamento deve essere minore di 0.15.

Vincoli sulla massa invariante: nella ricostruzione della massa invariante si tiene conto anche degli stati finali con emissione di fotoni (FSR). Viene applicata una correzione all'impulso dei muoni della coppia primaria con 66 GeV $< m_{12} <$ 89 GeV, includendo la massa invariante di ogni fotone ricostruito con energia trasversa al di sotto di 1 GeV, e posto entro un cono di apertura $\Delta R < 0.08$ intorno al candidato muone. La massa m_{12} deve infine essere minore di 106 GeV. In questo modo si recupera il 70% degli stati FSR selezionati nella regione di massa d'interesse per l'analisi. Le simulazioni MC stimano al 4% il numero di eventi candidati $H \to 4\mu$ ai quali deve essere applicata questa correzione.
Si può migliorare la risoluzione della massa invariante applicando anche dei vincoli sulla massa della Z reale; solo alla coppia primaria se $m_{4\ell} <$ 190 GeV, ad entrambe le coppie per $m_{4\ell}$ superiori. In figura 4.2 sono riportate le distribuzioni di $m_{4\ell}$ prima e dopo l'applicazione del vincolo sulla massa della Z, per un campioni di eventi di segnale simulato nello stato finale 4μ, con m_H = 125 GeV a $\sqrt{s}$ = 8 TeV. La larghezza per la distribuzione della massa del bosone di Higgs è dominata dalla risoluzione sperimentale per $m_{4\ell} <$ 350 GeV, mentre per valori superiori la risoluzione è influenzata dalla larghezza naturale della particella. La larghezza naturale del bosone di Higgs predetta è circa 4 MeV per $m_{4\ell}$ = 125 GeV.

Selezione dei jet e categorizzazione degli eventi: per misurare separatamente i diversi meccanismi di produzione ggF, VBF e VH ogni evento candidato viene assegnato a seconda delle sue caratteristiche ad una di queste tre categorie. In particolare:

- la categoria VBF include gli eventi con due jet di alto p_T separati in η;
- gli eventi che non soddisfano i criteri precedenti, e contenenti un ulteriore leptone con $p_T >$ 8 GeV oltre al quadrupletto candidato appartengono alla categoria VBF;
- nella categoria ggF si includono tutti gli eventi che non vengono associati a nessuna due categorie descritte.

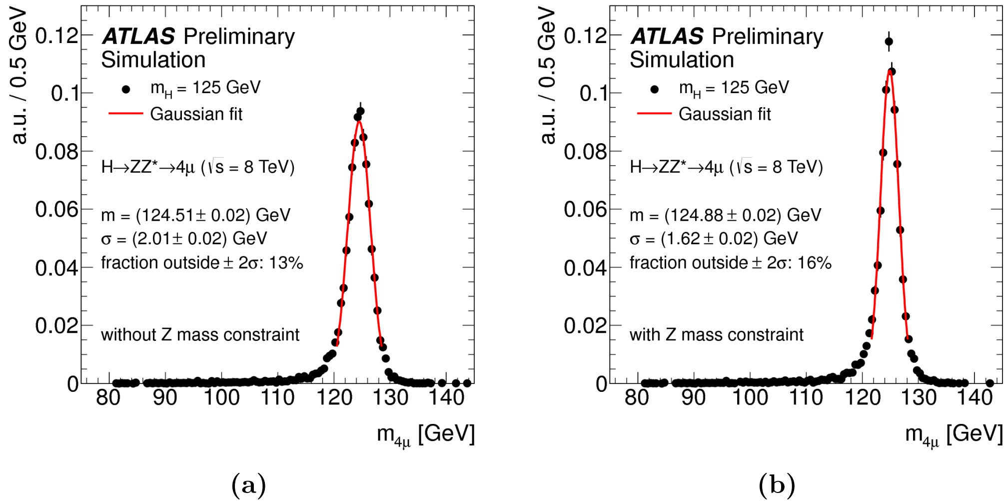
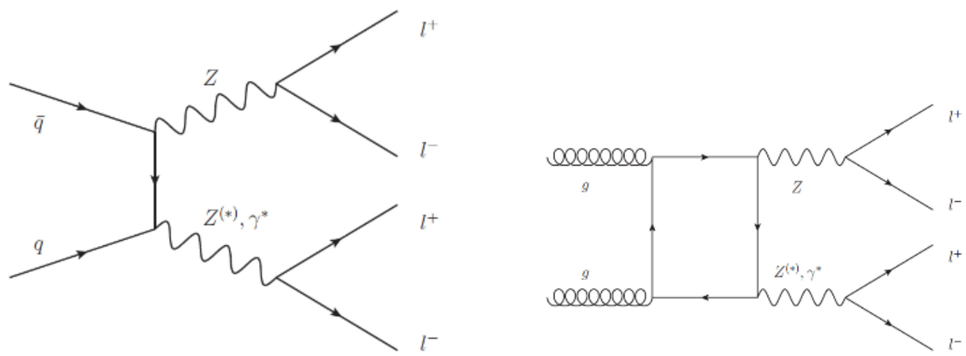


Figura 4.2: Distribuzioni di massa invariante per eventi simulati nel canale $H \to ZZ^* \to 4\mu$, con $m_H = 125$ GeV a $\sqrt{s} = 8$ TeV prima (a) e dopo (b) il vincolo sulla massa della Z.

Canale	Efficienza 2011	Efficienza 2012
4μ	39%	39%
$2\mu 2e/2e2\mu$	21%	26%
$4e$	15%	19%

Tabella 4.1: Efficienza di selezione e ricostruzione combinate per tutti i canali, con $m_H = 125$ GeV.



(a) **(b)**

Figura 4.3: Modi di produzione del fondo ZZ^* a LHC, attraverso l'annichilazione $q\bar{q}$ e la fusione di gluoni.

4.1.3 Stima del fondo

Il contributo maggiore agli eventi di fondo in questo canale proviene dalla produzione non risonante ZZ^*. Questo fondo irriducibile differisce dal segnale solo nella modalità di produzione delle Z, come mostrato in figura 4.3, pertanto lo stato finale risulta essere indistinguibile dal segnale. Il livello di fondo irriducibile viene stimato usando simulazioni Monte Carlo normalizzate alla sezione d'urto teorica.
Nella regione di massa $m_H < 180$ GeV, il fondo riducibile proviene da coppie $t\bar{t}$ e $Z + jet$. La coppia di top prodotta (col meccanismo di gluon-fusion o di annichilazione $q\bar{q}$) ha quattro leptoni ricostruiti nello stato finale quando il bosone W e il quark b provenienti dal decadimento del quark t decadono a loro volta in leptoni. La produzione di Z con jet ha una sezione d'urto grande. Jet provenienti da quark leggeri possono essere scambiati per leptoni, andando a costruire uno stato finale errato.

Fondo riducibile $\ell\ell + \mu\mu$

Il fondo riducibile $\ell\ell + \mu\mu$ deriva da $t\bar{t}$ e $Z + jet$. Questi contributi sono stimati costruendo una regione di controllo contenente eventi di fondo. Vengono poi individuati i singoli contributi e stimato il fattore di trasferimento di un evento di fondo appartenente alla regione di controllo che può verificarsi anche nella regione di segnale. Da queste considerazioni si ottiene poi il numero di eventi di fondo atteso nella regione di segnale.
La regione di controllo viene ottenuta rimuovendo i tagli di isolamento della coppia con massa invariante m_{34} e richiedendo che i suoi leptoni non soddisfino

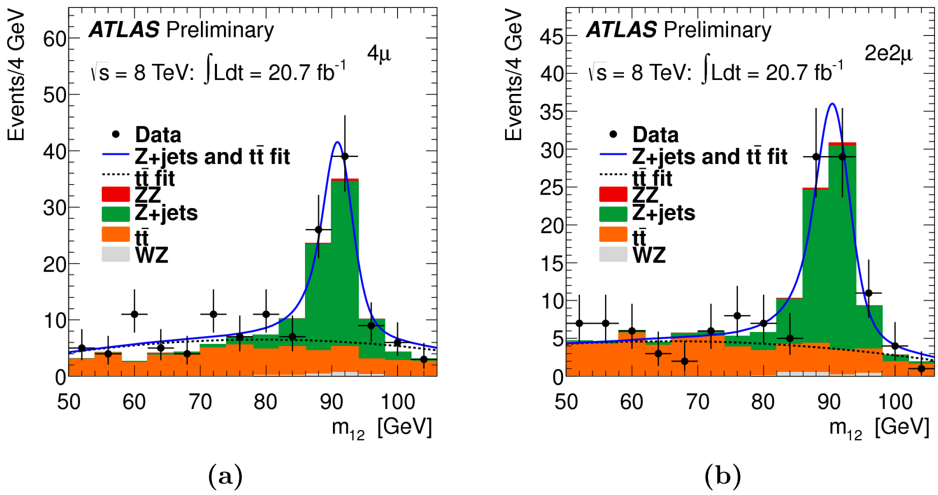


Figura 4.4: Distribuzione di m_{12}, per $\sqrt{s} = 8$ TeV, nella regione di controllo dove le richieste di isolamento non sono applicate ai muoni della coppia secondaria, di cui almeno uno non soddisfa i tagli sulla significanza del parametro di impatto. Il fit usato per ottenere gli eventi per $t\bar{t}$ e $Z + jet$ è riportato in (a) per 4μ e in (b) per $2e2\mu$.

la richieste sul parametro di impatto. In questo modo viene rimosso un largo contributo ZZ^*, permettendo la stima del fondo $t\bar{t}$ e $Z + jet$. Come si vede in figura 4.4, la distribuzione di m_{12} ha una componente di $t\bar{t}$ piatta fittata con un polinomio di Chebychev di secondo ordine, ed un picco alla massa del bosone Z per la componente $Z + jet$, fittata con una convoluzione tra una Breit-Wigner ed una Crystal-Ball.
Il numero di eventi nella regione di controllo viene estrapolato con un fattore di trasferimento che utilizza l'efficienza tra la significanza del parametro di impatto e l'isolamento della traccia, stimato dal MC $Zb\bar{b}$. Il fondo $t\bar{t}$ è stimato anche utilizzando una regione di controllo, definita selezionando eventi con una coppia $e^{\pm}\mu^{\mp}$ con massa invariante tra i 50 e i 106 GeV, ed una coppia di leptoni con carica opposta soddisfacente i criteri per la selezione di m_{34}. Vengono esclusi gli eventi con un candidato bosone Z che decade in una coppia di elettroni o muoni con massa ricostruita nell'intervallo descritto. Inoltre vengono applicate richieste sull'isolamento e sul parametro di impatto. In questo modo si può ottenere una stima consistente con quella ottenuta dal fit di m_{12}.

Fondo $\ell\ell + ee$

Il fondo $\ell\ell + ee$ è costituito da elettroni fake della coppia secondaria che possono essere:

- elettroni isolati;
- elettroni derivanti dai decadimenti semi-leptonici di quark pesanti (Q);
- elettroni provenienti dalla conversione di fotoni (γ);
- jet di quark leggeri erroneamente ricostruiti come elettroni (f).

Le diverse sorgenti di fondo di elettroni sono separate in due categorie tramite l'uso di appropriate variabili discriminanti. Si definisce una regione di controllo per il fondo $\ell\ell + ee$ richiedendo tagli meno restrittivi sugli elettroni della coppia non primaria.
Un'ulteriore regione di controllo viene costruita utilizzando selezioni sull'isolamento ed il parametro di impatto invertite rispetto all'analisi del segnale. Il risultato dei due metodi è in buon accordo. Il fondo $\ell\ell + ee$ viene anche stimato a partire da una regione di controllo di eventi con gli elettroni della coppia non primaria aventi lo stesso segno, i primi tre leptoni che soddisfano dei criteri di selezione in impulso ed il rimanente leptone che soddisfa solo tagli sulla qualità della traccia. Il metodo è detto $3\ell + \ell$. Infine, un'ultima regione di controllo è costruita effettuando la selezione completa ma richiedendo per la coppia secondaria elettroni con lo stesso segno.

Riepilogo delle stime di fondo riducibile

I risultati di tutte le stime del fondo riducibile sono riportate in tabella 4.2, e quelle usate per la normalizzazione del fondo sono indicate con il simbolo "†". Gli eventi sono divisi secondo il sapore della coppia secondaria, in campioni $\ell\ell + ee$ e $\ell\ell + \mu\mu$. Nelle figure FIG sono riportate le distribuzioni per m_{12} e m_{34} per gli eventi $\ell\ell + \mu\mu$ e nelle figure FIG le corrispondenti distribuzioni per gli eventi $\ell\ell + ee$.
Tecniche simili di stima del fondo sono state applicati ad eventi con produzione VBF (fusione di bosoni vettoriali) e VH (produzione associata).

4.2 Incertezze sistematiche

Le incertezze sistematiche sulle efficienze di ricostruzione ed identificazione dei leptoni, e sulla risoluzione di energia ed impulso sono determinate

Metodo	stima a $\sqrt{s} = 8$ TeV	stima a $\sqrt{s} = 7$ TeV
4μ	4μ	
fit m_{12}: contributo $Z + jet$	$2.4 \pm 0.5 \pm 0.6^\dagger$	$0.22 \pm 0.07 \pm 0.02^\dagger$
fit m_{12}: contributo $t\bar{t}$	$0.14 \pm 0.03 \pm 0.03^\dagger$	$0.03 \pm 0.01 \pm 0.01^\dagger$
$t\bar{t}$ da $e\mu + \mu\mu$	$0.10 \pm 0.05 \pm 0.0004$	-
$2e2\mu$	$2e2\mu$	
fit m_{12}: contributo $Z + jet$	$2.5 \pm 0.5 \pm 0.6^\dagger$	$0.19 \pm 0.06 \pm 0.02^\dagger$
fit m_{12}: contributo $t\bar{t}$	$0.10 \pm 0.02 \pm 0.02^\dagger$	$0.03 \pm 0.01 \pm 0.01^\dagger$
$t\bar{t}$ da $e\mu + \mu\mu$	$0.12 \pm 0.07 \pm 0.0005$	-
4μ	4μ	
$\ell\ell + e^\pm e^\mp$ tagli non restrittivi	$5.2 \pm 0.4 \pm 0.5^\dagger$	$1.8 \pm 0.03 \pm 0.04^\dagger$
$\ell\ell + e^\pm e^\mp$ tagli invertiti	$3.9 \pm 0.4 \pm 0.6^\dagger$	-
$3\ell + \ell$ stesso segno	$4.3 \pm 0.06 \pm 0.5$	$2.8 \pm 0.4 \pm 0.5^\dagger$
Analisi completa sui leptoni secondari con stesso segno	4	0
$4e$	$4e$	
$\ell\ell + e^\pm e^\mp$ tagli non restrittivi	$3.2 \pm 0.5 \pm 0.4^\dagger$	$1.4 \pm 0.03 \pm 0.04^\dagger$
$\ell\ell + e^\pm e^\mp$ tagli invertiti	$3.6 \pm 0.6 \pm 0.6^\dagger$	-
$3\ell + \ell$ stesso segno	$4.2 \pm 0.05 \pm 0.5$	$2.5 \pm 0.3 \pm 0.5^\dagger$
Analisi completa sui leptoni secondari con stesso segno	3	2

Tabella 4.2: Numero stimato di eventi di fondo $Z+jet$ e $t\bar{t}$ per i 20.7 fb^{-1} di dati a $\sqrt{s} = 8$ TeV e 4.6 fb^{-1} di dati a $\sqrt{s} = 7$ TeV per l'intervallo completo di massa. Il simbolo "†" indica le stime usate per la normalizzazione del fondo. La prima incertezza è statistica, la seconda sistematica.

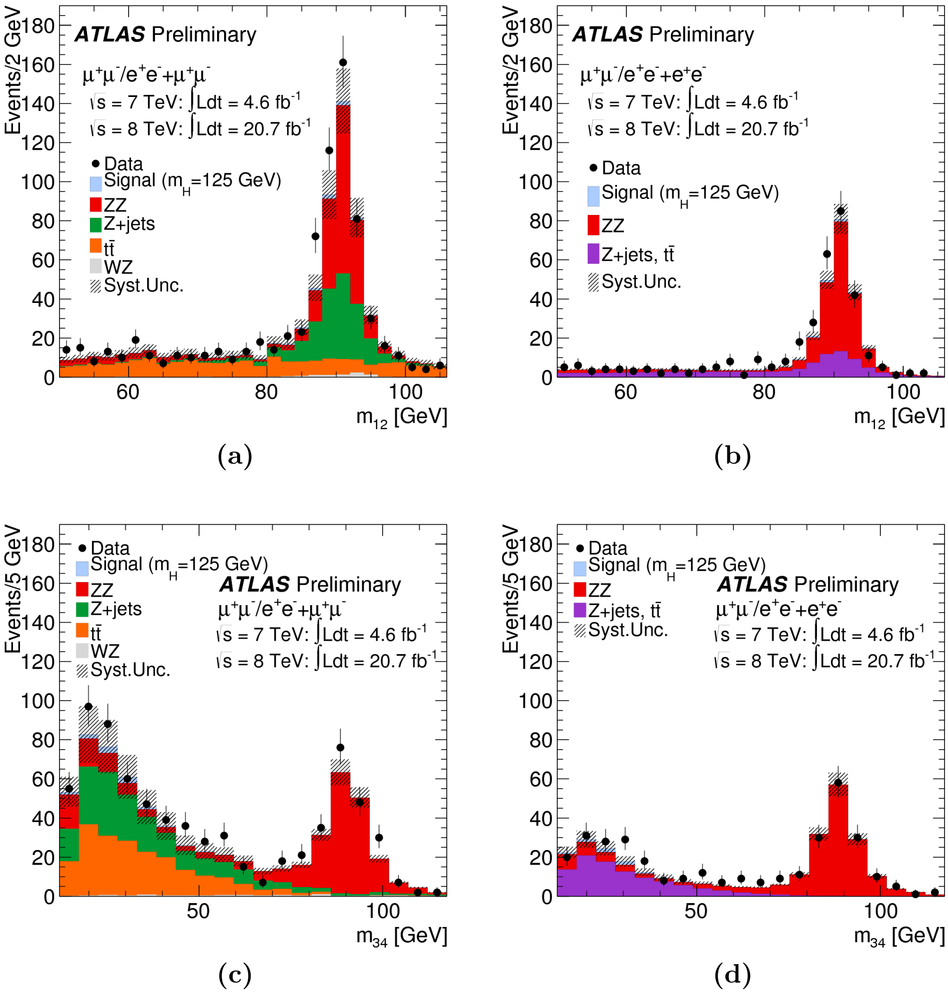


Figura 4.5: Distribuzioni di massa invariante delle coppie di leptoni nella regione di controllo definita da un candidato Z e da una coppia di leptoni con stesso sapore, per i dati combinati a $\sqrt{s} = 7$ TeV e $\sqrt{s} = 8$ TeV. Si riportano le distribuzioni del fondo $\ell\ell + \mu\mu$ per m_{12} (a) e m_{34} (c) e del fondo $\ell\ell + ee$ per m_{12} (b) e m_{34} (d).

utilizzando campioni di decadimenti di W, Z, e J/ψ. Si possono classificare tre tipi di incertezze:

- **Incertezze sistematiche sulla misura del rate di segnale:** l'incertezza sull'efficienza di ricostruzione e identificazione dei muoni si riflette in un'incertezza sugli eventi di segnale e di fondo irriducibile ZZ^*, che è uniforme sull'intervallo di m_H, e corrisponde a circa $\pm 0.8\%$ ($\pm 0.4\%/\pm 0.4\%$) per il canale 4μ ($2\mu 2e/2e2\mu$). L'incertezza sull'efficienza di ricostruzione ed identificazione degli elettroni invece comporta un'incertezza sul numero di eventi di segnale di $\pm 2.4\%$ ($\pm 1.8\%/\pm 1.6\%$) per il canale $4e$ ($2\mu 2e/2e2\mu$) per $m_{4\ell} = 1$ TeV e $\pm 9.4\%$ ($\pm 8.7\%/\pm 2.4\%$) per $m_{4\ell} = 125$ GeV.

- **Incertezze sistematiche sulla misura della massa del segnale:** per i modi di decadimento del canale $H \to ZZ^* \to 4\ell$ che coinvolgono elettroni, l'impatto dell'incertezza sull'energy scale degli elettroni viene determinata da campioni $Z \to ee$ ed è stimata a meno di $\pm 0.4\%$ ($\pm 0.2\%$) sulla massa misurata per il canale $4e$ ($2e2\mu$), mentre è trascurabile per l'altro canale misto, a causa del basso p_T degli elettroni. L'incertezza sull'energy scale degli elettroni al di sotto dei 15 GeV viene determinata usando i decadimenti $J/\psi \to ee$: viene misurata con buona precisione e dà un contributo trascurabile sulla misura della massa. Allo stesso modo l'incertezza sulla massa dovuta a stati finali FSR è trascurabile. Per i modi di decadimento del canale $H \to ZZ^* \to 4\ell$ che coinvolgono muoni, le componenti che contribuiscono all'incertezza sistematica della misura dell'impulso del muone sono determinate usando campioni di $J/\psi \to \mu\mu$, $\Upsilon \to \mu\mu$ e $Z \to \mu\mu$. L'incertezza totale sulla massa viene stimata a $\pm 0.2\%$ ($\pm 0.1\%$) sulla massa misurata per il canale 4μ ($2\mu 2e$).

- **Incertezze sistematiche sulla categorizzazione degli eventi:** cioè derivanti dai diversi meccanismi di produzione del bosone di Higgs.

4.3 Risultati

Nel seguito saranno presentati i risultati ottenuti dall'analisi inclusiva sulla ricerca, la misura della massa, e del *signal strength*.

4.3.1 Stime del segnale e del fondo

In tabella 4.3 sono riportati il numero di eventi osservati nell'analisi inclusiva, per ogni stato finale, ed il numero di eventi di fondo attesi, per i dati del 2011, del 2012 e per la combinazione, sia per 100 GeV $< m_{4\ell} <$ 160 GeV che per $m_{4\ell} \geq$ 160 GeV. In tabella 4.4 si riportano gli eventi osservati ed attesi in un intervallo di ± 5 GeV intorno al valore $m_H = 125$ GeV.

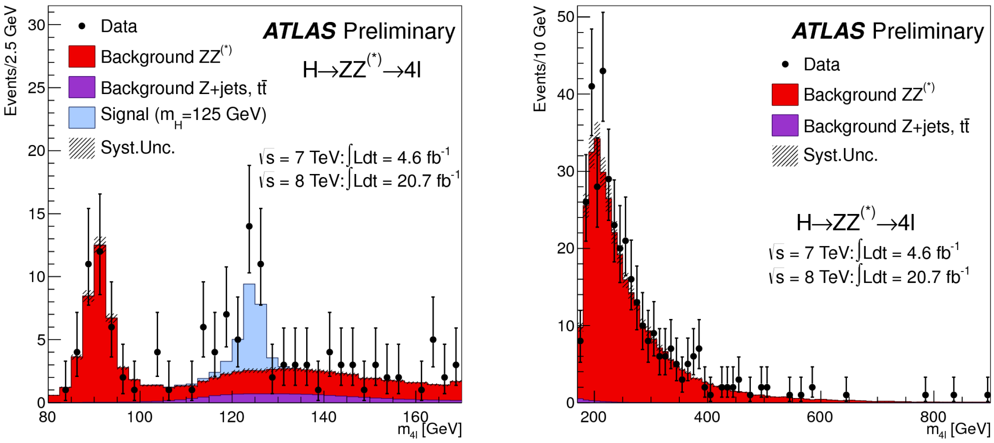
	4μ		$2\mu 2e/2e2\mu$		4e	
	Bassa massa	Alta massa	Bassa massa	Alta massa	Bassa massa	Alta massa
$\sqrt{s} = 8$ TeV luminosità integrata 20.7 fb^{-1}						
ZZ^*	12.34 ± 0.6	92.6 ± 6.7	14.7 ± 0.9	144 ± 11	5.4 ± 0.5	55.9 ± 4.5
Z, $Zb\bar{b}$, e $t\bar{t}$	1.9 ± 0.6	0.5 ± 0.2	6.1 ± 1.5	1.5 ± 0.4	2.5 ± 0.6	0.6 ± 0.2
Fondo totale	14.3 ± 0.8	93.1 ± 6.7	20.8 ± 1.8	145 ± 11	8.0 ± 0.8	56.5 ± 4.5
Dati	27	93	28	169	13	55
$m_H = 123$ GeV	4.4 ± 0.6		5.4 ± 0.8		2.2 ± 0.4	
$m_H = 125$ GeV	5.8 ± 0.7		7.0 ± 0.9		2.9 ± 0.4	
$m_H = 127$ GeV	6.7 ± 0.9		8.4 ± 1.2		3.4 ± 0.5	
$\sqrt{s} = 7$ TeV luminosità integrata 4.6 fb^{-1}						
ZZ^*	2.2 ± 0.1	16.8 ± 1.2	2.5 ± 0.2	26.6 ± 2.0	0.8 ± 0.1	9.4 ± 0.8
Z, $Zb\bar{b}$, e $t\bar{t}$	0.2 ± 0.1	0.05 ± 0.02	2.4 ± 0.5	0.6 ± 0.1	2.0 ± 0.5	0.48 ± 0.1
Fondo totale	2.4 ± 0.1	16.9 ± 1.2	4.9 ± 0.6	27.1 ± 2.0	2.8 ± 0.5	9.8 ± 0.8
Dati	8	23	5	23	2	13
$m_H = 123$ GeV	0.7 ± 0.1		0.8 ± 0.1		0.3 ± 0.1	
$m_H = 125$ GeV	1.0 ± 0.1		1.1 ± 0.2		0.4 ± 0.1	
$m_H = 127$ GeV	1.0 ± 0.2		1.2 ± 0.2		0.4 ± 0.1	

Tabella 4.3: Numero di eventi osservato e le stime finale per i fondi attesi, divisi per regioni di massa bassa $100 < m_{4\ell} < 160$ GeV e massa alta $m_{4\ell} \geq 160$ GeV. Il numero di eventi di segnale attesi sono mostrati per diverse ipotesi di massa del bosone di Higgs.

Le distribuzioni attese $m_{4\ell}$ degli eventi di fondo e di segnale per i dati combinati 2011 e 2012 sono riportate in figura 4.6(a) per l'intervallo $80 - 170$ GeV, ed in 4.6(b) per $170 - 900$ GeV. Sono ricavati limiti superiori sulla sezione d'urto di produzione del bosone di Higgs al 95% CL, usando il formalismo del CL_S ed un rapporto di likelihood profilato come statistica. La statistica di test viene valutata usando un fit di likelihood dei modelli di segnale e fondo alla distribuzione di $m_{4\ell}$ osservata. La figura 4.7 mostra il limite superiore della sezione d'urto attesa e osservata al 95% CL, in funzione di $m_{4\ell}$ per dati raccolti nel 2011 e 2012.
La consistenza con un risultato osservato con l'ipotesi di solo fondo può essere

	Segnale totale in tutto l'intervallo di massa	Segnale	ZZ^*	$Z + jet, t\bar{t}$	S/B	atteso	osservato
			$\sqrt{s} = 8$ TeV				
4μ	5.8 ± 0.7	5.3 ± 0.7	2.3 ± 0.1	0.5 ± 0.13	1.9	8.1 ± 0.9	11
$2\mu 2e$	3.0 ± 0.4	2.6 ± 0.4	1.2 ± 0.1	1.01 ± 0.21	1.2	4.81 ± 0.7	4
$2e2\mu$	4.0 ± 0.5	3.4 ± 0.4	1.7 ± 0.1	0.51 ± 0.16	1.5	5.6 ± 0.7	6
$4e$	2.9 ± 0.4	2.3 ± 0.3	1.0 ± 0.1	0.62 ± 0.16	1.4	3.9 ± 0.6	6
totale	15.7 ± 2.0	13.7 ± 1.8	6.2 ± 0.4	2.62 ± 0.34	1.6	22.5 ± 2.9	27
			$\sqrt{s} = 7$ TeV				
4μ	1.0 ± 0.1	0.97 ± 0.13	0.49 ± 0.02	0.05 ± 0.02	1.8	1.5 ± 0.2	2
$2\mu 2e$	0.4 ± 0.1	0.39 ± 0.05	0.21 ± 0.02	0.55 ± 0.12	0.5	1.2 ± 0.1	1
$2e2\mu$	0.7 ± 0.1	0.57 ± 0.08	0.33 ± 0.02	0.04 ± 0.01	1.5	0.9 ± 0.1	2
$4e$	0.4 ± 0.1	0.29 ± 0.04	0.15 ± 0.01	0.49 ± 0.12	0.5	0.9 ± 0.1	0
totale	2.5 ± 0.4	2.2 ± 0.3	1.17 ± 0.07	1.12 ± 0.17	1.0	4.5 ± 0.5	5
			$\sqrt{s} = 8$ TeV e $\sqrt{s} = 7$ TeV				
4μ	6.8 ± 0.8	6.3 ± 0.8	2.8 ± 0.1	0.55 ± 0.15	1.9	9.6 ± 1.0	13
$2\mu 2e$	3.4 ± 0.5	3.0 ± 0.4	1.4 ± 0.1	1.56 ± 0.33	1.0	6.0 ± 0.8	5
$2e2\mu$	4.7 ± 0.6	4.0 ± 0.5	2.1 ± 0.1	0.55 ± 0.17	1.5	6.6 ± 0.8	8
$4e$	3.3 ± 0.5	2.6 ± 0.4	1.2 ± 0.1	1.11 ± 0.28	1.1	4.9 ± 0.8	6
totale	18.2 ± 2.4	15.9 ± 2.1	7.4 ± 0.4	3.74 ± 0.93	1.4	27.1 ± 3.4	32

Tabella 4.4: Il numero di eventi di segnale atteso e di fondo atteso nell'ipotesi $m_H = 125$ GeV, con gli eventi osservati, entro una finestra di ± 5 GeV intorno 125 GeV per i 20.7 fb^{-1} di dati a $\sqrt{s} = 8$ TeV e 4.6 fb^{-1} di dati a $\sqrt{s} = 7$ TeV e per la combinazione



(a) (b)

Figura 4.6: Distribuzione della massa invariante dei quattro leptoni, $m_{4\ell}$, per i candidati selezionati, col fondo atteso per i dati combinati a $\sqrt{s} = 7$ TeV e $\sqrt{s} = 8$ TeV, nell'intervallo di massa (a) $80 - 170$ GeV e (b) $170 - 900$ GeV. Sono mostrati anche gli eventi per un segnale atteso con $m_H = 125$ GeV.

quantificata usando la probabilità p_0, ossia la probabilità che, in assenza di segnale, i processi di fondo producano una fluttuazione uguale, o superiore al numero di eventi osservato. La probabilità p_0 può essere espressa in termini di significanza in σ gaussiane. In figura 4.8 la probabilità p_0 viene riportata in funzione della massa $m_{4\ell}$ nell'intervallo $110 - 180$ GeV, sia per i dati combinati che separati. In tabella 4.5 sono riportati i valori più bassi osservati del p_0 con la corrispondente massa ed i valori attesi, sia per i dati combinati che separati. Come si può vedere un eccesso di eventi sul fondo atteso è stato osservato per $m_H = 124.3$ GeV, con un $p_0 = 2.7 \times 10.^{-11}$ (6.6σ). Il canale $H \to ZZ^* \to 4\ell$ da solo supera le 5σ che per convenzione sono utilizzate per caratterizzare una scoperta.

4.3.2 Misura della massa

In figura 4.9(a) è mostrata la likelihood profilata in funzione di m_H per i dati combinati del 2011 e 2012, con e senza l'inclusione delle sistematiche. In figura 4.9(b) si riporta la likelihood profilata per ogni canale. Il valore della massa ottenuto dal fit è $m_H = 124.3^{+0.6}_{-0.5}(stat)^{+0.5}_{-0.3}(sist)$ GeV.

	Osservato			Atteso	
dati	min p_0	significanza $[\sigma]$	$m_H(p_0)$	min p_0	significanza $[\sigma]$
$\sqrt{s} = 7$ TeV	2.5×10^{-3}	2.8	125.6 GeV	3.5×10^{-2}	1.8
$\sqrt{s} = 8$ TeV	8.8×10^{-10}	6.0	124.1 GeV	2.8×10^{-5}	4.0
combinato	2.7×10^{-11}	6.6	124.3 GeV	5.7×10^{-6}	4.4

Tabella 4.5: p_0 osservato e atteso per i dati a $\sqrt{s} = 7$ TeV, $\sqrt{s} = 7$ TeV e combinati.

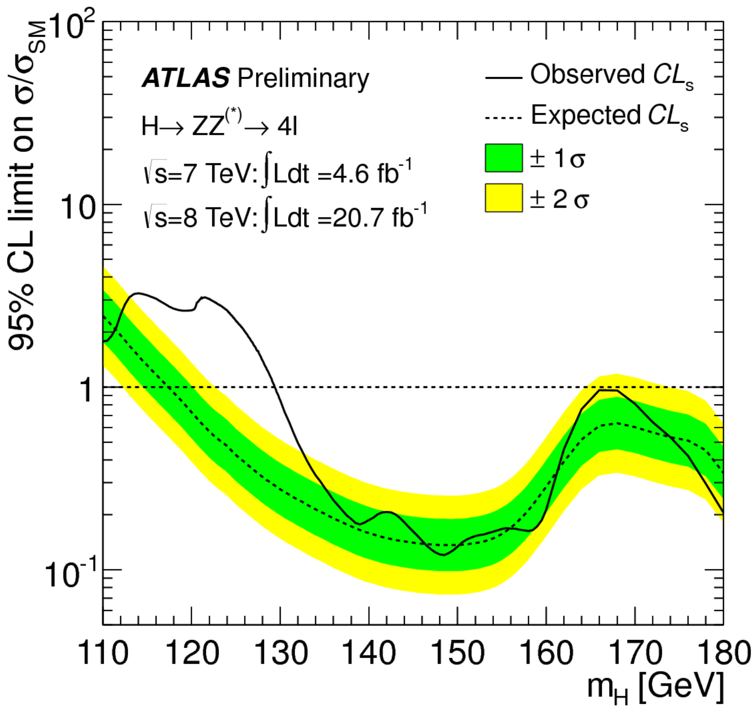


Figura 4.7: Limite superiore al 95% CL atteso (linea tratteggiata) e osservato (linea continua) della sezione d'urto di produzione del bosone di Higgs prevista dal Modello Standard in funzione della massa m_H nella regione di bassa massa, divisa per la sezione d'urto del bosone di Higgs attesa dal Modello Standard, per i dati combinati a $\sqrt{s} = 7$ TeV e $\sqrt{s} = 8$ TeV . Le bande verde e gialle indicano i limiti attesi entro fluttuazioni rispettivamente di $\pm 1\sigma$ e $\pm 2\sigma$.

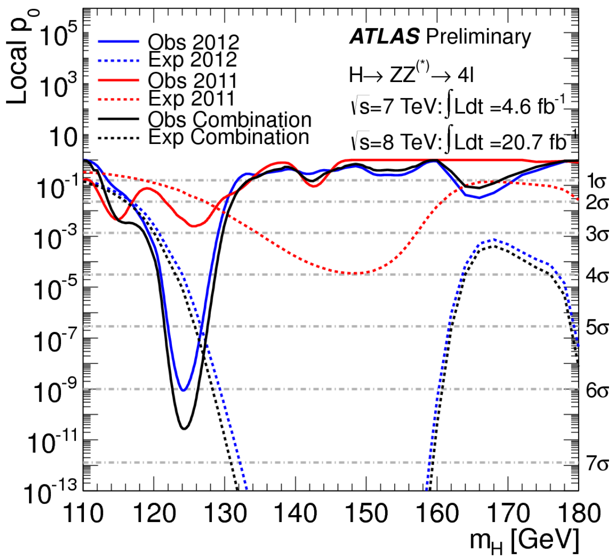
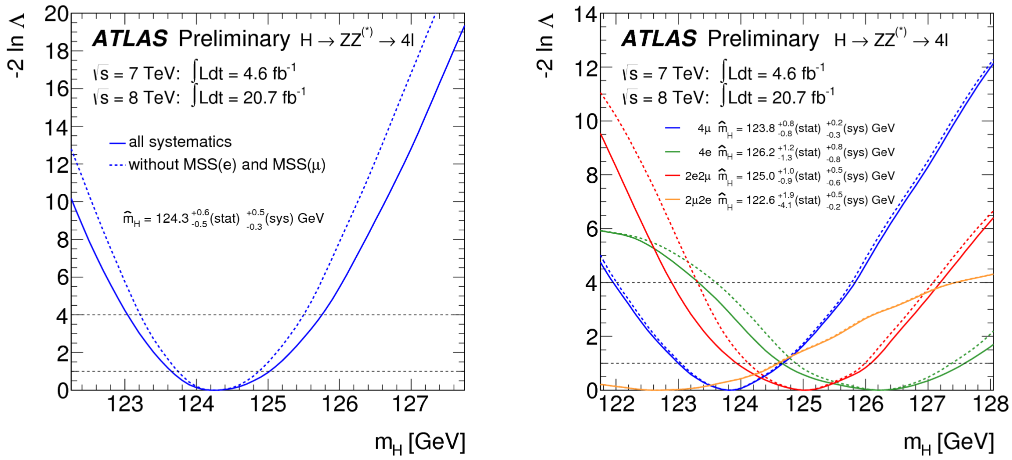


Figura 4.8: Il p_0 locale osservato (linea continua) e atteso (linea tratteggiata) per i dati del 2011 (rosso), 2012 (blu) e combinati (nero).



(a) (b)

Figura 4.9: Likelihood profilata in funzione di m_H (a) per la combinazione di tutti i canali, (b) per ogni canale, per i dati combinati a $\sqrt{s} = 7$ TeV e $\sqrt{s} = 8$ TeV. Sono riportate le likelihood profilate sia senza (linea tratteggiata) che con le sistematiche L'incertezza sul valore del fit ha un CL al 68% (95%) dove la funzione vale 1 (4) .

4.3.3 Signal strength

Il signal strength μ agisce come fattore di scala sul numero totale di eventi predetti dal Modello Standard per ognuno dei processi di segnale del bosone di Higgs. In figura 4.10 si riportano le linee di contorno del rapporto di likelihood profilato al 68% CL e 95% CL con e senza le incertezze sistematiche di μ in funzione di m_H. Il valore di μ per $m_H = 124.3$ GeV è $\mu = 1.7^{+0.5}_{-0.4}$.

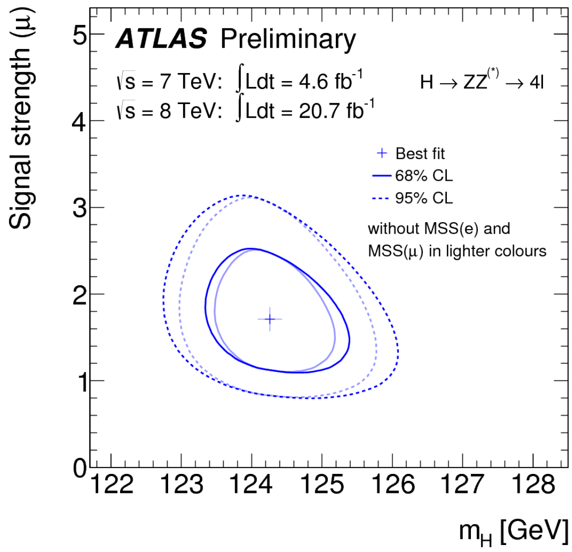


Figura 4.10: Linee di contorno del rapporto di likelihood nel piano (μ,m_H), che nel limite asintotico, corripondono acurve di livello al 68% e 95%. Le linee continue includono le incertezze dovuto al mass scale.

Capitolo 5

Misura delle proprietà di spin-CP nel canale $H \to ZZ^* \to 4\ell$

La misura dello spin e della parità della nuova risonanza assume un ruolo centrale nel programma di fisica attuale e futura della collaborazione ATLAS a LHC, in quanto potrà confermare o meno le caratteristiche del bosone e stabilire se le sue proprietà sono quelle previste dal Modello Standard ($J^P = 0$). La recente osservazione del decadimento $H \to \gamma\gamma$ preclude la possibilità dell'ipotesi di spin 1, così come previsto dal teorema di Landau-Yang [41]. Tuttavia qualora i decadimenti $H \to \gamma\gamma$ e $H \to ZZ^* \to 4\ell$ dovessero appartenere a due risonanze diverse con masse simili la possibilità di risonanza con spin 1 dovrebbe essere di nuovo considerata.
Il decadimento $H \to ZZ^* \to 4\ell$ è un canale eccellente per misurare lo spin, la parità e la struttura tensoriale degli accoppiamenti del nuovo bosone dal momento che è possibile ricostruire l'intera cinematica del decadimento. Nei canali $H \to WW^* \to 2\ell 2\nu$ e $H \to \gamma\gamma$ sono infatti disponibili un numero inferiore di informazioni cinematiche.

5.1 Cinematica di produzione e decadimento

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

$$gg/q\bar{q} \to H(q) \to V_1(q_1)V_2(q_2),\ V_1 \to f(q_{11})\bar{f}(q_{12}),\ V_1 \to f(q_{21})\bar{f}(q_{22}) \quad (5.1)$$

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

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

Le tre masse invarianti m_H, m_1 (ossia la massa del bosone vettoriale più pesante), m_2 (la massa del bosone più leggero) e sei angoli caratterizzano completamente la cinematica del processo descritta in eq. 5.1 nel sistema a riposo della risonanza. Cinque angoli sono riportati in figura 5.1, mentre il sesto definisce una rotazione globale nel piano trasverso all'asse di collisione e pertanto non è illustrato. I cinque angoli di produzione e decadimento sono definiti nel seguente modo [42]:

- $\theta^* \in [0, \pi]$ e $\phi^* \in [-\pi, \pi]$ sono definiti dalla direzione del versore di V_1, $\hat{q}_1 = (\sin\theta^* \cos\Phi^*, \sin\theta^* \sin\Phi^*, \cos\theta^*)$, nel sistema a riposo di H. In questo sistema di riferimento, l'asse di collisione è allineato con l'asse z, $\hat{n}_z = (0, 0, 1)$ coincidente con la direzione di un quark o di un gluone iniziale. Si noti che l'angolo ϕ^* introduce solamente una fase globale, e pertanto non sarà considerato nell'analisi.

- $\phi \in [-\pi, \pi]$ e $\phi_1 \in [-\pi, \pi]$ sono gli angoli azimutali tra i tre piani costruiti dai prodotti di decadimento della risonanza H e da quelli dei due bosoni V_i nel sistema a riposo di H. Gli angoli sono esplicitamente definiti come:

$$\begin{aligned} \Phi &= \frac{\vec{q}_1 \cdot (\hat{n}_1 \times \hat{n}_2)}{|\vec{q}_1 \cdot (\hat{n}_1 \times \hat{n}_2)|} \times \cos^{-1}(-\hat{n}_1 \cdot \hat{n}_2), \\ \Phi_1 &= \frac{\vec{q}_1 \cdot (\hat{n}_1 \times \hat{n}_{\mathrm{sc}})}{|\vec{q}_1 \cdot (\hat{n}_1 \times \hat{n}_{\mathrm{sc}})|} \times \cos^{-1}(\hat{n}_1 \cdot \hat{n}_{\mathrm{sc}}), \end{aligned} \tag{5.2}$$

  dove i vettori normali ai tre piani sono

$$\hat{n}_1 = \frac{\vec{q}_{11} \times \vec{q}_{12}}{|\vec{q}_{11} \times \vec{q}_{12}|}, \qquad \hat{n}_2 = \frac{\vec{q}_{21} \times \vec{q}_{22}}{|\vec{q}_{21} \times \vec{q}_{22}|}, \quad \text{and} \quad \hat{n}_{\mathrm{sc}} = \frac{\hat{n}_z \times \vec{q}_1}{|\hat{n}_z \times \vec{q}_1|}. \tag{5.3}$$

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

- Infine θ_1 e $\theta_2 \in [0, \pi]$ sono gli angoli tra il leptone negativo dello stato finale e la direzione di volo del bosone Z dal quale è decaduto.

$$\theta_1 = \cos^{-1}\left(-\frac{\vec{q}_2 \cdot \vec{q}_{11}}{|\vec{q}_2||\vec{q}_{11}|}\right), \quad \theta_2 = \cos^{-1}\left(-\frac{\vec{q}_1 \cdot \vec{q}_{21}}{|\vec{q}_1||\vec{q}_{21}|}\right), \tag{5.4}$$

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

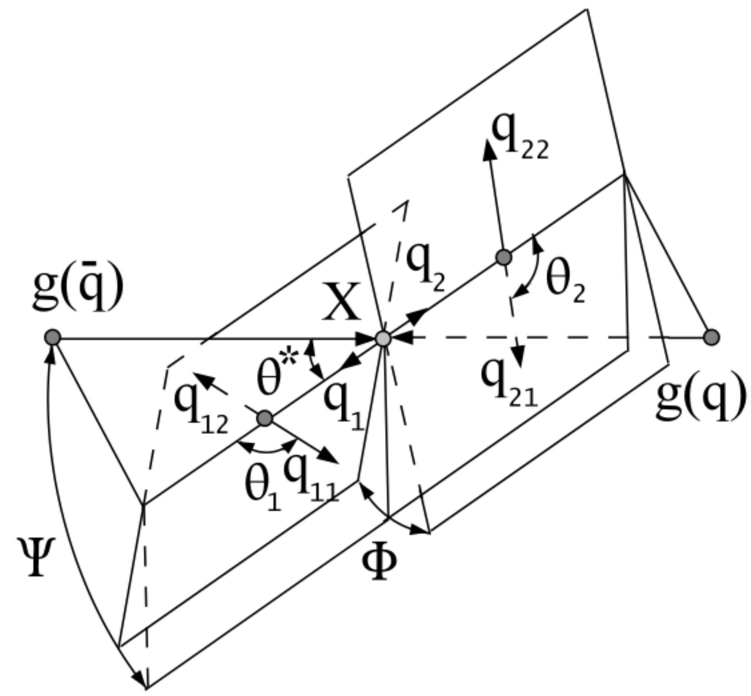


Figura 5.1: Illustrazione degli angoli di produzione e decadimento per una risonanza X che decade in due bosoni vettoriali V_i, con stato finale a quattro leptoni. Le definizioni degli angoli sono nel testo.

Le masse invarianti dei bosoni V_i, i sei angoli di decadimento sopra definiti, ed il quadrimpulso dello stato iniziale partonico costituiscono i dodici gradi di libertà che chiudono completamente la cinematica dell'evento. Nel caso di un bosone a spin zero, la sezione d'urto di produzione non dipende dagli angoli di produzione θ^*, ϕ_1. Quindi differenti parità possono essere distinte studiando solo gli angoli di decadimento θ_1, θ_2, ϕ. Per altre ipotesi di spin tutti e cinque gli angoli sono indispensabili per discriminare tra i vari casi. In figura 5.2 e figura 5.3 si riportano rispettivamente le distribuzioni delle masse e degli angoli per i casi di spin 0,1,2 e per il fondo ZZ.
Come già detto, gli angoli di produzione sono definiti nel sistema a riposo della risonanza. In generale è possibile mostrare che alcune variabili angolari (in particolare θ^*) hanno una seppure debole dipendenza dal p_T della risonanza. È possibile minimizzare questo effetto utilizzando il sistema di riferimento di

Collins-Soper [43]. L'impatto del p_T della risonanza è tuttavia trascurabile rispetto all'incertezza statistica relativa ai dati raccolti a $\sqrt{s} = 7$ TeV e $\sqrt{s} = 8$ TeV

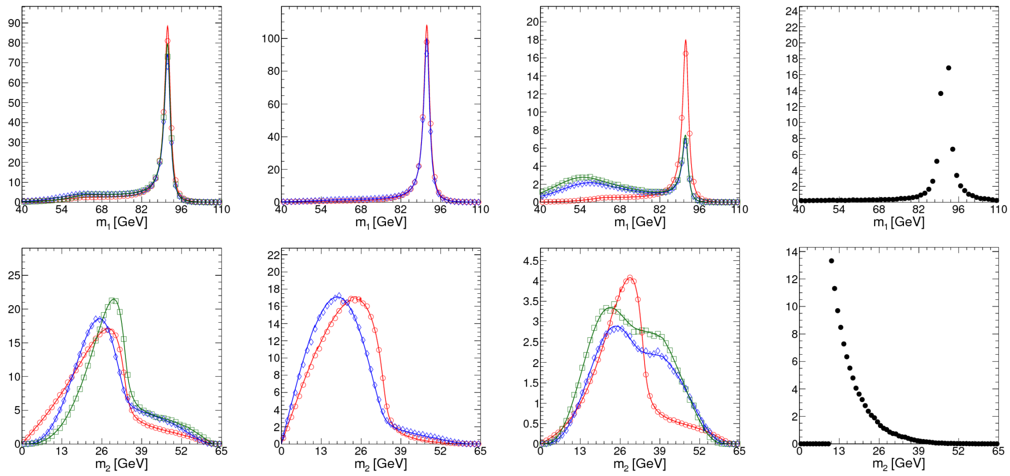


Figura 5.2: Distribuzioni delle osservabili m_1 e m_2. Da sinistra verso destra: spin 0,1,2 e fondo ZZ. Le ipotesi di segnale sono J_m^+ (cerchi rossi),J_h^+ (quadrati verdi) e J_m^- (rombi blu).

5.2 Struttura tensoriale del vertice $H \to ZZ^*$

Per una risonanza con spin 0 che decade in due bosoni vettoriali V, la forma più generale dell'ampiezza di scattering si può scrivere:

$$A(X \to V_1V_2) = v^{-1}[g_1 M_V^2 \varepsilon_1^* \varepsilon_2^* + g_2 f_{\mu\nu}^{*(1)} f^{*(2)\mu\nu} + g_3 f^{*(1)\mu\nu} f_{\mu\alpha}^{*(2)} \frac{q_\nu q^\alpha}{\Lambda^2} + g_4 f_{\mu\nu}^{*(1)} \tilde{f}^{*(2)\mu\nu}] \tag{5.5}$$

dove $g_{1,\ldots,4}$ sono le costanti di accoppiamento e $f^{*(i)\mu\nu}$ denota il tensore del campo del bosone vettoriale con impulso q_i:

$$f^{(i)\mu\nu} = \epsilon_i^\mu q_i^\nu - \epsilon_i^\nu q_i^\mu, \qquad \tilde{f}_{\mu\nu}^{(i)} = \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \epsilon_i^\alpha q_i^\beta. \tag{5.6}$$

Λ è la scala alla quale si potrebbero verificare fenomeni di nuova fisica oltre il Modello Standard.
L'ampiezza di scattering nel caso di spin 1 è:

$$A(X \to V_1V_2) = g_1[(\varepsilon_1^* q)(\varepsilon_2^* \varepsilon_X) + (\varepsilon_2^* q)(\varepsilon_1^* \varepsilon_X)] + g_2 \varepsilon_{\alpha\mu\nu\beta} \varepsilon_X^\alpha \varepsilon_1^{*\mu} \varepsilon_2^{*\nu} \tilde{q}^\beta. \tag{5.7}$$

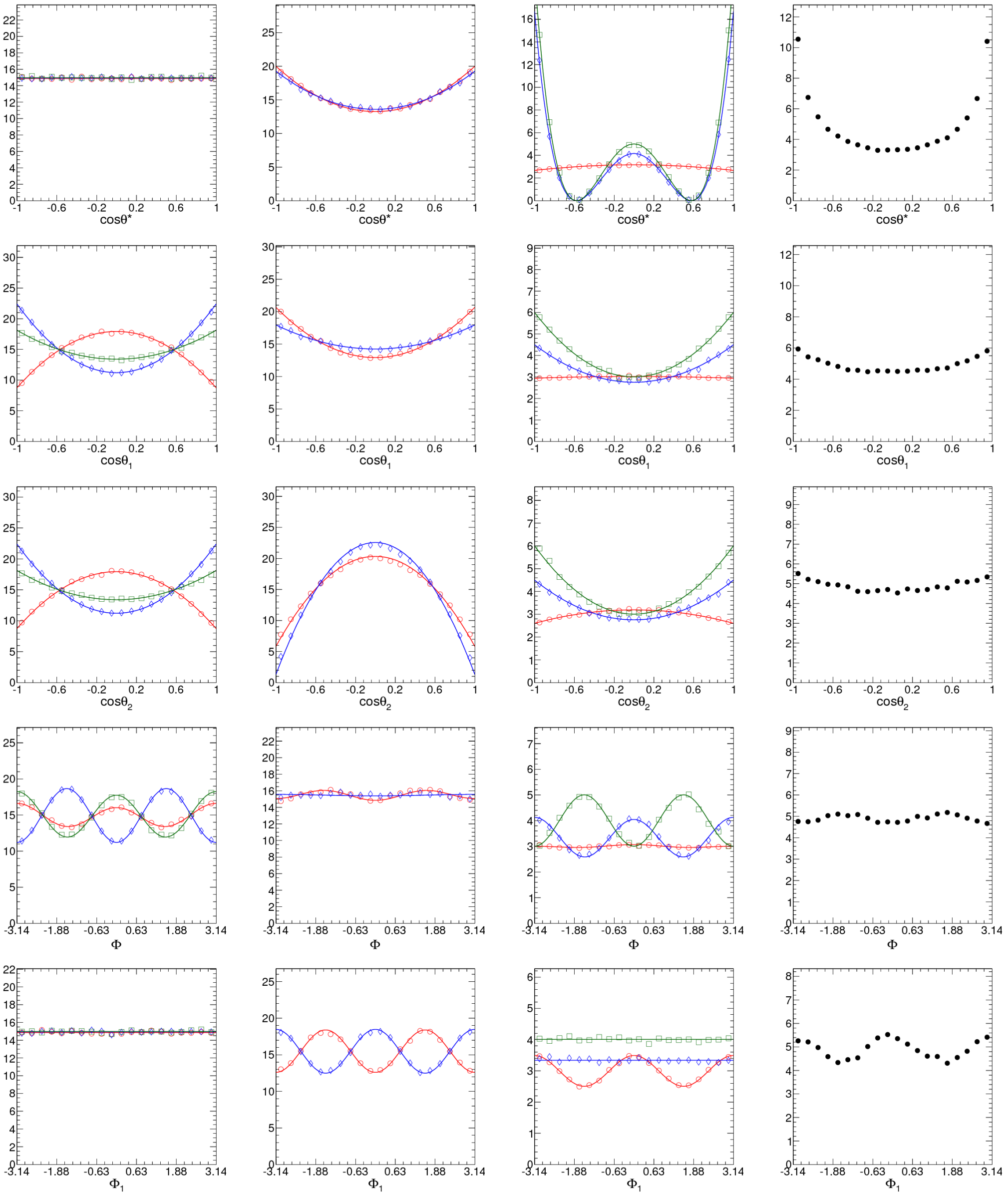


Figura 5.3: Distribuzioni delle osservabili angolari. Da sinistra verso destra: spin 0,1,2 e fondo ZZ. Le ipotesi di segnale sono J_m^+ (cerchi rossi),J_h^+ (quadrati verdi) e J_m^- (rombi blu).

J^P	Produzione	Decadimento	Caratteristica
0^+	$gg \to X$:	$g_1 = 1$ $g_2 = g_3 = g_4 = 0$	Bosone di Higgs SM
0^-	$gg \to X$:	$g_4 = 1$ $g_1 = g_2 = g_3 = 0$	"Pseudo-scalare"
1^+	$q\bar{q} \to X$:	$g_1 = 0$ $g_2 = 1$	
1^-	$q\bar{q} \to X$:	$g_1 = 1$ $g_2 = 0$	
2^+_m	$gg \to X$: $g_1 = 1$	$g_1 = g_5 = 1$	Modello a gravitone con accoppiamento minimale
2^+_m	$q\bar{q} \to X$: $g_1 = 1$	$g_1 = g_5 = 1$	Modello a gravitone con accoppiamento minimale
2^-	$gg \to X$: $g_1 = 1$	$g_8 = g_9 = 1$	"Pseudo-tensore"

Tabella 5.1: Scelta dei parametri di accoppiamento per i modelli di spin 0,1, e 2 considerati nell'analisi.

ε_X è il vettore di polarizzazione della risonanza X.
Per il caso di spin 2:

$$\begin{aligned}
A(X \to V_1 V_2) = \Lambda^{-1} \Big[& 2g_1 X_{\mu\nu} f^{*(1)\mu\alpha} f^{*(2)\nu}_{\alpha} + 2g_2 X_{\mu\nu} \frac{q_\alpha q_\beta}{\Lambda^2} f^{*(1)\mu\alpha} f^{*(2)\nu\beta} \\
& + g_3 \frac{\tilde{q}^\beta \tilde{q}^\alpha}{\Lambda^2} X_{\beta\nu} \left(f^{*(1)\mu\nu} f^{*(2)}_{\mu\alpha} + f^{*(2)\mu\nu} f^{*(1)}_{\mu\alpha} \right) + g_4 \frac{\tilde{q}^\mu \tilde{q}^\nu}{\Lambda^2} X_{\mu\nu} f^{*(1)\alpha\beta} f^{*(2)}_{\alpha\beta} \\
& + m_V^2 X_{\mu\nu} \left(2g_5 \epsilon_1^{*\mu} \epsilon_2^{*\nu} + 2g_6 \frac{\tilde{q}^\mu q_\alpha}{\Lambda^2} \left(\epsilon_1^{*\nu} \epsilon_2^{*\alpha} - \epsilon_1^{*\alpha} \epsilon_2^{*\nu} \right) + g_7 \frac{\tilde{q}^\mu \tilde{q}^\nu}{\Lambda^2} (\epsilon_1^* \epsilon_2^*) \right) \\
& + g_8 \frac{\tilde{q}^\mu \tilde{q}^\nu}{\Lambda^2} X_{\mu\nu} f^{*(1)\alpha\beta} \tilde{f}^{*(2)}_{\alpha\beta} \\
& + m_V^2 X_{\mu\alpha} \tilde{q}^\alpha \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} \left(g_9 \frac{q^\sigma}{\Lambda^2} \epsilon_1^{*\nu} \epsilon_2^{*\rho} + g_{10} \frac{q^\rho \tilde{q}^\sigma}{\Lambda^4} \left(\epsilon_1^{*\nu} (q\epsilon_2^*) + \epsilon_2^{*\nu} (q\epsilon_1^*) \right) \right) \Big] . \qquad (5.8)
\end{aligned}$$

I coefficienti g_i sono i parametri di accoppiamento della lagrangiana effettiva. In generale sono numeri complessi dipendenti dall'impulso. A seconda dei valori che assumono si possono costruire diversi modelli teorici sul bosone di Higgs. Ad esempio, il bosone di Higgs previsto dal Modello Standard ha $J^P = 0^+$ e corrisponde ad uno scenario in cui al tree level $g_1 = 1$ e $g_2 = g_3 = g_4 = 0$. Includendo correzioni radiative si ha $g_2 \neq 0$, ma in ogni caso si ha $|g_1| \gg |g_2|$ Modelli esotici, tensoriali, pseudo-tensoriali, con violazione di CP [45] possono quindi verificarsi a seconda dei valori g_i misurati. In tabella 5.1 sono riportati i parametri di accoppiamento che sono stati utilizzati nell'analisi per la modellizzazione delle diverse ipotesi di spin-parità.

La distribuzione differenziale della massa, dopo aver integrato sui cinque angoli ha la forma:

$$\frac{d\Gamma_J}{dm_1 dm_2} \propto \sum_{\alpha,\beta=-,0,+} |A_{\alpha\beta}(m_1, m_2)|^2 \times P(m_1, m_2), \qquad (5.9)$$

dove $A_{\alpha\beta}$ sono le ampiezze di scattering e $P(m_1, m_2)$ è:

$$\begin{aligned} P(m_1,m_2) = &\left[1 - \frac{(m_1+m_2)^2}{m_H^2}\right] \times \left[1 - \frac{(m_1-m_2)^2}{m_H^2}\right] \\ &\times \frac{m_1^3}{(m_1^2-m_V^2)^2 + m_V^2\Gamma_V^2} \times \frac{m_2^3}{(m_2^2-m_V^2)^2 + m_V^2\Gamma_V^2}. \end{aligned} \tag{5.10}$$

Le osservabili utilizzate nell'analisi sono sensibili alle diverse ipotesi di spin-parità. Queste sono intimamente collegate alle ampiezza di elicità $A_{\lambda_1\lambda_2}$ ottenute a loro volta dall'ampiezza di scattering che descrive l'interazione della risonanza con i bosoni vetoriali.
L'ampiezza di scattering può essere riscritta in termini di nuovi coefficienti che risultano essere combinazione dei parametri di accoppiamento g_i. Con riferimento al caso di spin 0 l'equazione 5.5 riscritta in funzione dei nuovi coefficienti a_i diventa:

$$A(X \to V_1V_2) = v^{-1}\epsilon_1^{*\mu}\epsilon_2^{*\nu}\left(a_1 g_{\mu\nu} m_X^2 + a_2\, q_\mu q_\nu + a_3 \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}\, q_1^\alpha q_2^\beta\right). \tag{5.11}$$

I coefficienti $a_{1,2,3}$ a sono collegati a $g_{1,2,3,4}^{(0)}$ dalle seguenti relazioni:

$$\begin{aligned} a_1 &= g_1^{(0)}\frac{m_V^2}{m_X^2} + \frac{s}{m_X^2}\left(2g_2^{(0)} + g_3^{(0)}\frac{s}{\Lambda^2}\right) \\ a_2 &= -\left(2g_2^{(0)} + g_3^{(0)}\frac{s}{\Lambda^2}\right) \\ a_3 &= -2g_4^{(0)}, \end{aligned} \tag{5.12}$$

dove s viene definito come

$$s = q_1 q_2 = \frac{m_X^2 - m_1^2 - m_2^2}{2}. \tag{5.13}$$

Per una risonanza con spin 0 con gli accoppiamenti mostrati in equazione 5.11, le ampiezze di elicità si scrivono:

$$\begin{aligned} A_{00} &= -\frac{m_X^2}{v}\left(a_1\sqrt{1+x} + a_2\frac{m_1m_2}{m_X^2}x\right), \\ A_{++} &= \frac{m_X^2}{v}\left(a_1 + ia_3\frac{m_1m_2}{m_X^2}\sqrt{x}\right), \\ A_{--} &= \frac{m_X^2}{v}\left(a_1 - ia_3\frac{m_1m_2}{m_X^2}\sqrt{x}\right), \end{aligned} \tag{5.14}$$

ed x è

$$x = \left(\frac{m_X^2 - m_1^2 - m_2^2}{2m_1m_2}\right)^2 - 1. \tag{5.15}$$

Due dei tre coefficienti a_1, a_2, e a_3 possono essere in generale numeri complessi. Gli accoppiamenti a_1 e a_2 descrivono l'interazione di una particella CP pari con due bosoni di gauge. L'accoppiamento a_3 è responsabile dell'interazione di una particella con CP dispari. Il Modello Standard prevede $a_1 = 1$ e $a_2 = a_3 = 0$. La violazione di CP nel settore dell'Higgs si ha quando sia a_3 che a_1 e/o a_2 sono diversi da zero.

5.3 Metodologia d'analisi

L'obiettivo finale dell'analisi è la misura sperimentale di tutte le ampiezze di elicità che coinvolgono la risonanza ed i bosoni vettoriali. I parametri nelle distribuzioni angolari e di massa sono parametri di un fit multidimensionale applicato ai dati ottenuti. Una tale procedura richiede un campione di eventi di segnale molto grande e non ancora disponibile.
Il primo passo nell'analisi è comprendere quindi le proprietà di spin-parità della risonanza, distinguendo tra diverse ipotesi di spin-parità della risonanza (**Test d'ipotesi a coppie**), escludendo con un certo livello di confidenza statistica C.L. un'ipotesi in favore di un'altra. Va tuttavia notato che il risultato di un test di ipotesi non fornisce alcuna misura su quella che è la struttura tensoriale della particella.
Dagli attuali risultati sperimentali sui test d'ipotesi si riscontra che l'ipotesi $J^P = 0^+$ risulta essere favorita rispetto a quelle previste da modelli esotici [37, 44].
Nel presente lavoro di tesi si descriverà una tecnica che permette la misura degli accoppiamenti anomali per il vertice $H \to ZZ^*$ di un bosone con spin 0. Si assume che le costanti di accoppiamento soddisfino una condizione gerarchica in cui $g_1 \gg g_{2,4}$, e che gli accoppiamenti non standard forniscano piccole modifiche ai contributi del Modello Standard.
L'analisi effettuata fa uso del fit di likelihood, e fornisce un primo risultato relativo alla sensibilità sui contributi non previsti dal Modello Standard per il vertice $H \to ZZ^*$. Per quest'obiettivo sono stati sviluppati due metodi complementari:

1. un fit sul rapporto tra i parametri di accoppiamento (**Fit 2D con discriminante 1D**);

2. un fit multidimensionale a tutti i parametri di accoppiamento usando l'inseme completo di osservabili cinematiche (**Fit 8D**).

Con questo approccio si possono estrapolare informazioni sui parametri di accoppiamento g_i, fissando dei limiti superiori per i loro valori.

5.4 Produzione degli eventi

Il generatore JHU Leading Order (LO) è stato utilizzato per simulare il decadimento di un bosone di Higgs Standard Model per tutti gli stati con spin e parità considerati, sia per $\sqrt{s} = 7$ TeV che per $\sqrt{s} = 8$ TeV. Il generatore PYTHIA MC viene impiegato per gli sciami partonici. La validazione del JHU MC viene fatta confrontando i dati con il generatore POWHEG Next to Leading Order (NLO) [?], dato che questo fornisce le migliori predizioni per il p_T di un bosone di Higgs previsto dal Modello Standard.
In quest'analisi vengono considerati risonanze CP pari e dispari, con spin 0,1 e 2. Mentre le proprietà degli stati a spin 0 e 1 sono ben definite e note, quelle degli stati a spin 2 sono fortemente dipendenti dal modello teorico assunto.
Il meccanismo di produzione dominante di bosoni scalari pesanti a LHC è la fusione gluoni-gluoni. La produzione VBF e VH risulta essere trascurabile nel canale ZZ^* e quindi non viene considerata in quest'analisi.
Al contrario di una risonanza con spin-0, uno stato con spin 2 può essere prodotto anche attraverso la fusione $q\bar{q}$ nel canale s. Non è nota la frazione relativa di gg e $q\bar{q}$ nel meccanismo di produzione di bosoni con spin 2. Per ottenere una stima indipendente dal modello, si considerano i seguenti casi:

- 100% gg
- 100% gg 25% $q\bar{q}$
- 100% gg 50% $q\bar{q}$
- 100% gg 75% $q\bar{q}$
- 100% $q\bar{q}$

Poichè non ci sono effetti di interferenza nella produzione si possono creare i modelli scelti semplicemente mescolando gli eventi dal corrispondente campione Monte Carlo.

5.5 Selezione degli eventi

Gli eventi non vengono separati in base al loro meccanismo di produzione, ma si effettua una studio completamente inclusivo. Gli eventi appartengono alla regione di segnale 115 GeV $< m_{4\ell} <$ 130 GeV. Per aumentare la sensitività totale, questa regione di segnale viene divisa in due regioni:

- alto S/B: corrispondente ad una regione con alto rapporto segnale–rumore, nell'intervallo di massa 121 GeV $< m_{4\ell} <$ 127 GeV;

- basso S/B: corrispondente ad una regione con basso rapporto segnale–rumore, negli intervalli di massa 115 GeV $< m_{4\ell} <$ 121 GeV $\cup$ 127 GeV $< m_{4\ell} <$ 130 GeV;

Da questa divisione della regione di massa si stima un aumento in sensitività per ogni ipotesi testata di $\sim 6\%$.
Si assume che la massa della risonanza osservata sia di 125 GeV e che decada sia nel canale ZZ^* che Z^*Z^*. Le masse osservate di bosoni Z possono essere usate per discriminare tra diversi stati di spin e parità. Le stime del fondo e della regione di segnale sono ottenute usando sia metodi data-driven $Z + jet$, $t\bar{t}$ che tecniche Monte Carlo.

Campione	Frazione di candidati WP	
Canale	4μ	4e
Powheg ggH125	9.4 ± 0.4	11.0 ± 0.7
JHU ggH125 0p	9.2 ± 0.5	10.9 ± 0.7
JHU ggH125 0m	13.5 ± 0.6	13.9 ± 0.8
JHU qqH125 1p	3.5 ± 0.3	4.1 ± 0.5
JHU qqH125 1m	6.8 ± 0.3	6.9 ± 0.5
JHU ggH125 2p	6.3 ± 0.4	6.5 ± 0.5
JHU qqH125 2p	6.0 ± 0.4	6.5 ± 0.6
JHU ggH125 2m	16.7 ± 0.6	15.9 ± 0.8
JHU qqH125 2m	13.2 ± 0.7	16.8 ± 1.3
Powheg ZZ	17.8 ± 0.3	16.4 ± 0.4

Tabella 5.2: Frazione di candidati WP stimati nella regione di massa 115-130 GeV con i campioni JHU e POWHEG .

5.6 Implementazione del metodo MELA

Il lavoro di analisi presentato in questo lavoro di tesi è basato sul cosiddetto **M**atrix **EL**ement **A**pproach(MELA) [46]. Questo metodo consente di utilizzare al meglio le informazioni cinematiche provenienti dal decadimento $H \to ZZ^* \to 4\ell$ e di massimizzare la sensitività. La metodologia sperimentale applicata segue il metodo proposto in [42], e fornisce i calcoli teorici completi che descrivono la struttura generale delle ampiezze di scattering e le distribuzioni angolari generali per il processo $H \to ZZ^*$, includendo anche il

trattamento completo delle cinematica dei bosoni vettoriali.
Nel calcolo dell'elemento di matrice vengono considerati sia i meccanismi di produzione da fusione gluone-gluone (gg) che l'annichilazione quark-antiquark ($q\bar{q}$). In questo modo si può ottenere una descrizione completa di tutti i possibili stati iniziali di polarizzazione per le ipotesi di risonanza con spin 0, 1 e 2, tramite una descrizione cinematica del tutto generale e l'inclusione di tutte le correlazioni tra gli spin.

5.6.1 Funzione di densità di probabilita $\mathbf{J^P}$ – MELA

La funzione di likelihood estesa $\mathcal{L}$, che descrive gli eventi di segnale è:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}(m_{4\ell}, m_{Z_1}, m_{Z_2}, \vec{\Omega}|g_1, ..g_{10}, f_{z_0}, ..f_{z_2}) = \prod_{\text{categorie}} \text{Pois}(N_S)\cdot \\ \prod_{\text{eventi}} \cdot PDF_s(m_{4\ell}, m_{Z_1}, m_{Z_2}, \vec{\Omega}|g_1, ..g_{10}, f_{z_0}, ..f_{z_2}) \end{aligned} \tag{5.16}$$

PDF_S indica la funzione densità di probabilità del segnale e

- Pois(N_S) è la distribuzione di Poisson del numero di eventi di segnale in una data categoria, con valore atteeso N_S;
- $m_{4\ell}$ è la massa invariante del candidato Higgs;
- m_{Z_1} e m_{Z_2} sono le masse dei due bosoni Z;
- $\vec{\Omega}$ rappresenta il vettore che ha per componenti le cinque variabili angolari descritte in 5.1 usate per caratterizzare la produzione ($cos(\theta^\star)$, ϕ_1), ed il decadimento ($cos(\theta_1)$, $cos(\theta_2)$, ϕ) del candidato bosone di Higgs;
- i coefficienti $g_i, i = 1\ldots$ e $f_{z_0} \ldots f_{z_2}$ sono i parametri di accoppiamento della teoria.

La produttoria di ogni singolo evento nella likelihood viene eseguita su tutti gli eventi candidati e su tutte le categorie, cioè sui diversi canali di decadimento in quattro leptoni del vertice $H \to ZZ^*$: (4μ, $2e2\mu$, $2\mu 2e$, $4e$) e sulle diverse misure (per esempio a 7 e 8 TeV).
Si osservi che dal momento che la PDF di segnale descrive la probabilità di un evento completamente ricostruito e selezionato, data la particolare ipotesi scelta, si deve tener conto delle correzioni dovute all'accettanza del rivelatore e alla selezioni dell'analisi (paragrafo 4.1).
Un aspetto particolarmente rilevante risiede nella possibilità che nei canali

4μ e $4e$ si possa verificare un'errata ricostruzione delle coppie, associando due leptoni di carica opposta (e stesso sapore) non derivanti dallo stesso bosone Z. Si parla in questo caso di coppie *"wrong-paired"* (WP) per il canale considerato, o nel caso di corretta ricostruzione di coppie *"right-paired"* (RP) o *"good-paired"* (GP). In tabella 5.2 si riportano le frazioni di eventi WP osservate nei campioni JHU per i due canali interessati, e per il fondo ZZ. Pertanto la PDF deve essere costruita tenendo presente la possibilità del "*mis-pairing*" nella ricostruzione di un evento: è quindi necessaria un'adeguata trattazione degli eventi GP e WP. Le due possibili tipologie di accoppiamento dei leptoni ricostruite vengono trattate come segue:

- per gli eventi dove le coppie di leptoni sono correttamente associate (i candidati GP), la PDF teorica viene corretta per una funzione di accettanza che tiene conto della risoluzione dell'intero rivelatore e dei tagli effettuati sull'analisi per le osservabili $(m_{4\ell}, m_{Z_1}, m_{Z_2}, \vec{\Omega})$;
- per gli eventi ricostruiti con 4μ e $4e$ in cui le coppie sono erroneamente associate (candidati WP) non esiste una PDF teorica. Per questi candidati viene quindi costruita una PDF empirica per ogni ipotesi di spin e per ogni stato finale, a partire dai dati Monte Carlo. La PDF è il prodotto di una distribuzione bidimensionale di m_{Z_1} e m_{Z_2}, che tiene conto delle correlazioni tra queste due osservabili, e di una distribuzione unidimensionale per gli angoli di produzione e decadimento, ottenuta dai fit delle distribuzioni Monte Carlo. La distribuzione di $m_{4\ell}$ è la stessa usata per i candidati GP. Un metodo innovativo per la trattazione dei candidati WP sarà descritto nel paragrafo 5.6.3

La PDF di segnale viene dunque riscritta come segue:

$$\begin{aligned} PDF_S(m_{4\ell}, m_{Z_1}, m_{Z_2}, \vec{\Omega}|g_1, ..g_{10}, f_{z_0}, ..f_{z_2}) = \\ f_{GP} \cdot PDF_{GP}(m_{4\ell}, m_{Z_1}, m_{Z_2}, \vec{\Omega}|g_1, ..g_{10}, f_{z_0}, ..f_{z_2}) \cdot \mathrm{Acc}_{GP}(m_{Z_1}, m_{Z_2}, \vec{\Omega}) \\ +(1 - f_{GP}) PDF_{WP}(m_{4\ell}, m_{Z_1}, m_{Z_2}, \vec{\Omega}). \end{aligned} \tag{5.17}$$

Il termine f_{GP} indica la frazione di candidati GP, che dipende dall'ipotesi di spin e calcolata usando le simulazioni Monte Carlo (tabella 5.2). $Acc_{GP}(\vec{\Omega})$ è il termine di correzione in accettanza che tiene conto degli effetti del rivelatore (descritto nel paragrafo 5.6.2).

5.6.2 Costruzione della PDF per i candidati GP

Gli eventi GP sono descritti dal termine della PDF

$$PDF_{GP}(m4l, m_{Z_1}, m_{Z_2}, \vec{\Omega}|g_1, ..g_{10}, f_{z0}, ..f_{z_2}) \cdot Acc_{GP}(\vec{\Omega})$$

dove PDF_{GP} è la probabilità di ottenere un evento di segnale calcolata tramite l'approccio MELA e $Acc_{GP}(\vec{\Omega})$ è il termine di correzione in accettanza che tiene conto degli effetti del rivelatore e dei tagli di selezione sulle osservabili. Questo termine viene parametrizzato empiricamente usando gli eventi simulati della Monte Carlo per ogni ipotesi di spin. La dipendenza della PDF_{GP} dalla massa della risonanza, da quella dei bosoni e dalle variabili angolari viene fattorizzata:

$$\begin{aligned} &PDF_{GP}(m4l, m_{Z_1}, m_{Z_2}, \vec{\Omega}|g_1, ..g_{10}, f_{z0}, ..f_{z_2}) = \\ &PDF(m4l) \cdot PDF_{GP}(m_{Z_1}, m_{Z_2}, \vec{\Omega}|g_1, ..g_{10}, f_{z0}, ..f_{z_2}). \end{aligned} \tag{5.18}$$

Il termine $PDF(m4l)$ viene descritto da una funzione che è la somma di una Gaussiana e di una Crystal-Ball[1] ed i cui parametri sono estrapolati da un fit su eventi simulati MC, per ogni ipotesi di spin. L'altro termine è dato dalla distribuzione delle osservabili definite nel paragrafo 5.1 di una generica particella con spin 0,1 e 2, e descritte in [42]. Per descrivere la risoluzione sulla massa invariante dei bosoni Z e gli effetti dovuti alle perdite di energia per emissione di radiazione iniziale o finale viene usato una funzione Gaussiana. Per le masse dei bosoni Z viene inoltre applicata un'ulteriore correzione in accettanza, che viene estratta dalle simulazioni MC confrontando le distribuzioni degli eventi ricostruiti e "*truth*" (cioè senza tener conto degli effetti del rivelatore, ma considerando solo la distribuzione teorica) in analogia a quanto viene fatto per le variabili angolari.
Il termine di correzione Acc_{GP} che compare nell'equazione 5.17 viene costruito utilizzando metà della statistica totale di eventi simulati MC. L'altra metà verrà usata per i "*closure test*" (paragrafo 5.6.5) e per estrarre i limiti attesi. L'istogramma dell'accettanza per ognuna delle osservabili è definito come il rapporto tra la distribuzione angolare ricostruita e quella a livello truth:

$$Acc_{GP}(x) = \frac{\text{Distribuzione reco(x)}}{\text{Distribuzione truth(x)}}, \tag{5.19}$$

[1] La funzione Crystal-Ball è una funzione molto usata in fisica delle alte energie. Consiste in una parte centrale gaussiana ed una cosa laterale. Viene spesso usato per descrivere gli effetti di perdite di energia radiative quando si ricostruisce una massa invariante.

dove $x = cos\theta^*,\ cos\theta_1,\ cos\theta_2,\ \phi,\ \phi_1$. Il termine di accettanza è poi ottenuto effettuando un fit utilizzando una funzione generica della forma:

$$f(x) = (a + bx + cx^2) \cdot \left(\sum_{i=0}^{4} p_i \cdot cos(x \cdot i) + \sum_{j=0}^{4} q_j \cdot sin(x \cdot j) \right) \tag{5.20}$$

dove i parametri a, b, c, p_i, p_j sono parametri liberi del fit sulla distribuzione MC dell'osservabile x considerata.
Sia per i candidati GP che WP, si assume che le osservabili angolari non siano correlate. Tale assunzione può portare ad un potere di separazione tra diverse ipotesi leggermente ridotto, ma non viene introdotto alcun bias.

5.6.3 Costruzione della PDF per i candidati WP

Gli eventi WP, possibili solo nei canali 4μ e $4e$ sono invece descritti dal termine:

$$PDF_{WP}(m4l, m_{Z_1}, m_{Z_2}, \vec{\Omega}) \tag{5.21}$$

La PDF_{WP} viene fattorizzata come segue:

$$PDF_{WP}(m4l, m_{Z_1}, m_{Z_2}, \vec{\Omega}) = PDF(m4l) \cdot PDF_{WP}(m_{Z_1}, m_{Z_2}) \cdot \prod_{i=1}^{5} PDF_{WP}(\vec{\Omega}_i). \tag{5.22}$$

Questo termine della PDF viene estratto, separatamente per ogni ipotesi di spin, dagli eventi di segnale simulati MC, ricostruendo l'errato accoppiamento dei quattro leptoni.
Le distribuzioni dei candidati WP sono estratte a partire da metà dell'intera statistica MC a disposizione. La funzione analitica viene ricavata da fit sulle osservabili angolari, nell'ipotesi che non siano correlate. La PDF angolare per gli eventi WP è costruita come il prodotto delle cinque parametrizzazioni singole ottenute dai fit. Le funzioni usate hanno la forma utilizzata per i candidati GP e descritta in equazione 5.20. dove i parametri a, b, c, p_i, p_j sono parametri liberi del fit sulla distribuzione MC dell'osservabile x considerata. Le masse dei bosoni Z sono invece descritte usando un template bidimensionale, tenendo quindi in conto gli effetti di correlazione tra le due masse.

5.6.4 Costruzione degli stati misti di spin 2

La frazione relativa tra i meccanismi di produzione gg e $q\bar{q}$ per un bosone di spin 2 non è nota. Pertanto, come già precedentemente descritto nel 5.4, per ottenere una stima indipendente dal modello si studiano casi in cui la frazione relativa alla produzione $q\bar{q}$, $f_{q\bar{q}}$ rispetto a gg (f_{gg}), viene fatta variare. Sono stati studiati cinque diversi valori per $f_{q\bar{q}}$: $f_{q\bar{q}} = 0\%, 25\%, 50\%, 75\%, 100\%$. La PDF di un bosone con spin 2 viene scritta come segue:

$$
\begin{aligned}
PDF_S(m_{4\ell}, m_{Z_1}, m_{Z_2}, \vec{\Omega}|g_1, ..g_{10}, f_{z_0}, f_{qq}, f_{z_2}) = \\
f_{qq}^{eff} \cdot PDF_S(m_{4\ell}, m_{Z_1}, m_{Z_2}, \vec{\Omega}|g_1, ..g_{10}, f_{z_0}, f_{qq} = 1, f_{z_2}) + \\
+(1 - f_{qq}^{eff}) \cdot PDF_S(m_{4\ell}, m_{Z_1}, m_{Z_2}, \vec{\Omega}|g_1, ..g_{10}, f_{z_0}, f_{qq} = 0, f_{z_2}).
\end{aligned}
\tag{5.23}
$$

Si osservi che, in questa notazione, gli stati completamente gg e $q\bar{q}$ sono già stati corretti per l'accettanza del rivelatore e per gli effetti di selezione; è quindi necessario combinarli utilizzando i coefficienti f_{qq}^{eff} e $(1 - f_{qq}^{eff})$, essendo f_{qq}^{eff} la frazione pesata usando le corrispondenti efficienze di selezione dell'analisi, che sono in linea di principio diverse a seconda del meccanismo di produzione. In particolare:

$$
f_{qq}^{eff} = \frac{f_{qq} \cdot \epsilon_{qq}}{f_{qq} \cdot \epsilon_{qq} + (1 - f_{qq}) \cdot \epsilon_{gg}}.
$$

Le efficienze ϵ_{qq} e ϵ_{gg} sono state calcolate usando gli eventi di segnale della MC e sono mostrate in tabella 5.3.

5.6.5 Verifica dell'approccio MELA: closure-test

La descrizione della costruzione della likelihood nel precedente paragrafo unisce i calcoli teorici dell'approccio MELA a correzioni empiriche che tengono conto degli effetti del rivelatore e della procedura di selezione degli eventi nel canale $H \to ZZ^* \to 4\ell$. Per verificare la validità del modello ottenuto si effettua un confronto (closure–test) tra le proiezioni unidimensionali della likelihood su tutte le osservabili rispetto alle distribuzioni ottenute dai campioni MC. Il confronto viene fatto su tutti i possibili casi di spin studiati. I closure test sono ottenuti utilizzando solo metà dell'intera statistica JHU MC a disposizione, avendo utilizzato l'altra metà per la parametrizzazione di accettanza

Per tutte le ipotesi di spin si è ottenuto un ottimo accordo tra le previsioni MELA e il campione MC, ciò sta ad indicare che le parametrizzazioni scelte sono adeguate per una descrizione generale degli stati di spin studiati. Il confronto per tutte le osservabili studiate nel caso di un bosone di Higgs previsto dal Modello Standard sono mostrate nelle figura da 5.4 a 5.11. Le piccole discrepanze presenti in casi limitati non introducono alcun bias nelle procedure di analisi e pertanto non vengono considerate nella stima delle incertezze sistematiche.

J^P	Meccanismo di produzione	Canale di decadimento	Efficienze di selezione
2^+_m	$gg \to X$	$X \to 4\mu$	0.346 ± 0.003
2^+_m		$X \to 2\mu 2e$	0.216 ± 0.003
2^+_m		$X \to 2e2\mu$	0.279 ± 0.003
2^+_m		$X \to 4e$	0.181 ± 0.002
2^+_m	$q\bar{q} \to X$	$X \to 4\mu$	0.315 ± 0.002
2^+_m		$X \to 2\mu 2e$	0.193 ± 0.002
2^+_m		$X \to 2e2\mu$	0.254 ± 0.002
2^+_m		$X \to 4e$	0.165 ± 0.002
2^-	$gg \to X$	$X \to 4\mu$	0.356 ± 0.003
2^-		$X \to 2\mu 2e$	0.218 ± 0.003
2^-		$X \to 2e2\mu$	0.278 ± 0.003
2^-		$X \to 4e$	0.193 ± 0.002
2^-	$q\bar{q} \to X$	$X \to 4\mu$	0.233 ± 0.003
2^-		$X \to 2\mu 2e$	0.140 ± 0.002
2^-		$X \to 2e2\mu$	0.112 ± 0.002
2^-		$X \to 4e$	0.180 ± 0.002

Tabella 5.3: Le efficienze di selezione nell'analisi effettuata per un bosone simile all'Higgs con spin 2. I valori riportati si riferiscono ad entrambi i meccanismi di produzione ($q\bar{q}$ e gg), e per ogni canale di decadimento studiato.

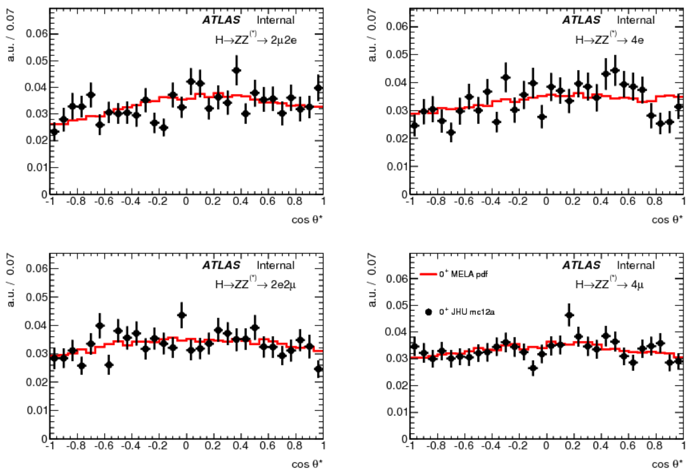


Figura 5.4: Confronto tra la proiezione unidimensionale della likelihood nel caso di bosone di Higgs SM $J^P = 0^+$ (linea rossa) e i dati del Monte Carlo JHU (punti neri) per la osservabile $cos\theta^*$, per tutti e quattro i canali di decadimento.

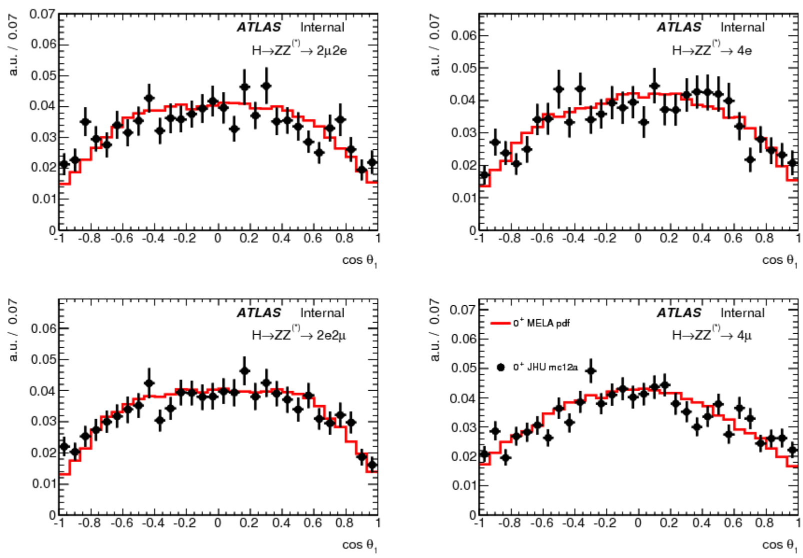


Figura 5.5: Confronto tra la proiezione unidimensionale della likelihood nel caso di bosone di Higgs SM $J^P = 0^+$ (linea rossa) e i dati del Monte Carlo JHU (punti neri) per la osservabile $cos\theta_1$, per tutti e quattro i canali di decadimento.

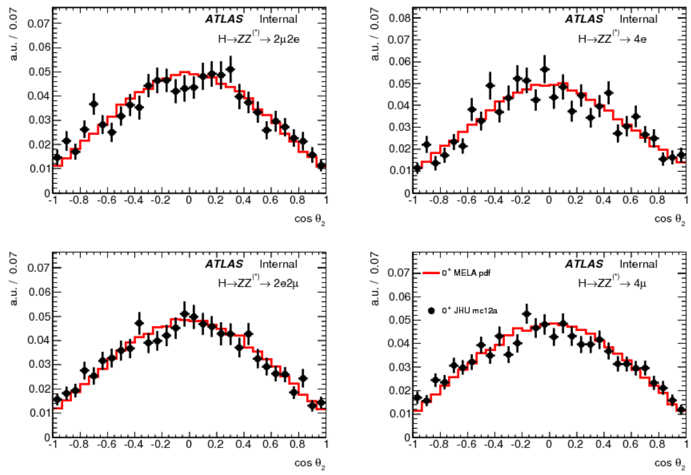


Figura 5.6: Confronto tra la proiezione unidimensionale della likelihood nel caso di bosone di Higgs SM $J^P = 0^+$ (linea rossa) e i dati del Monte Carlo JHU (punti neri) per la osservabile $cos\theta_2$, per tutti e quattro i canali di decadimento.

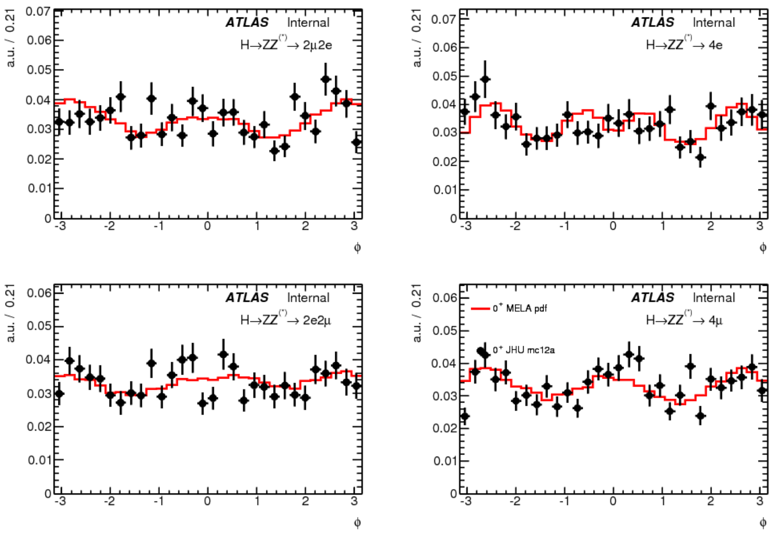


Figura 5.7: Confronto tra la proiezione unidimensionale della likelihood nel caso di bosone di Higgs SM $J^P = 0^+$ (linea rossa) e i dati del Monte Carlo JHU (punti neri) per la osservabile ϕ, per tutti e quattro i canali di decadimento.

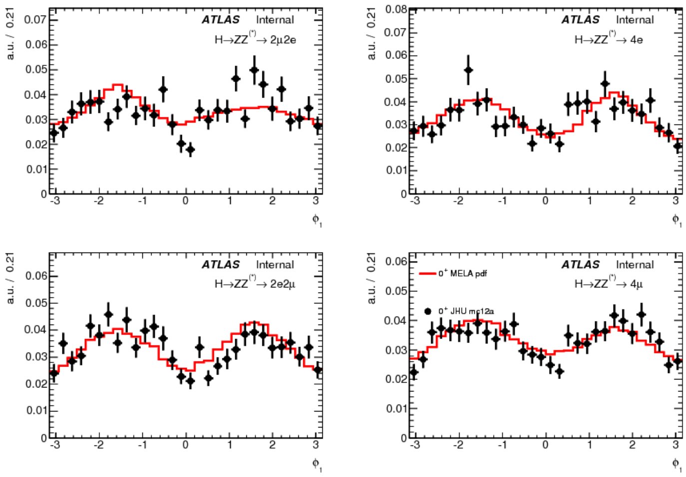


Figura 5.8: Confronto tra la proiezione unidimensionale della likelihood nel caso di bosone di Higgs SM $J^P = 0^+$ (linea rossa) e i dati del Monte Carlo JHU (punti neri) per la osservabile ϕ_1, per tutti e quattro i canali di decadimento.

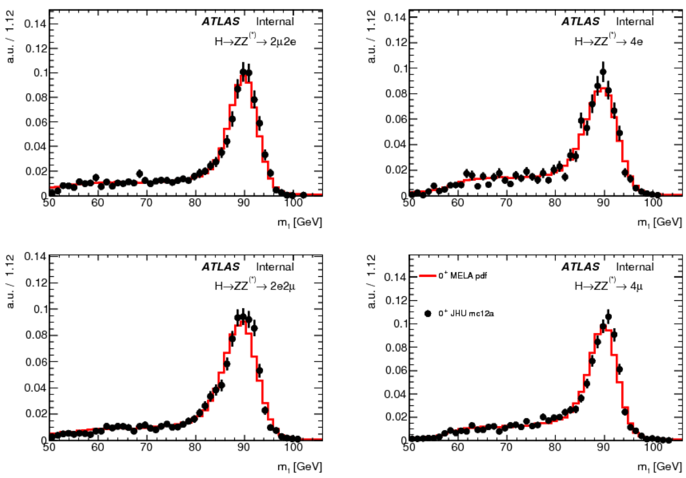


Figura 5.9: Confronto tra la proiezione unidimensionale della likelihood nel caso di bosone di Higgs SM $J^P = 0^+$ (linea rossa) e i dati del Monte Carlo JHU (punti neri) per la osservabile m_1, per tutti e quattro i canali di decadimento.

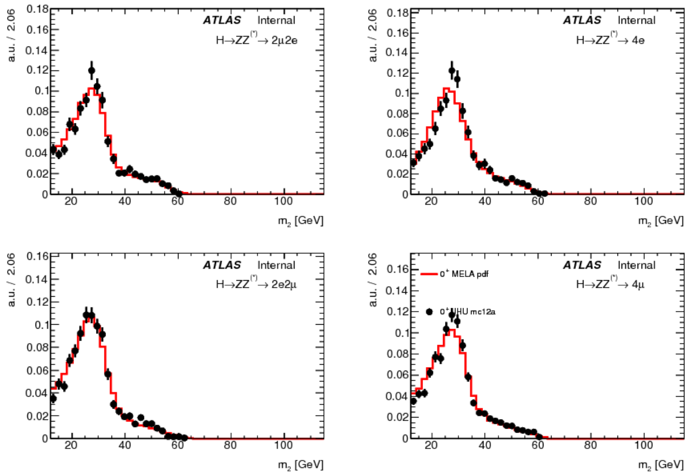


Figura 5.10: Confronto tra la proiezione unidimensionale della likelihood nel caso di bosone di Higgs SM $J^P = 0^+$ (linea rossa) e i dati del Monte Carlo JHU (punti neri) per la osservabile m_2, per tutti e quattro i canali di decadimento.

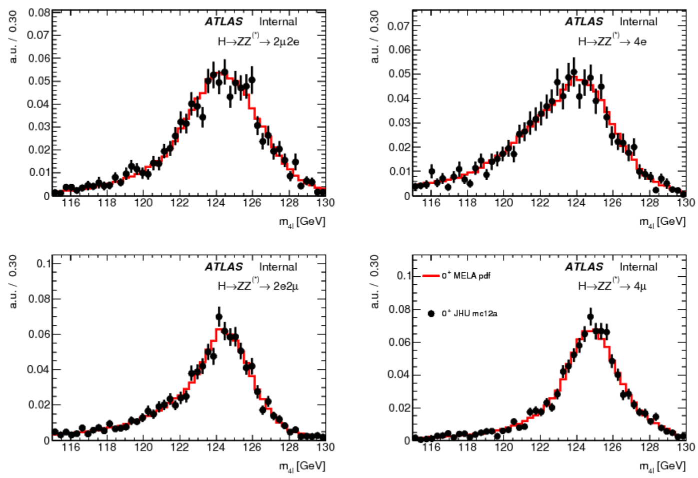


Figura 5.11: Confronto tra la proiezione unidimensionale della likelihood nel caso di bosone di Higgs SM $J^P = 0^+$ (linea rossa) e i dati del Monte Carlo JHU (punti neri) per la osservabile $m_{4\ell}$, per tutti e quattro i canali di decadimento.

5.6.6 Incertezze sistematiche

Esistono diverse sorgenti di incertezze sistematiche che devono essere considerate, come quelle dovute al tasso di produzione e alla normalizzazione del fondo, e quelle dovute al metodo del matrix element, che includono effetti dovuti alla modellizzazione del segnale MC e della likelihood.
In particolare le incertezze sistematiche dovute alla normalizzazione consistono in:

- l'effetto dell'incertezza sistematica
- lo spostamento di eventi tra la regione di bassa e alta massa, dovuto essenzialmente al variare della massa del bosone di Higgs;
- effetti sulla normalizzazione delle incertezze sistematiche
- le normalizzazioni del fondo riducibile e irriducibile

5.7 Ottimizzazione del metodo MELA

Una parte del lavoro di tesi è stato dedicato allo sviluppo di tecniche per migliorare il metodo MELA descritto nella sezione 5.6.1, al fine di ottimizzarne l'implementazione per ottenere un miglioramento nell'analisi dei dati. I due cambiamenti principali riguardano:

1. la costruzione di una PDF per i candidati wrong-paired non dipendente dal Monte Carlo,
2. una nuova definizione delle funzioni di accettanza angolari.

Nel seguito saranno descritte in dettaglio le modifiche apportate.

5.7.1 Funzione densità di probabilità per i candidati WP

A differenza dei candidati GP, la cui PDF può essere parametrizzata sfruttando i calcoli del matrix element dovutamente corretti per le funzioni di accettanza, per i candidati WP non esiste una funzione analitica a priori che li possa descrivere, ma solo una parametrizzazione effettuata con i fit sulle distribuzioni della MC (si veda a tal proposito il paragrafo 5.6.1).
Parte del lavoro di tesi è stato dedicato allo sviluppo di un metodo che permette di "costruire" esplicitamente una PDF per i candidati WP a partire dalla PDF dei candidati GP. Le motivazioni che spingono ad una tale procedura sono molteplici:

- migliora la descrizione del segnale svincolandola da termini dipendenti dal Monte Carlo;
- possibile (seppur lieve) guadagno in sensitività sia per i test di ipotesi che per i fit sui parametri di accoppiamento;
- utilizzo della PDF WP in funzione dei parametri di accoppiamento g_i nel fit di likelihood;
- dal punto di vista tecnico-implementativo si ottiene in tal modo una descrizione completa e simmetrica sia per i candidati GP che WP.

Costruzione della PDF WP

La PDF per i candidati GP è funzione delle cinque variabili angolari e delle tre masse. Per ottenere la PDF WP in funzione di queste osservabili occorre conoscere la distribuzione dei quadri-impulsi dei leptoni e dei bosoni vettoriali dei candidati WP, ed applicare le definizioni delle osservabili così come definite nel paragrafo 5.1. La procedura è strutturata con la seguente modalità:

1. Si effettua una trasformazione alla PDF dei candidati GP per riscriverla in funzione dei quadri-impulsi dei leptoni [47]

$$PDF_{GP}(m_{4\ell}, m_{Z_1}, m_{Z_2}, \vec{\Omega}) \to PDF_{GP}(p_1^\mu, p_2^\mu, p_3^\mu, p_4^\mu),$$

2. si costruiscono i candidati WP scambiando le coppie dei leptoni GP:

$$(\ell_1^+, \ell_1^-), (\ell_2^+, \ell_2^-) \to (\ell_1^+, \ell_2^-), (\ell_2^+, \ell_2^-),$$

   dove il pedice 1(2) indica la coppia di leptoni appartenenti al bosone Z reale (virtuale). Le due nuove coppie WP ottenute saranno ordinate in base alla loro vicinanza alla massa invariante della Z reale.

3. Dai quadri-impulsi WP così ottenuti si calcolano le osservabili richieste.

La procedura descritta viene applicata a tutte le ipotesi di spin considerate.

Confronto con le distribuzioni MC

La metodologia descritta è stata testata confrontando le distribuzioni ottenute dalla PDF WP con quelle della Monte Carlo WP. La selezione degli eventi segue le prescrizioni della metodologia già descritta nel paragrafo . In figura 5.12 sono mostrate le distribuzioni delle osservabili WP ottenute dalla

PDF appena definita ed il confronto con il MC. Come si può vedere l'accordo è buono.
Si può migliorare ancora l'accordo delle due distribuzioni considerando l'effetto del taglio in p_T sulle distribuzioni MC. Infatti gli eventi generati dalla simulazione hanno un taglio iniziale $p_T > 6$ GeV applicato nel primo step di produzione degli eventi. Applicando il taglio anche agli eventi della PDF WP le due distribuzioni si sovrappongono meglio (figura 5.13).
Infine è interessante studiare anche le distribuzioni WP delle osservabili al variare dei coefficienti di accoppiamento g_i. In figura 5.14 sono mostrate le distribuzioni delle osservabili WP per diversi valori di g_4: $g_4 = -6, -2, -0$ (SM), 3 e 5.

5.7.2 Nuova definizione di accettanza

Nella procedura di ottimizzazione di MELA è stata utilizzata una nuova definizione di accettanza rispetto a quella data in equazione 5.19:

$$Acc(x) = \frac{\text{Distribuzione JHU reco(x)}}{\text{Distribuzione PDF truth(x)}} \tag{5.24}$$

Avendo definito la PDF WP, la 5.24 è valida sia per i candidati GP che WP. La nuova definizione di accettanza permette di ridurre la dipendenza dai dati Monte Carlo.

Closure test. Le modifiche apportate all'analisi MELA sono state validate applicando la stessa tecnica dei closure test descritta nel paragrafo 5.6.5. Da figura 5.15 a 5.22 si riportano i closure test per il caso 0^+.

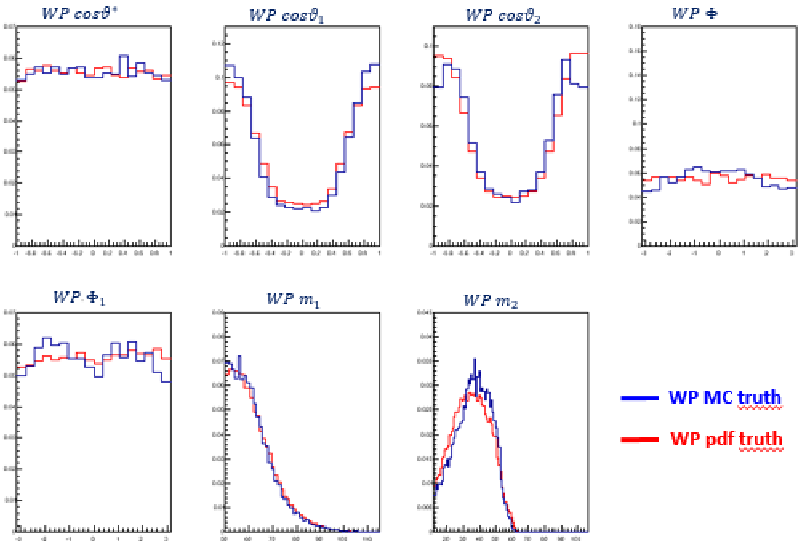


Figura 5.12: Confronto tra le distribuzioni truth della PDF WP (linea rossa) con e quelle del Monte Carlo JHU (linea blu) per il canale 4μ.

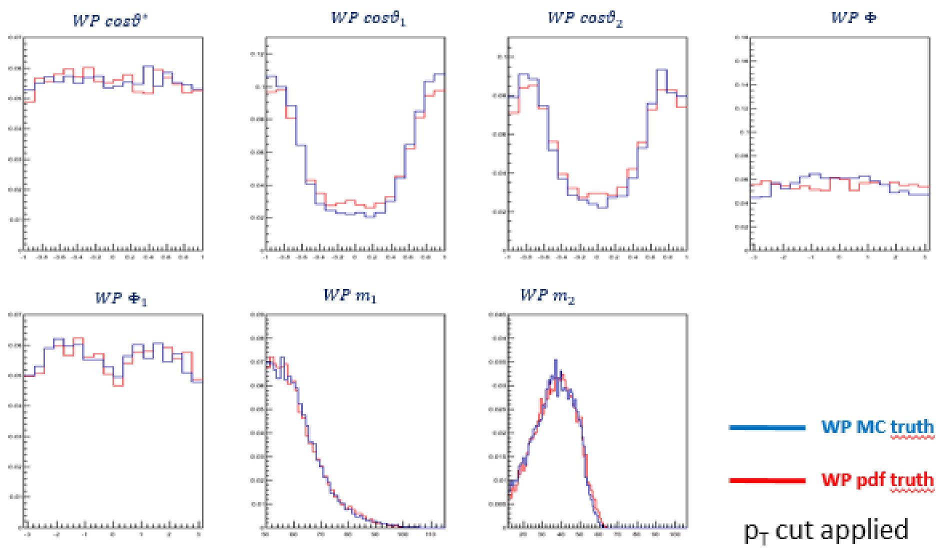


Figura 5.13: Confronto tra le distribuzioni truth della PDF WP (linea rossa) con e quelle del Monte Carlo JHU (linea blu) per il canale 4μ, tenendo in conto del taglio in p_T per gli eventi generati della Monte Carlo. L'accordo rispetto alla figura 5.12 risulta migliorato.

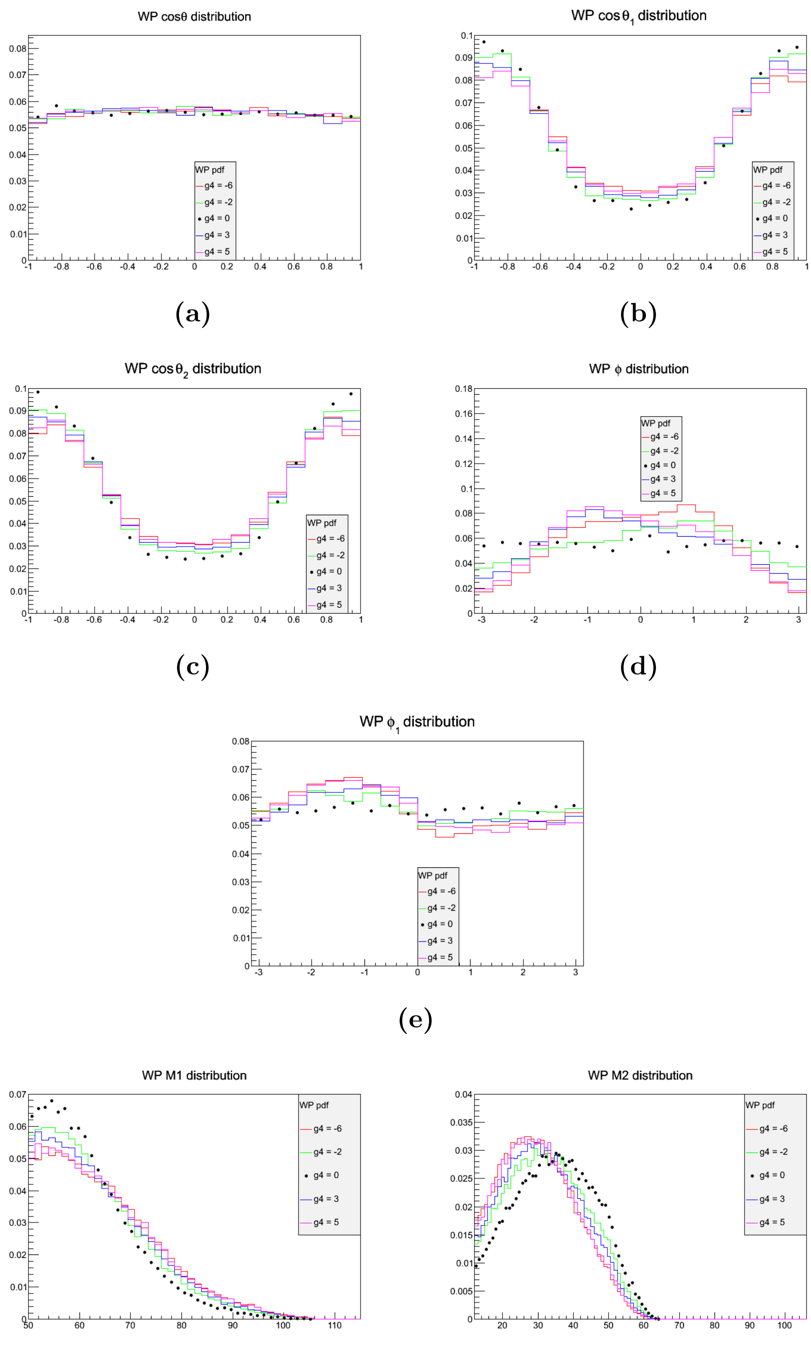


Figura 5.14: Distribuzioni delle osservabili WP nel canale 4μ per diversi valori del parametro di accoppiamento g_4.

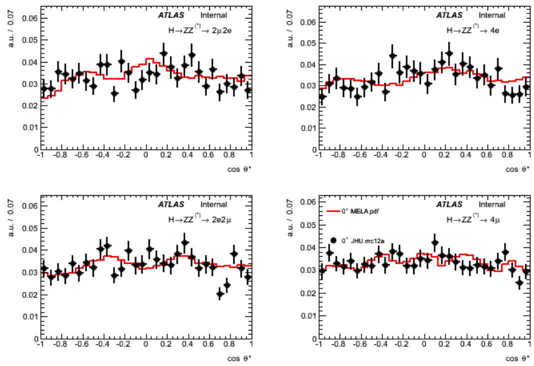


Figura 5.15: Confronto tra la proiezione unidimensionale della likelihood ottimizzata nel caso di bosone di Higgs SM $J^P = 0^+$ (linea rossa) e i dati del Monte Carlo JHU (punti neri) per la osservabile $cos\theta^*$, per tutti e quattro i canali di decadimento.

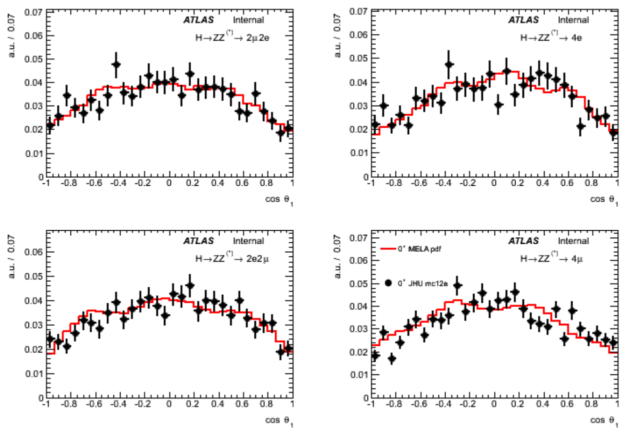


Figura 5.16: Confronto tra la proiezione unidimensionale della likelihood ottimizzata nel caso di bosone di Higgs SM $J^P = 0^+$ (linea rossa) e i dati del Monte Carlo JHU (punti neri) per la osservabile $cos\theta_1$, per tutti e quattro i canali di decadimento.

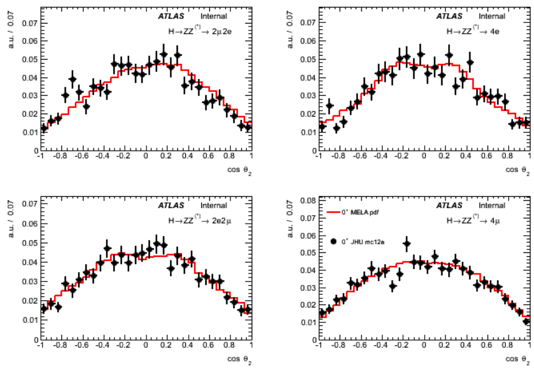


Figura 5.17: Confronto tra la proiezione unidimensionale della likelihood ottimizzata nel caso di bosone di Higgs SM $J^P = 0^+$ (linea rossa) e i dati del Monte Carlo JHU (punti neri) per la osservabile $cos\theta_2$, per tutti e quattro i canali di decadimento.

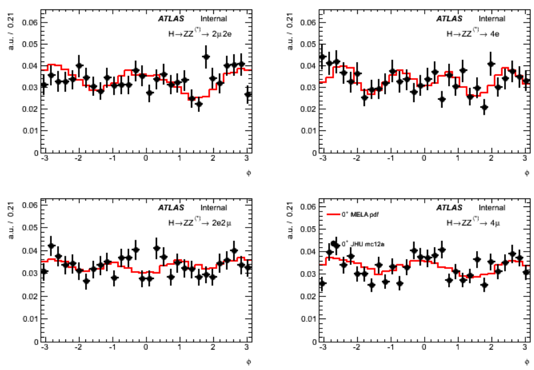


Figura 5.18: Confronto tra la proiezione unidimensionale della likelihood ottimizzata nel caso di bosone di Higgs SM $J^P = 0^+$ (linea rossa) e i dati del Monte Carlo JHU (punti neri) per la osservabile ϕ, per tutti e quattro i canali di decadimento.

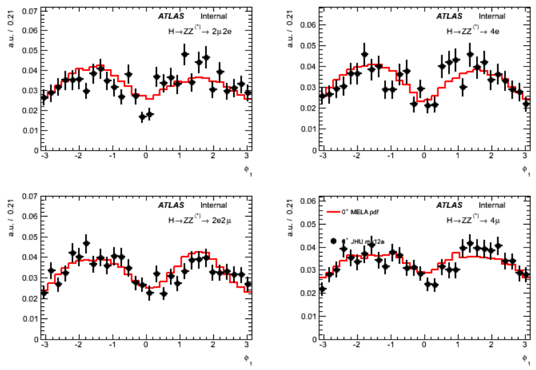


Figura 5.19: Confronto tra la proiezione unidimensionale della likelihood ottimizzata nel caso di bosone di Higgs SM $J^P = 0^+$ (linea rossa) e i dati del Monte Carlo JHU (punti neri) per la osservabile ϕ_1, per tutti e quattro i canali di decadimento.

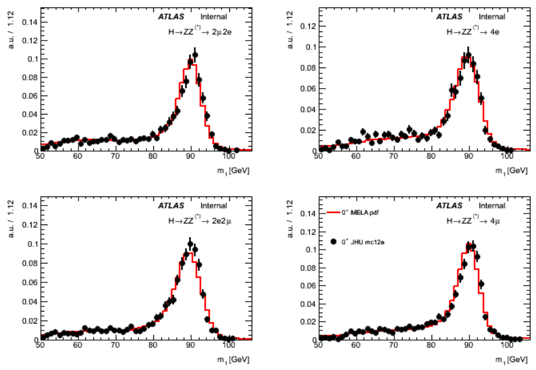


Figura 5.20: Confronto tra la proiezione unidimensionale della likelihood ottimizzata nel caso di bosone di Higgs SM $J^P = 0^+$ (linea rossa) e i dati del Monte Carlo JHU (punti neri) per la osservabile m_1, per tutti e quattro i canali di decadimento.

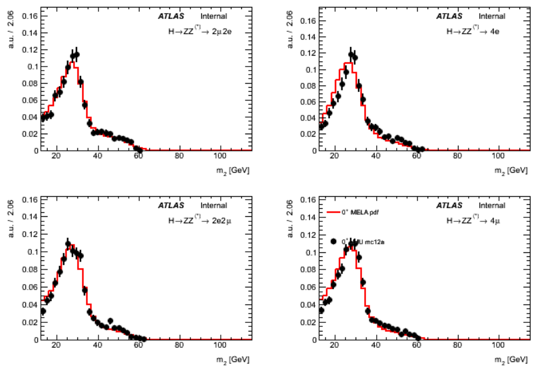


Figura 5.21: Confronto tra la proiezione unidimensionale della likelihood ottimizzata nel caso di bosone di Higgs SM $J^P = 0^+$ (linea rossa) e i dati del Monte Carlo JHU (punti neri) per la osservabile m_2, per tutti e quattro i canali di decadimento.

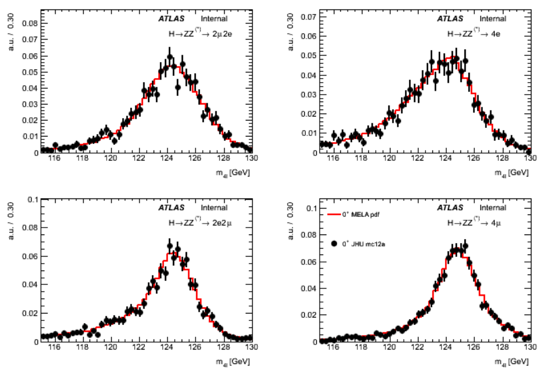


Figura 5.22: Confronto tra la proiezione unidimensionale della likelihood ottimizzata nel caso di bosone di Higgs SM $J^P = 0^+$ (linea rossa) e i dati del Monte Carlo JHU (punti neri) per la osservabile $m_{4\ell}$, per tutti e quattro i canali di decadimento.

5.8 Test d'ipotesi

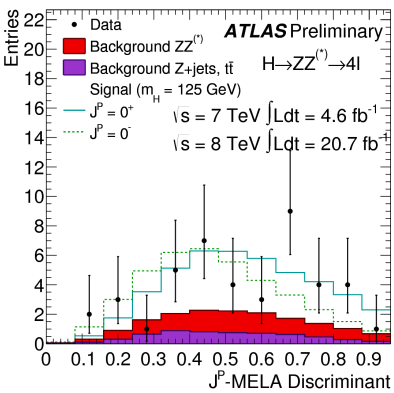
Il metodo MELA descritto nei paragrafi precedenti ha consentito dapprima di effettuare un test di ipotesi sulle diverse ipotesi di spin e parità. In ogni test effettuato si assume valida un'ipotesi di spin e parità per la risonanza osservata e si calcola la significanza con la quale l'ipotesi alternativa viene esclusa. Dal momento che il bosone di Higgs previsto dal Modello Standard ha $J^P = 0^+$ nel caso di verifica del MS è lecito attendersi che tutte le altre ipotesi devono essere escluse in favore di questo valore di spin–parità. La costruzione del modello di probabilità utilizzato e della rispettiva likelihood è descritto in appendice A.3.

5.8.1 Costruzione del discriminante

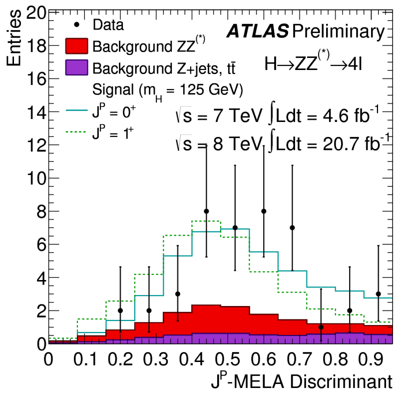
La metodologia del test d'ipotesi condensa tutte le informazioni cinematiche in una sola variabile che funge da discriminante, per permettere la separazione tra le due ipotesi considerate. Il discriminante unidimensionale $J^P - MELA$ viene definito come segue:

$$J^P - MELA(\vec{x}) = \frac{P(H_1, \vec{x})}{P(H_1, \vec{x}) + P(H_2, \vec{x})} \tag{5.25}$$

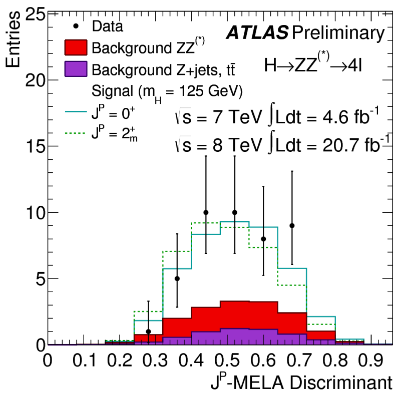
dove $P(H_i, \vec{x})$ indica la probabilità di ottenere un evento di tipo H_i dato il vettore di osservabili $\vec{x}$, che contiene l'intera cinematica dell'evento. Si è soliti indicare il discriminante come *matrix element likelihood ratio*. Il discriminante così costruito fornisce il potere di separazione più alto fra le due ipotesi da testare. Una volta che le funzioni di probabilità $P(H_i, \vec{x})$ sono state definite, il discriminante $J^P - MELA$ viene costruito utilizzando gli eventi Monte Carlo. In questo modo anche se la PDF non dovesse descrivere accuratamente il processo fisico si avrebbe solo un potere di separazione minore tra le due ipotesi, ma non verrebbe introdotto alcun bias.
La forma del discriminante $J^P MELA$ può essere influenzata da effetti sistematici quali l'incertezza sulla frazione dei candidati WP, l'incertezza statistica relativa al fondo riducibile, incertezza sulla distribuzione del p_T dell'Higgs. Nella figura 5.23 sono riportate le distribuzioni del discriminante $J^P - MELA$ per i dati raccolti da ATLAS e per i dati della simulazione Monte Carlo relativi all'analisi del 2012 a $\sqrt{s} = 8$ TeV per le coppie $0^+ - 0^-$, $0^+ - 1^+$ e $0^+ - 2^+_m$.



(a)



(b)



(c)

Figura 5.23: Distribuzione del discriminante $J^P - MELA$ per i dati e per i valori attesi Monte Carlo per i dati combinati a $\sqrt{s} = 7$ TeV e $\sqrt{s} = 8$ TeV. Ogni discriminante è illustrato per una coppia di ipotesi J^P: $0^+ - 0^-$ (a), $0^+ - 1^+$ (b) e $0^+ - 2^+_m$ (c). Si assume che il meccanismo di produzione sia 100% ggF.

Esclusione in favore di $J^P = 0^+$			
	p_0 atteso	p_0 osservato (σ)	CL_S
0^-	0.0011	0.0022 (2.84)	0.004
1^+	0.0031	0.0028 (2.77)	0.006
1^-	0.0010	0.0027 (1.92)	0.031
2^+_m	0.064	0.11 (1.21)	0.182

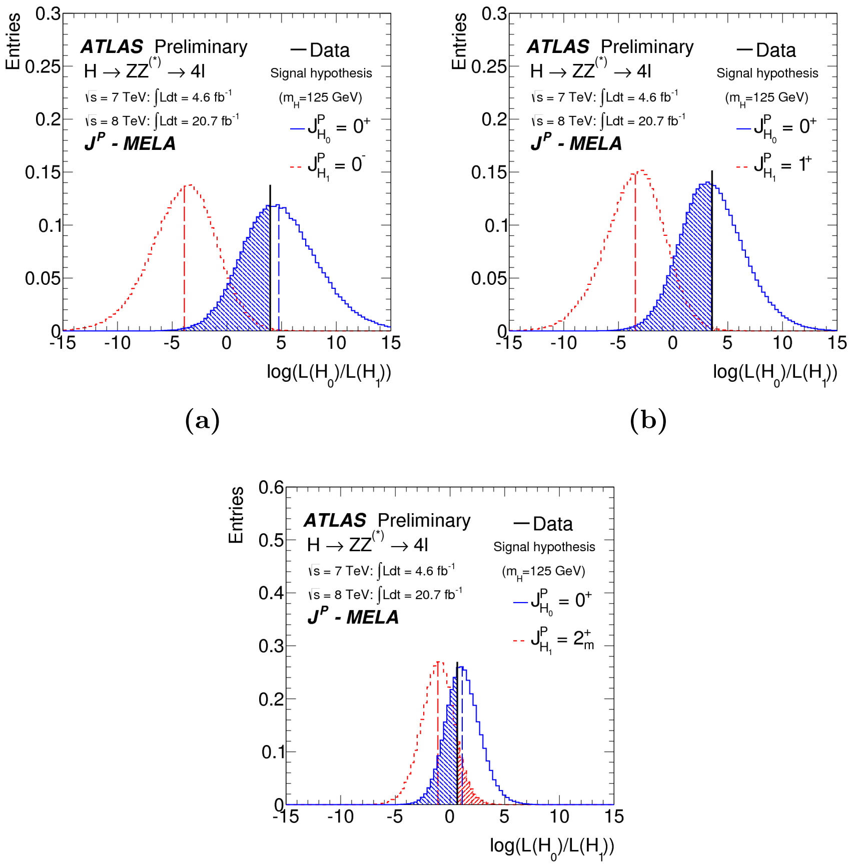
Tabella 5.4: Data l'ipotesi 0^+, i valori del p_0 attesi e osservati e la separazione in σ osservata per ogni test d'ipotesi a coppie con le ipotesi alternative di spin. I risultati sono dai combinando i dati $\sqrt{s} = 8$ TeV e $\sqrt{s} = 7$ TeV. Nell'ultima colonna si riporta il CL_S.

5.8.2 Risultati dei test d'ipotesi

I risultati dei test d'ipotesi sono espressi in termini di valori del p_0 assumendo valida una data ipotesi H_0 e testando l'ipotesi alternativa H_1 . La separazione statistica tra una coppia di ipotesi può essere espressa dal livello di confidenza CL_S:

$$CL_S = \frac{p_0 \text{ (ipotesi alternativa)}}{1 - p_0 \text{ (ipotesi nulla)}}. \tag{5.26}$$

I risultati ottenuti corrispondono all'analisi dei dati raccolti combinando eventi con $\sqrt{s} = 8$ TeV e $\sqrt{s} = 7$ TeV.
Per valutare la significatività statistica (p_0) dei dati sperimentali per ogni test di ipotesi sono stati generati più di 100000 esperimenti "toy" Monte Carlo. In figura 5.24 sono illustrate le distribuzioni ottenute per le coppie di ipotesi $0^+ - 0^-$, $0^+ - 1^+$ e $0^+ - 2^+_m$.
In ogni esperimento "toy" il numero atteso di eventi di segnale e fondo è fissato a quelli osservati nell'esperimento e vengono considerate tutte le incertezze sistematiche. Dallo studio di queste distribuzioni è possibile ottenere informazioni su dove il discriminante ottenuto dai dati si colloca rispetto alle distribuzioni attese.
In tabella 5.4 si riportano i valori del p_0 attesi ed osservati, la separazione in numero di deviazioni standard (σ) e il C.L con il quale si esclude l'ipotesi nulla per quella alternativa. I valori osservati del p_0 di questa analisi favoriscono l'ipotesi di bosone di Higgs con $J^P = 0^+$ rispetto alle altre ipotesi testate. Le ipotesi 0^-, 1^+, 1^- e 2^+_m sono escluse con un livello di confidenza $1 - CL_S$ rispettivamente del 99.6%, 99.4% 96.9% e 81.8%.



(c)

Figura 5.24: Distribuzione del logaritmo del rapporto di likelihood generato da esperimenti toy Monte Carlo, assumendo vera l'ipotesi 0^+ e testando le ipotesi alternative 0^- (a), 1^+ (b) e 2^+_m (c). Il valore osservato nei dati è indicato dalla linea continua, mentre la mediana dalla linea tratteggiata. Le aree ombreggiate corrispondono ai valori osservati del p_0. Si assume che il meccanismo di fusione sia 100% ggF.

5.9 Misura degli accoppiamenti nel vertice $H \to ZZ^*$

La misura della struttura tensoriale del vertice $H \to ZZ^*$ è ricondotta alla misura diretta dei parametri di accoppiamento g_i, $i = 1, ..., 4$ descritti nel paragrafo 5.2. Il termine corrispondente a g_3 può essere assorbito in g_2 se si considerano le costanti di accoppiamento come fattori di forma dipendenti dall'impulso. Inoltre si suppone che questo termine sia piccolo dato che corrisponde ad un operatore a sette dimensioni nella Lagrangiana Effettiva-Pertanto in questo lavoro di analisi sarà trascurato il contributo g_3.
La misura delle osservabili è basata su un modello Monte Carlo del segnale atteso in ognuno dei bin dei piani $\Re(g_i)/g_1 - \Im(g_i)/g_1$, dove g_i indica g_2 o g_4.

Procedura di ripesaggio

Sono stati creati dei campioni di segnale con un bosone di Higgs con massa $m_H = 125.5$ GeV usando il generatore Monte Carlo JHU. La produzione viene effettuata generando i valori degli accoppiamenti $g_1 = 1$, $g_2 = 1+i$, $g_4 = 1+i$. Tutte le altre configurazioni degli accoppiamenti sono ottenute attraverso una procedura di ripesaggio del campione iniziale, che fa uso del matrix element calcolato al *leading order*. Il ripesaggio avviene evento per evento per ognuna delle variabili cinematiche usate nell'analisi. La tecnica consiste nel ripesare ognuna delle variabili con il rapporto delle funzioni di distribuzione angolari basate sugli elementi di matrice dell'ipotesi del campione MC di partenza e del campione che si vuole generare:

$$x_{i,g_j} = \frac{PDF(\vec{\Omega}, g_4 = g_4)}{PDF(\vec{\Omega}, g_4 = 0} x_{i,SM}, \tag{5.27}$$

dove x_{i,g_j} è l'osservabile ripesata per un dato valore di g_j $j = 2, 4$ e $x_{i,SM}$ è l'osservabile nell'ipotesi Modello Standard.
La procedura è stata validata confrontando i campioni ottenuti con altri generati indipendentemente, per assicurarsi che le distribuzioni delle osservabili finali fossero riprodotte correttamente.

Incertezze sistematiche

Nella procedura di analisi sono state tenute in conto diverse sorgenti di incertezze sistematiche:

- un incertezza del 3% sul valore noto della luminosità per gli eventi di segnale e di fondo;

- un incertezze del 5% dovuta all'efficienza di ricostruzione dei leptoni;
- un incertezza combinata tra la sezione d'urto di produzione del processo ZZ^* ed il fondo riducibile stimata al 9.4% a 300 fb^{-1} e 7.4% a 3000 fb^{-1}.

5.9.1 Fit 8D

Il metodo 8D-MEGAfit è un metodo multivariato che utilizza una likelihood estesa, che fa uso di tutte le informazione disponibili nella cinematica di decadimento di $H \to ZZ^* \to 4\ell$, ed è quindi sensibile sia alla parte reale ed immaginaria degli accoppiamenti g_i.
La likelihood viene costruita utilizzando l'espressione analitica del matrix element del processo $H \to ZZ^* \to 4\ell$ ed è definita nel seguente modo:

$$\begin{aligned} L(\mu, N_{sig}, N_{bkg}, syst) = \sum_{stati\ finali} \prod_{eventi} \Bigg[& \mu N_{sig_i} pdf_{sig_i} \left(\vec{x}, \frac{|g_2|}{g_1}, \frac{|g_4|}{g_1} \right) \\ & + N_{ZZ_i} pdf_{ZZ_i} (\vec{x}) + N_{rid_i} pdf_{rid_i} (\vec{x}) \Bigg], \end{aligned} \quad (5.28)$$

dove $\vec{x} = (m_{4\ell}, m_1, m_2, cos\theta^*, cos\theta_1, cos\theta_2, \phi, \phi_1)$ è il vettore delle osservabili sperimentali. Il parametro μ è il signal strength, N_{sig}, N_{ZZ} e N_{rid} sono rispettivamente il numero di eventi di segnale, di fondo ZZ irriducibile e fondo riducibile. La somma è effettuata su tutti i quattro stati finali: 4μ, $2\mu 2e$, $2e2\mu$ e $4e$. Nel fit N_{sig} viene fissato al valore atteso mentre μ, N_{ZZ} e N_{rid} sono parametri lasciati liberi di variare.
Dopo aver effettuato il fit di likelihood per ognuno dei bin dei piani $\Re(g_i)/g_1 - \Im(g_i)/g_1$ per il campione iniettato, i corrispondenti valori della log likelihood sono rappresentati in istogrammi bidimensionali, e viene trovato il minimo globale. Vengono inoltre prodotti i livelli di esclusione al 68% e 95% CL.

5.9.2 Fit 2D

Oltre al metodo 8D-MEGAfit si utilizza una procedura diversa e complementare, il Test d'ipotesi 2D. Questa metodologia fa uso di solo due osservabili:

1. un'osservabile D_{ZZ} usata per separare il segnale dal fondo riducibile e irriducibile, in questo caso la massa invariante $m_{4\ell}$;
2. un discriminante unidimensionale D_{g_i}, basato sul matrix element, usato per discriminare tra il Modello Standard e una data ipotesi g_i. D_{g_i} è

definito come il rapporto di likelihood tra la PDF del segnale per un dato valore di g_i e quella del segnale SM:

$$D_{g_i} = \frac{PDF(dati|g_i = 0)}{PDF(dati|g_i = 0) + PDF(dati|g_i)} \tag{5.29}$$

dove $PDF(dati|g_i)$ è la funzione densità di probabilità 8-dimensionale ottenuta dal matrix element.

Le distribuzioni 2D dei discriminanti sono ottenute usando campioni simulati per il segnale e per il fondo. I campioni di segnale per diversi valori di g_i sono stati generati con una procedura di ripesaggio. I pesi sono stati ottenuti da calcoli analitici del matrix element al LO, ed applicati dopo che il campione di partenza è stato corretto per la risoluzione del rivelatore, per l'accettanza e per l'intera selezione dell'analisi.
Vengono costruiti istogrammi bidimensionali per ognuna delle ipotesi g_4 e g_2, ed usati come PDF per costruire la funzione di likelihood, che viene poi fittata ad un dataset di Asimov costruito per il segnale di Modello Standard. La funzione di likelihood è definita come:

$$L = \sum_{i} \prod_{eventi} Pois\left[\mu N_{sig_i} + \mu_{bkg_i}\right]\left[f_{sig_i} p_{sig_i} + f_{bkg_i} p_{bkg_i}\right], \tag{5.30}$$

dove:

$$p_{sig_i} = \epsilon PDF(D_{ZZ}, D_{g_i}) + (1 - \epsilon) PDF(D_{ZZ}, D_{g_i}|g_i = 0), \tag{5.31}$$

essendo ϵ il parametro di interesse e μ e $\mu_b kg$ parametri nuisance. Per ogni punto dei piani $\Re(g_i)/g_1 - \Im(g_i)/g_1$ si effettua un fit simultaneo ai quattro canali di decadimento. La statistica di test utilizzata è la likelihood profilata (con un dataset di Asimov), ed i p-valori trovati vengono successivamente espressi in termini σ gaussiane.

5.9.3 Closure test

Per testare la corretta implementazione del metodo 8D-MEGAfit, ed in particolare la correttezza della descrizione e della parametrizzazione delle funzioni di accettanza,si effettuano una serie di closure test. In tabella 5.5 sono riportate la media e la larghezza delle pull gaussiane ottenute effettuando 1000 esperimenti "*toy*" usando la likelihood 8D-MEGAfit per generare eventi di segnale più fondo con una statistica di 3000 fb^{-1}. In tabella 5.6 i valori di medie e pull corrispondono ad una statistica equivalente di 30 fb^{-1}, ottenuta iniettando campioni SM dal Monte Carlo JHU. In entrambi i casi le pull sono

Canale	Stat(fb^{-1})	Media pull	Sigma pull
4μ	3000	0.01 ± 0.03	1.07 ± 0.02
$2\mu 2e$	3000	0.04 ± 0.03	1.02 ± 0.02
$2e2\mu$	3000	0.10 ± 0.03	1.21 ± 0.02
$4e$	3000	0.05 ± 0.03	1.02 ± 0.02

Tabella 5.5: Media e sigma delle pull gaussiane per il parametro g_4 ($\Re(g_4)$). ottenute effettuando 1000 esperimenti toy usando la likelihood 8D-MEGAfit per generare segnale e fondo, con una statistica di 3000 fb^{-1}

Canale	Stat(fb^{-1})	Media pull	Sigma pull
4μ	30	0.02 ± 0.04	0.83 ± 0.03
$2\mu 2e$	30	0.00 ± 0.06	0.92 ± 0.04
$2e2\mu$	30	0.09 ± 0.05	0.96 ± 0.04
$4e$	30	0.07 ± 0.06	0.95 ± 0.05

Tabella 5.6: Media e sigma delle pull gaussiane per il parametro g_4 ($\Re(g_4)$). ottenute effettuando 1000 esperimenti toy usando la likelihood 8D-MEGAfit per generare segnale e fondo, con una statistica di 30 fb^{-1}

consistenti con le distribuzioni normali, e ciò si riflette in un'assenza di bias nella tecnica utilizzata, almeno a livello statistico.
In figura 5.25 sono mostrati i risultati nei piani $\Re(g_i)/g_1 - \Im(g_i)/g_1$ del risultato del fit per campioni con $g_4 = -1 + i$ e $g_4 = 2 + 2i$, per una luminosità integrata di 300 fb^{-1}.

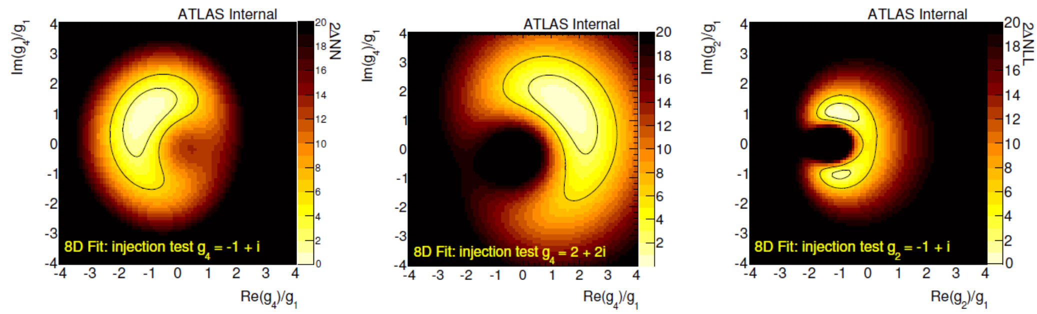


Figura 5.25: Distribuzione di -2loglikelihood dal fit di likelihood per la procedura 8D-MEGAfit per ogni punto del piano $\Re(g_i)/g_1 - \Im(g_i)/g_1$, ottenuta per tre cammpioni JHU Monte Carlo, corrispondenti rispettivamente (da sinistra a destra) a $g_4 = -1 + i$, $g_4 = 2 + 2$ e $g_2 = -1 + i$) per una luminosità integrata di 300 fb^{-1}. Sono riportate le linee di livello al 68% e 95% C.L.

Capitolo 6

Risultati

In questo capitolo si mostreranno i risultati ottenuti per la misura della struttura tensoriale del vertice $H \to ZZ^*$ attraverso la metodologia del fit di likelihood.

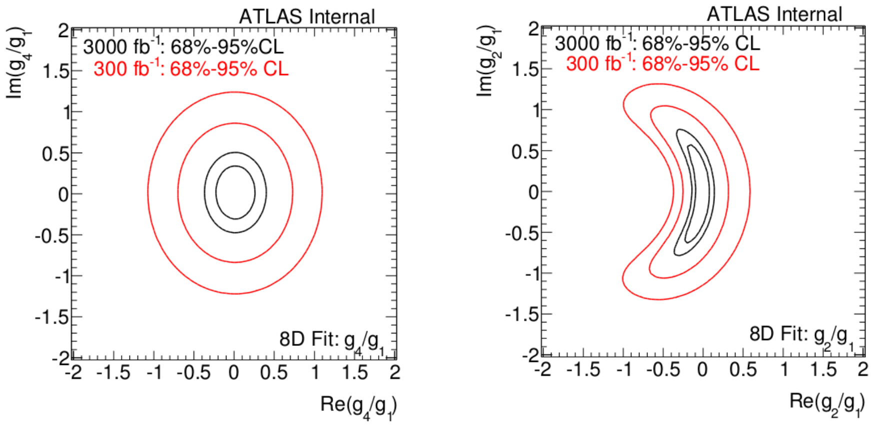
6.1 Risultati del fit

I risultati delle due metodologie di fit descritte nel precedente capitolo (fit 2D e 8D) sono presentati riportando le esclusioni attese per i contributi non previsti dal Modello Standard alla struttura tensoriale, assumendo che i dati siano in accordo con il Modello Standard. I risultati sono stati valutati per una statistica di 300 fb^{-1} e 3000 fb^{-1}.
I limiti di esclusione dei rapporti degli accoppiamenti $|g_4|/g_1$ e $|g_2|/g_1$ possono essere convertiti in un'ulteriore parametrizzazione, definendo le quantità f_{a_2}, f_{a_3}, ϕ_{a_2} e ϕ_{a_3}:

$$f_{a_i} = \frac{|a_i|^2 \sigma_i}{|a_1|^2 \sigma_1 + |a_i|^2 \sigma_i}; \quad \phi_{a_i} = arg\left(\frac{a_i}{a_1}\right), \tag{6.1}$$

dove σ_i indica la sezione d'urto effettiva del processo corrispondente a $a_i = 1$ e $a_{j \neq i}$ (il legame tra i coefficienti a_i e i parametri di accoppiamento g_i è descritto nell'equazione 5.12). La quantità f_{a_3}, essendo definita come rapporto delle sezioni d'urto, non risulta essere sensibile a possibili interferenze tra le ampiezze di decadimento. Dai calcoli delle sezioni d'urto si ha:

$$f_{a_i} = \frac{r_{i1}^2}{1 + r_{i1}^2}, \quad r_{31}^2 \approx 0.16 \frac{|g_4|^2}{|g_1|^2}, \quad r_{21}^2 \approx 0.382 \frac{|g_2|^2}{|g_1|^2}. \tag{6.2}$$



(a) (b)

Figura 6.1: Linee di contorno di esclusione al 68% e 95% C.L. nei piani $\Re(g_4)/g_1 - \Im(g_4)/g_1$ (a) e $\Re(g_2)/g_1 - \Im(g_2)/g_1$ (b) stimati con 8D-MEGAfit. In rosso le linee di contorno per una luminosità integrata di 300 fb^{-1}, in nero per 3000 fb^{-1}.

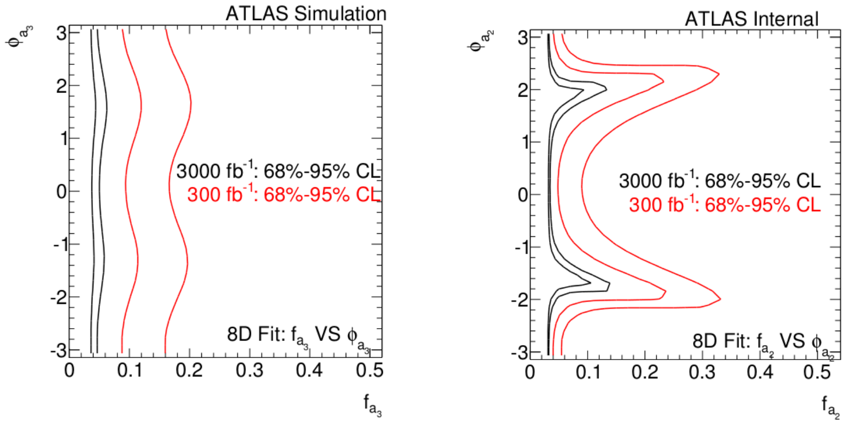
La misura sperimentale di ϕ_{a_i} fornisce informazioni sulla struttura complessa dei parametri di accoppiamento. Si può riscrivere in termini di g_i:

$$\phi_{a_i} = arg\left(\frac{g_i}{g_1}\right). \tag{6.3}$$

6.1.1 Risultati del fit 8D

In figura 6.1 è mostrata la sensibilità con cui si esclude un dato punto nei piani $\Re(g_i)/g_1/\Im(g_i)/g_1$, per un segnale in accordo con il Modello Standard, per una luminosità integrata di 300 fb^{-1} e 3000 fb^{-1}. Le linee di contorno escludono valori al 68% e 95% C.L.

In tabella 6.1 si riportano le sensibilità attese che possono essere ottenute con ATLAS per $|g_4|/g_1$ e $|g_2|/g_1$. Nei piani $f_{a_3} - \phi_{a_3}$ e $f_{a_2} - \phi_{a_2}$ in figura 6.2 sono illustrate le linee di contorno al al 68% e 95% C.L. Per tali risultati si è assunto un'incertezza sistematica conservativa tra il segnale ed il fondo del 10%, che tiene conto di eventuali incertezze riguardo la descrizione dell'accettanza e della risoluzione del rivelatore. Le sensibilità attese per f_{a_3} e f_{a_2} sono riportati in tabella 6.2



(a) (b)

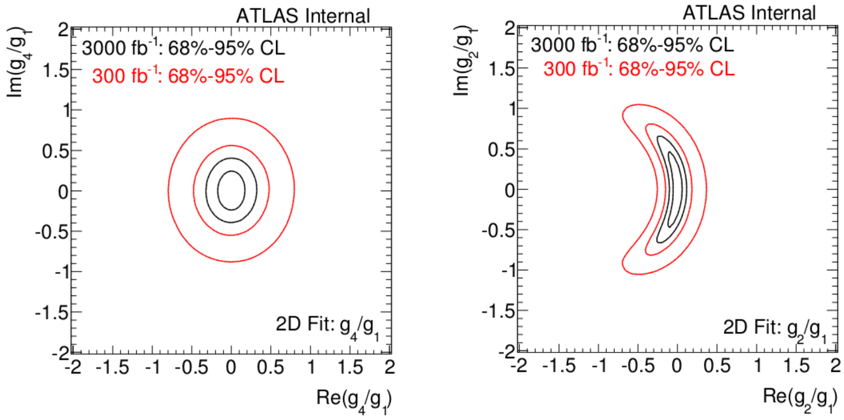
Figura 6.2: Linee di contorno di esclusione al 68% e 95% C.L. nei piani $f_{a3}-\phi_{a3}$ (a) e $f_{a2}-\phi_{a2}$ (b) stimati con 8D-MEGAfit. In rosso le linee di contorno per una luminosità integrata di 300 fb^{-1}, in nero per 3000 fb^{-1}.

Luminosità (fb^{-1})	$g_4\|/g_1$	$\Re(g_4)/g_1$	$\Im(g_4)/g_1$	$g_2\|/g_1$	$\Re(g_2)/g_1$	$\Im(g_2)/g_1$
300	1.20	(-0.88,0.91)	(-1.02,1.05)	1.02	(-0.84,0.44)	(-1.19,1.18)
3000	0.60	(-0.30,0.33)	(-0.39,0.42)	0.60	(-0.30,0.11)	(-0.71,0.68)

Tabella 6.1: Sensibilità attesa con 8D-MEGAfit per $|g_4|/g_1$ e $|g_2|/g_1$ con una luminosità di di 300 fb^{-1} e 3000 fb^{-1}. I numeri sono espressi in termini di intervalli di confidenza al 95% C.L.

Luminosità (fb^{-1})	f_{a_3}	f_{a_2}
300	0.20	0.29
3000	0.06	0.12

Tabella 6.2: Sensibilità attesa con 8D-MEGAfit per f_{a_3} e f_{a_2} con una luminosità di di 300 fb^{-1} e 3000 fb^{-1}. I numeri sono espressi in termini di limite superiore al 95% C.L.



(a) **(b)**

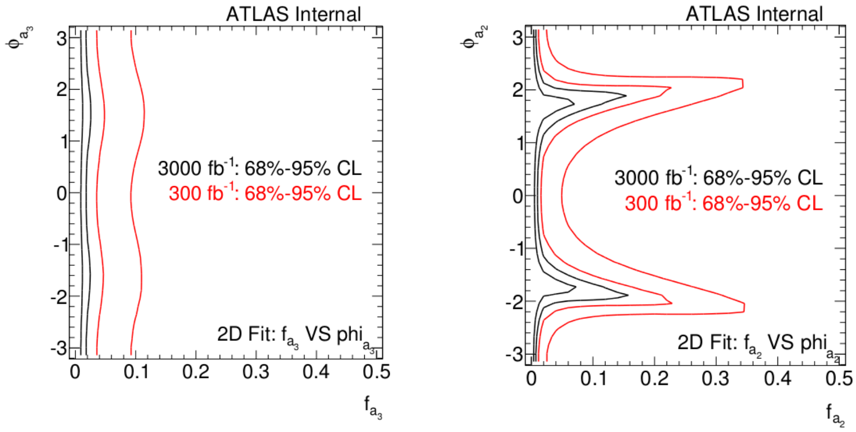
Figura 6.3: Linee di contorno di esclusione al 68% e 95% C.L. nei piani $\Re(g_4)/g_1 - \Im(g_4)/g_1$ (a) e $\Re(g_2)/g_1 - \Im(g_2)/g_1$ (b) stimati con il fit 2D. In rosso le linee di contorno per una luminosità integrata di 300 fb^{-1}, in nero per 3000 fb^{-1}.

Luminosità (fb^{-1})	$g_4\|/g_1$	$\Re(g_4)/g_1$	$\Im(g_4)/g_1$	$g_2\|/g_1$	$\Re(g_2)/g_1$	$\Im(g_2)/g_1$
300	0.90	0.80	0.90	1.18	0.69	1.05
3000	0.41	0.32	0.41	0.69	0.26	0.65

Tabella 6.3: Sensibilità attesa con il fit 2D per $|g_4|/g_1$ e $|g_2|/g_1$ con una luminosità di di 300 fb^{-1} e 3000 fb^{-1}. I numeri sono espressi in termini di intervalli di confidenza al 95% C.L.

6.1.2 Risultati del fit 2D

Avendo utilizzato un segnale compatibile con il Modello Standard, si riportano in figura 6.3 le sensibilità con cui si escludono i valori di g_i nei piani $\Re(g_i)/g_1/\Im(g_i)/g_1$. In figura 6.4 sono illustrati i piani $f_{a3} - \phi_{a3}$ e $f_{a2} - \phi_{a2}$. Le linee di contorno escludono valori al 68% e 95% C.L.
Nelle tabelle 6.3 e 6.4 sono riportati i valori delle sensibilità attese per $|g_4|/g_1$ e $|g_2|/g_1$ e f_{a3} e f_{a2}, per luminosità integrate di 300 fb^{-1} e 3000 fb^{-1}.



(a) **(b)**

Figura 6.4: Linee di contorno di esclusione al 68% e 95% C.L. nei piani $f_{a3} - \phi_{a3}$ (a) e $f_{a2} - \phi_{a2}$ (b) stimati con il fit 2D. In rosso le linee di contorno per una luminosità integrata di 300 fb^{-1}, in nero per 3000 fb^{-1}.

Luminosità (fb^{-1})	f_{a_3}	f_{a_2}
300	0.12	0.34
3000	0.04	0.15

Tabella 6.4: Sensibilità attesa con il fit 2D per f_{a_3} e f_{a_2} con una luminosità di di 300 fb^{-1} e 3000 fb^{-1}. I numeri sono espressi in termini di limite superiore al 95% C.L.

Conclusioni

La scoperta di una risonanza con $m_H \sim 125$ GeV con caratteristiche simili al bosone di Higgs previsto dal Modello Standard rappresenta un risultato storico raggiunto all'esperimento LHC.
Ottenuta una prima stima della massa di tale risonanza, il successivo obiettivo è quello di studiare in dettaglio le proprietà di spin-parità della particella e la struttura tensoriale dei suoi vertici di accoppiamento. Queste misure costituiscono già una delle più rilevanti analisi attualmente in corso nella collaborazione ATLAS.
In tale contesto si colloca il presente lavoro di tesi, dove sono stati illustrati i risultati di tali misure nel canale di decadimento $H \to ZZ^* \to 4\ell$. Questo canale offre una segnatura molto chiara, permettendo di ricostruire con elevata precisione sperimentale l'intera cinematica del decadimento. Sono stati analizzati i dati del 2011 e del 2012, corrispondenti ad una statistica rispettivamente di 4.6 fb^{-1} a $\sqrt{s} = 7$ TeV e 20.7 fb^{-1} a $\sqrt{s} = 8$ TeV.
L'approccio utilizzato per la misura fa uso dei calcoli del *matrix element* per ricavare le distribuzioni di probabilità del segnale. La tecnica MELA fornisce i calcoli teorici completi che descrivono la struttura generale delle ampiezze di scattering e le distribuzioni angolari generali per il processo $H \to ZZ^*$, includendo anche il trattamento completo delle cinematica dei bosoni vettoriali.
In una prima fase di lavoro sono stati effettuati dei test d'ipotesi a coppie per diversi ipotesi di spin-parità J^P. I risultati sperimentali indicano al momento una consistenza con un bosone di Higgs previsto dal Modello Standard con prevalenza dello stato di spin-parità 0^+, escludendo le ipotesi 0^-, 1^+, 1^-, 2^+_m e 2^- con un livello di confidenza rispettivamente del 99.6%, 99.4%,96.9%, 81.8% e 88.4%. Parte del lavoro di tesi è stato dedicato allo sviluppo di una procedura di ottimizzazione della tecnica MELA che introduce una nuova parametrizzazione delle funzioni di probabilità costruite per la descrizione del segnale.
È stata successivamente presa in esame la sensibilità attuale e futura dell'esperimento ATLAS nella misura dei parametri di accoppiamento previsti

nella struttura tensoriale del vertice $H \to ZZ^*$ ed eventuali deviazioni della previsioni del Modello Standard. I risultati sono stati ottenuti attraverso due tecniche di fit complementari.
La prima utilizza un metodo multivariato 8-dimensionale sfruttando una likelihood estesa, che fa uso di tutta l'informazione cinematica disponibile. In tal modo si massimizza la sensibilità e si è in grado di misurare eventuali effetti di interferenza tra i diversi possibili contributi CP-pari e CP-dispari della struttura tensoriale $H \to ZZ^*$.
Il secondo metodo riduce la dimensionalità del problema condensando le informazioni cinematiche in un discriminante unidimensionale ed effettuando un fit di likelihood 2D sui dati.
I risultati ottenuti mostrano la sensitività da contributi non previsti dal Modello Standard per campioni di dati generati con una statistica attuale, di 300 fb^{-1} (2018) e 3000 fb^{-1} (2020), accessibile nella prossima fase di raccolta dei dati. Dai risultati ottenuti ci si aspetta di fissare limiti superiori al 95% C.L. con $f_{a_3} < 0.14(0.035)$ e $f_{a_2} < 0.29(0.12)$ per i dati raccolti a 300 fb^{-1} (3000 fb^{-1})
Dai risultati ottenuti si ha una prima misura della sensibilità ottenibile all'esperimento ATLAS per determinare la struttura tensoriale del vertice $H \to ZZ^*$.

Appendice A

Statistica

Negli esperimenti di fisica delle particelle spesso si ricercano processi che sono stati predetti, ma non ancora rivelati. La significanza statistica di un segnale osservato può essere quantificata riportando il p-valore o la sua significanza Gaussiana. È utile anche caratterizzare la sensibilità di un esperimento riportando la significanza attesa (come ad esempio la media o la mediana) che si otterrebbe a seconda dell'ipotesi di segnale.
In questa appendice si illustreranno le metodologie statistiche utilizzate nell'analisi dati del presente lavoro di tesi [48].

A.1 Test statistici basati su likelihood

L'obiettivo di un test statistico è quello di quantificare l'accordo tra i dati osservati e quelli predetti, cioè di escludere un'ipotesi in favore di un'altra. L'accordo tra i dati osservati con una data ipotesi H viene espresso fornendo il p-valore, cioè la probabilità, sotto l'assunzione di validità dell'ipotesi H, di ottenere dati che hanno una incompatibilità uguale o maggiore con le predizioni dell'ipotesi H. L'ipotesi viene rigettata se il p-valore osservato è al di sotto di una data soglia. I p-valore può essere convertito nella significanza Z, definita in modo tale che una variabile distribuita gaussianamente a Z deviazioni standard dalla media ha una probabilità uguale a p; in formule:

$$Z = \Phi^{-1}(1 - p), \tag{A.1}$$

dove Φ^{-1} è il quantile, cioè l'inverso della distribuzione cumulativa di una Gaussiana standardizzata. Ad esempio per un processo di segnale come il bosone di Higgs, l'ipotesi di solo fondo viene rigettata quando si osserva una significanza $Z = 5$, corrispondente a $p = 2.87 \times 10^{-7}$. Nel caso di esclusione di un'ipotesi di segnale si richiede invece una soglia di $p = 0.05$ (cioè il 95%

c*confidence level*), corrispondente a $Z = 1.64$.

A.1.1 Rapporto di likelihood

Si può stabilire una scoperta (o un'esclusione) utilizzando un approccio frequentista che utilizza come statistica di test il rapporto di likelihood. Oltre ai parametri di interesse come ad esempio la sezione d'urto del segnale, i modelli del segnale e del fondo conterranno in generale dei *parametri nuisance*, i cui valori non sono noti a priori ma ricavati da fit dai dati.
Si consideri un esperimento dove per ogni evento si misurano i valori dei alcune variabili cinematiche che possono essere rappresentati in uno o più istogrammi. Sia x una variabile che viene misurata per ogni evento del campione di segnale e utilizzata per costruire un istogramma $\mathbf{x}$. Per ogni bin il valore atteso è:

$$E[n_i] = \mu s_i + b_i; \tag{A.2}$$

dove s_i e b_i sono il numero atteso di eventi di segnale e di fondo per bin. Il parametro di interesse è μ, con $\mu = 0$ corrispondente alla sola ipotesi di fondo e $\mu = 1$ per l'ipotesi di segnale. Si indichi infine con $\mathbf{m}$ l'istogramma contenente delle misure utilizzate per determinare i parametri nuisance. I valori attesi m_i sono:

$$E[m_i] = u_i(\boldsymbol{\theta}); \tag{A.3}$$

dove u_i sono quantità calcolabili dipendente dai parametri $\boldsymbol{\theta}$. Per testare un valore di μ ipotizzato si considera il rapporto di likelihood profilato:

$$\lambda(\mu) = \frac{L(\mu, \hat{\hat{\boldsymbol{\theta}}})}{L(\hat{\mu}, \hat{\boldsymbol{\theta}})}, \tag{A.4}$$

dove $\hat{\hat{\boldsymbol{\theta}}}$ indica il valore del parametro $\boldsymbol{\theta}$ che massimizza L per il valore specifico di μ; il denominatore è la funzione di likelihood massimizzata (ML), $\hat{\mu}$ e $\hat{\boldsymbol{\theta}}$ sono i loro stimatori ML.
Dalla definizione del rapporto di likelihood profilato si vede che $0 \leq \lambda \leq 1$, dove valori prossimi 1 implicano un buon accordo tra i dati e il valore ipotizzato di μ. Si utilizza per convenienza il logaritmo del rapporto di likelihood definito come

$$t_\mu = -2ln\lambda(\mu). \tag{A.5}$$

Valori alti di t_μ corrispondono ad una maggiore incompatibilità tra i dati e μ. Per quantificare il livello di disaccordo tra i dati ed il valore di μ ipotizzato,

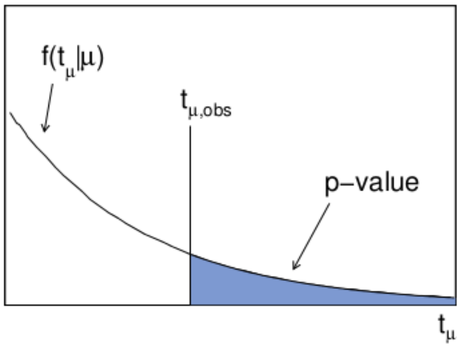


Figura A.1: p-valore ottenuto dal valore osservato della statistica di test t_μ.

si costruisce il p-valore:

$$p_\mu = \int_{t_{\mu,oss}}^{\infty} f(t_\mu|\mu)dt_\mu, \tag{A.6}$$

dove $t_{\mu,oss}$ è il valore osservato dai dati della statistica t_μ, e $f(t_\mu|\mu)$ indica la distribuzione di probabilità di t_μ nell'ipotesi μ. In figura A.1 è illustrato il p-valore ottenuto dal valore osservato della statistica di test t_μ.

A.1.2 Sensibilità di un esperimento

Per caratterizzare la sensibilità di un esperimento si è interessati non tanto alla significanza ottenuta da un singolo insieme di dati, ma alla significanza attesa (la mediana) con la quale si è in grado di rigettare diversi valori di μ. Ad esempio, per una scoperta, si vuole conoscere la mediana, nell'ipotesi di segnale ($\mu = 1$), con la quale si rigetta l'ipotesi di fondo ($\mu = 0$).
La sensibilità di un esperimento è mostrata in figura A.2, che mostra la distribuzione di probabilità per q_μ assumendo il parametro μ ed un suo valore diverso μ'. La distribuzione $f(q_\mu|\mu')$ è spostata verso alti valori di q_μ, corrispondenti ad un basso p-valore. La sensibilità di un esperimento può essere caratterizzata fornendo il p-valore corrispondente alla mediana q_μ assumendo il valore alternativo μ'.

A.2 Statistiche di test

In questo paragrafo saranno illustrate le statistiche di test utilizzate nell'analisi dati di questo lavoro di tesi.

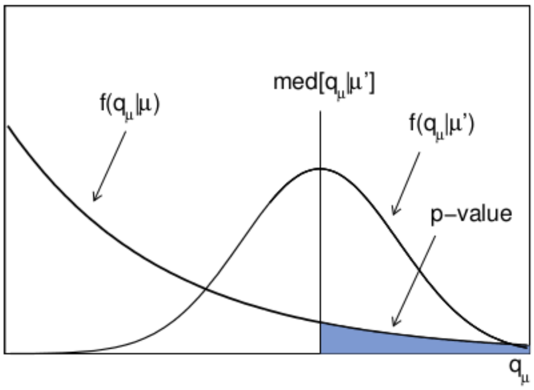


Figura A.2: p-valore corrispondente alla mediana di q_μ, in ipotesi μ'.

A.2.1 Statistica di test per la scoperta di un segnale

Si supponga di voler testare l'ipotesi $\mu = 0$ per un'analisi che ricerca presenza di un nuovo segnale. La statistica di test utilizzata viene definita come segue:

$$q_0 = \begin{cases} -2ln\lambda(0) & \hat{\mu} \geq 0, \\ 0 & \hat{\mu} < 0, \end{cases} \tag{A.7}$$

dove $\lambda(0)$ è il rapporto di likelihood profilato definito in equazione A.4. Il livello di disaccordo tra l'ipotesi nulla $\mu = 0$ ed i dati viene dato dal p-valore

$$p_0 = \int_{q_{0,oss}}^{\infty} f(q_0|0) dq_0. \tag{A.8}$$

$f(q_0|0)$ indica la distribuzione di probabilità della statistica q_0 nell'ipotesi di solo fondo μ. Se vi è un eccesso di eventi osservati rispetto a quelli attesi il valore di q_0 tende ad aumentare, cosi come il livello di incompatibilità tra i dati osservati con l'ipotesi di solo fondo.

A.2.2 Statistica di test per limiti superiori

Nel caso in cui si vuole stabilire un limite superiore per μ si considera la statistica

$$q_\mu = \begin{cases} -2ln\lambda(\mu) & \hat{\mu} \leq \mu, \\ 0 & \hat{\mu} > \mu. \end{cases} \tag{A.9}$$

Il motivo per il quale $q_\mu = 0$ per $\hat{\mu} > 0$ è dovuto al fatto che quando si vuole costruire un limite superiore non ci si interessa dei dati con $hat\mu > \mu$ in

quanto rappresentano una minore compatibilità con μ dei dati ottenuti, e quindi non viene considerata come parte della regione di reiezione del test. Grandi valori di q_μ rappresentano una maggiore incompatibilità tra i dati e il calore ipotizzato di μ.
Il p-valore è:

$$p_\mu = \int_{q_{\mu,oss}}^{\infty} f(q_\mu|\mu)dq_\mu. \tag{A.10}$$

A.2.3 Il metodo CL_S

In molte analisi che coinvolgono ricerche di nuovi processi di segnale si utilizza la statistica

$$q = -2ln\frac{L_{s+b}}{L_b}, \tag{A.11}$$

dove L_{s+b} è la likelihood del modello utilizzato e L_b è la likelihood nella sola ipotesi di fondo. Nell'ipotesi $s+b$ ($\mu = 1$) i valori di q tendono ad essere piccoli e per l'ipotesi b ($\mu = 0$) grandi. Si possono quindi definire i p-valore per le due ipotesi:

$$p_{s+b} = \int_{q_{oss}}^{\infty} f(q|s+b)dq, \tag{A.12}$$

$$p_b = \int_{\infty}^{q_{oss}} f(q|b)dq. \tag{A.13}$$

In molte analisi l'ipotesi di segnale viene esclusa non tanto sulla base del valore ottenuto di p_{s+b}, ma costruendo il rapporto:

$$CL_S = \frac{p_{s+b}}{(1-p_b)} \tag{A.14}$$

richiedendo che il suo valore sia minore di una soglia α.
La formulazione descritta è immediatamente estendibile al caso di due ipotesi qualsiasi H_0 e H_1, ottenendo

$$CL_S = \frac{p_{H_0}}{(1-H_1)}. \tag{A.15}$$

A.2.4 Il dataset di Asimov

Il dataset di Asimov è una statistica di test che permette di stimare la mediana sostituendo ad un insieme di campioni simulati un unico campione rappresentativo. Si definisce il dataset in modo tale che quando lo si usa per stimare i parametri si ottengono i valori veri di questi. Si ha quindi:

$$n_{i,A} = E[n_i] = \nu_i = \mu' s_i(\boldsymbol{\theta}) + b_i(\boldsymbol{\theta}), m_{i,A} = E[m_i] = \nu_i = u_i(\boldsymbol{\theta}). \tag{A.16}$$

I valori dei parametri sono quelli della distribuzione dei dati assunta, sono cioè i valori che si stimerebbero dal modello Monte Carlo usando un grande campione di dati. Si può quindi costruire il rapporto di likelihood profilato per il dataset di Asimov:

$$\lambda_A(\mu) = \frac{L_A(\mu, \hat{\hat{\boldsymbol{\theta}}})}{L_A(\hat{\mu}, \hat{\boldsymbol{\theta}})} = \frac{L_A(\mu, \hat{\hat{\boldsymbol{\theta}}})}{L_A(\mu', \hat{\boldsymbol{\theta}})}. \tag{A.17}$$

A.3 Trattazione statistica del test d'ipotesi $J^P - MELA$

Il modello di probabilità utilizzato è

$$\begin{aligned}\mathcal{P}^{ij} &= \mu^{\text{signal}} \mathcal{L} f_i^{\text{signal}} N_{\text{signal}} \left[\varepsilon \cdot \text{PDF}^{ij}_{\text{signal 1}} + (1-\varepsilon) \cdot \text{PDF}^{ij}_{\text{signal 2}})\right] \\ &+ \sum_{\text{backgrounds }(k)} f_i^{\text{background }k} N_{\text{background }k} \text{PDF}^{\text{ij}}_{\text{background k}},\end{aligned} \tag{A.18}$$

dove μ^{signal} è il signal strength, $\mathcal{L}$ è la luminosità totale, ε is è la frazione dell'ipotesi di segnale rappresentata da $\text{PDF}^{ij}_{\text{signal 1}}$. La PDF è quella ottenuta utilizzando l'approccio MELA visto nel paragrafo 5.6.1 L'ipotesi nulla e l'alternativa saranno indicate con H_0 e H_1 . $N_{\text{background }k}$ e $\text{PDF}^{ij}_{\text{background }k}$ indicano rispettivamente il numero di eventi e la PDF del fondo k-esimo. Il parametro di interesse è ε. I parametri $\mathcal{L}, N_{\text{background }k}, N_{\text{signal}}$ sono parametri nuisance che sono vincolati da termini Gaussiani, e le loro incertezze sono determinate dall'analisi utilizzata per la scoperta della risonanza. Il parametro μ^{signal} è profilato. Gli indici i e j rappresentano rispettivamente i bin S/B e i bin della PDF angolare. La likelihood finale è quindi:

$$L = \prod_{ij} \text{Poiss}(N^{ij}_{\text{data}} | \mathcal{P}^{ij}) \tag{A.19}$$

Gli effetti sistematici non sono mostrati. La statistica di test utilizzata è il logaritmo del rapporto delle likelihood profilato $log[L(H_1)]/[L(H_0)]$.

Bibliografia

[1] S. L. Glashow, *Nucl. Phys.* **22**:579 (1961).

[2] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **19**:1264 (1967).

[3] A. Salam, *Elementary Particle Theory: Groups and Analycity*, pag.367 (ed. Svartholm); Almquist and Wiksell(Stocholm) (1968).

[4] P.W. Higgs, *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964) 508; *Phys. Rev.* 145 (1966) 1156; F. Englert and R. Brout, *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964) 321.

[5] J. B. et al. (Particle Data Group) *The Review of Particle Physics.*

[6] J. R. Ellis and G. L. Fogli, *New bounds on m(t) and first bounds on M(H) from precision electroweak data*, Phys. Lett. B **249** (1990) 543; J. R. Ellis, G. L. Fogli and E. Lisi, *Bounds on M(H) from electroweak radiative corrections*, Phys. Lett. B **274** (1992) 456 and *Indirect bounds on the Higgs boson mass from precision electroweak data*, Phys. Lett. B **318** (1993) 148.

[7] *Search for the Standard Model Higgs boson at LEP*, Physics Letters B **565** (2003) no.0, 61-75.

[8] Tevatron New Physics Higgs Working Group, CDF Collaboration, D0 Collaboration Collaboration, C. Group, D. Collaborations, the Tevatron New Physics, and H. Working, *Updated Combination of CDF and D0 Searches for Standard Model Higgs Boson Production with up to* $10.0\,\mathrm{fb}^{-1}$ *of Data.*

[9] ATLAS Collaboration Phys. Lett. **B716** (2012) 1-29, arXiv:1207.7214 [hep-ex].

[10] CMS Collaboration Phys.Lett. **B716** (2012) 30-61, arXiv:1207.7235 [hep-ex].

[11] The Large Hadron Collider, homepage: http://lhc.web.cern.ch/lhc/.

[12] M. Bozzo, *Total cross section, elastic scattering and diffraction dissociation at LHC.*

[13] ATLAS Collaboration, *Technnical Proposal for the CERN LHCf Experiment: Measurement of Photons and Neutral Pions in the Very Forward Region of LHC*, (2005).

[14] L. Evans and P. Bryant, *LHC Machine*, JINST, 3:S08001, 2008.

[15] ATLAS Collaboration, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, Journal of Instrumentation 3 (2008) S08003..

[16] S. Chatrchyan, G. Hmayakyan, V. Khachatryan, A. Sirunyan, W. Adam, T. Bauer, T. Bergauer, H. Bergauer, M. Dragicevic, J. Ero, et al., *The CMS experiment at the CERN LHC*, Journal of Instrumentation 3 (2008) S08004.

[17] R. LHCb, *Technical Design Report*, CERN/LHCC 37 (2000) 2000.

[18] K. Aamodt, A. Quintana, R. Achenbach, S. Acounis, D. Adamova, C. Adler, M. Aggarwal, F. Agnese, G. Rinella, Z. Ahammed, et al., *The ALICE experiment at the CERN LHC*, Journal of Instrumentation 3 (2008) S08002.

[19] ATLAS Collaboration, *The ATLAS Technical Design Report*, `http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/TDR/access.html`.

[20] ATLAS Collaboration, *Inner Detector Technical Design Report, Vol.1 e Vol.2*,CERN/LHCC 97-16 (1997).

[21] ATLAS Collaboration, *Calorimeter Performances Technical Design Report*,CERN/LHCC 96-40 (1996).

[22] L. Tompkins for the ATLAS Collaboration, *Performance of the ATLAS Minimum Bias Trigger in pp collisions at the LHC*, http://arxiv.org/abs/1009.6133v1.

[23] ATLAS Collaboration, *ATLAS Muon Spectrometer Technical Design Report*, CERN/LHCC 97-22 (1997).

[24] ATLAS Trigger and DAQ Home Page, http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/DAQTRIG/daqtrig.html .

[25] ATLAS Collaboration,*Computing Technical Design Report* , ATLAS TDR–017, CERN-LHCC-2005-022 (2005).

[26] ROOT - A Data Analysis Framework, `http://root.cern.ch/drupal/`.

[27] The WLCG website, `http://lcg.web.cern.ch/lcg/public`.

[28] T. Cornelissen, M. Elsing, I. Gavrilenko, et al., *The new ATLAS track reconstruction (NEWT)*, Journal of Physics: Conference Series **119** (2008) no.3, 032014.

[29] R. Fruhwirth, *Application of Kalman filtering to track and vertex fitting*, Nucl.Instrum.Meth. **A262** (1987) 444–450.

[30] ATLAS Collaboration, *Preliminary results on the muon reconstruction efficiency, momentum resolution, and momentum scale in ATLAS 2012 pp collision data.* ATLAS-CONF-2013-088, Agp, 2013.

[31] ATLAS Collaboration, *Muon reconstruction efficiency in reprocessed 2010 LHC proton-proton collision data recorded with the ATLAS detector.* ATLAS-CONF-2011-063, Apr, 2011.

[32] ATLAS Collaboration, *Electron performance measurements with the ATLAS detector using the 2010 LHC proton-proton collision data*, arXiv:1110.3174v2 [hep-ex] (2012).

[33] ATLAS Collaboration, *Expected electron performance in the ATLAS experiment*, ATL-PHYS-PUB-2011-006, Apr, 2011.

[34] M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez, *The anti-k_t jet clustering algorithm*, Journal of High Energy Physics **2008** (2008) no.4, 063.

[35] ATLAS Collaboration, *Reconstruction and Calibration of Missing Transverse Energy and Performance in Z and W events in ATLAS Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s} = 7\,\text{TeV}$*, ATLAS-CONF-2011-080.

[36] ATLAS Collaboration, *Computing Technical Design Report*, Vol.3, CERN/LHCC 2005-022 (2005).

[37] ATLAS Collaboration, *Measurements of the properties of the Higgs-like boson in the four lepton decay channel with the ATLAS detector using $SI25fb^{-1}$ of proton-proton collision data*, ATLAS-CONF-2013-013.

[38] CMS Collaboration, *Study of the Mass and Spin-Parity of the Higgs Boson Candidate via Its Decays to Z Boson Pairs*, Phys. Rev. Lett. 110 (2013) 081803.

[39] P. Nason and C. Oleari, *NLO Higgs boson production via vector-boson fusion matched with shower in POWHEG*, JHEP 02 (2010) 037, arXiv:0911.5299 [hep-ph].

[40] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, *PYTHIA 6.4 physics and manual*, JHEP 05 (2006) 026, arXiv:hep-ph/0603175.

[41] L. D. Landau, Dokl. Akad. Nawk., USSR **60**, 207 (1948); C. N. Yang, Phys. Rev.**77**, 242 (1950).

[42] S. Bolognesi, Y. Gao, A. V. Gritsan, K.l Melnikov, M. Schulze, N. V. Tran, A. Whitbeck, *On the spin and parity of a single-produced resonance at the LHC.* Phys. Rev. **D86**:095031, 2012, arXiv:1208.4018 .

[43] J. Collins and D. Sopper, *Angular distribution of dileptons in high-energy collisions*, Phys. Rev. D **16** (1977) 2219.

[44] ATLAS Collaboration, *Evidence for the spin-0 nature of the Higgs boson using ATLAS data*, arXiv:1307.1432 [hep-ex] (2013).

[45] Wolfgang Altmannshofer, Marcela Carena, Stefania Gori, Alejandro de la Puente, *Signals of CP Violation Beyond the MSSM in Higgs and Flavor Physics*, arXiv:1107.3814v2 [hep-ph] (2011).

[46] S. Bolognesi, et al., *On the spin and parity of a single-produced resonance at the LHC*, Phys. Rev. **D86** (2012) 21.

[47] A. De Rujula, Joseph Lykken, Maurizio Pierini, Christopher Rogan, Maria Spiropulu, *Higgs look-alikes at the LHC*, arXiv:1001.5300v3 [hep-ph] (2010).

[48] G. Cowan, K. Cranmer, E. Gross, O. Vitells, *Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics*, Eur.Phys.J.**C71**:1554,2011 , arXiv:1007.1727 .