



Università degli Studi di Roma "La Sapienza"
Facoltà di Scienze Matematiche Fisiche e Naturali
Dipartimento di Fisica

Ricerca del bosone di Higgs nei modelli supersimmetrici al Large Hadron Collider con l'esperimento ATLAS

Tesi per la Laurea in Fisica di
Mercedes Paniccia

Gennaio 2003

Relatrice: Prof.ssa Simonetta Gentile

Ringraziamenti / Acknowledgements

Un immenso grazie va alla mia relatrice, la prof.ssa Simonetta Gentile, che mi ha aperto una finestra su un mondo che prima avevo soltanto intravisto.

Mille grazie a Paolo Violini, sempre disponibile con i suoi consigli ed il suo supporto sulle questioni informatiche.

La mia infinita riconoscenza al prof. Guido Ciapetti che mi ha sostenuto nel periodo trascorso a Ginevra, permettendo di sviluppare notevolmente la mia formazione di piccola ricercatrice nello stimolante ambiente dei laboratori CERN.

Grazie infinite al dr Steven Goldfarb che mi ha accolto al CERN e mi ha introdotto nel mondo della fisica sperimentale nella collaborazione ATLAS.

Desidero inoltre ringraziare i membri del gruppo dell'ATLAS Muon Software per la loro disponibilità nel rispondere alle mie domande.

Uno speciale riconoscimento va a Pavel Nevski e Jean-Francois Laporte per il loro prezioso aiuto, e ad Elzbieta Richter-Was e Fabiola Gianotti per i loro utili consigli.

A huge thank to my supervisor prof. Simonetta Gentile, who opened to me a window on a world I had just imagined before.

Many thanks to Paolo Violini, always available with his advices and his support on software related questions.

My endless gratitude to prof. Guido Ciapetti who supported me during the period I have been in Geneva giving me the opportunity to develop my education as a young physicist in the stimulating enviroment of the CERN laboratory.

A very big thank to dr Steven Goldfarb, who welcome me at CERN and introduced me to the world of experimental physics in the ATLAS Collaboration.

I also wish to thanks all people working in the ATLAS Muon Software group for their kindness in answering my questions.

A special acknowledgement goes to Pavel Nevski and Jean-Francois Laporte for their precious help, and to Elzbieta Richter-Was and Fabiola Gianotti for their helpful advices.

Indice

Ringraziamenti / Acknowledgements	iii
Introduzione	vii
1 Il bosone di Higgs	1
1.1 Il Modello Standard della Fisica delle Alte Energie	1
1.2 Il meccanismo di Higgs nel Modello Standard	4
1.3 I limiti del Modello Standard	7
1.4 I Modelli Supersimmetrici	9
1.5 L'estensione Supersimmetrica Minimale del Modello Standard . .	10
1.6 Il settore di Higgs nel modello MSSM	12
2 Stato sperimentale della ricerca del bosone neutro h del modello MSSM	17
2.1 La fenomenologia del settore di Higgs nel modello MSSM	17
2.2 I risultati a LEP	18
2.3 I risultati al Tevatron	25
3 Il progetto LHC e l'esperimento ATLAS	27
3.1 Il Large Hadron Collider	27
3.2 Gli esperimenti ad LHC	30
3.3 L'esperimento ATLAS	34
3.3.1 Il sistema di magneti	36
3.3.2 Il rivelatore interno	38
3.3.3 I calorimetri	39
3.3.4 Lo spettrometro per muoni	40
3.3.5 Il sistema di trigger	49
4 La simulazione dell'apparato ATLAS	51
4.1 Le infrastrutture per la simulazione completa	51
4.2 La descrizione geometrica	52
4.2.1 La descrizione della geometria del sistema muonico . . .	52
4.3 La mappa del campo magnetico	54
4.4 La generazione degli eventi	54
4.5 La simulazione del rivelatore	55

4.6	La digitizzazione	55
4.7	Il software di ricostruzione	55
4.7.1	xKalman	56
4.7.2	MuonBox	56
4.7.3	L'algoritmo STACO	58
4.8	Il programma di simulazione approssimata ATLFAST	59
5	Osservabilità del bosone neutro h del modello MSSM ad LHC con l'esperimento ATLAS	61
5.1	Ricerca dei bosoni neutri di Higgs del modello MSSM ad LHC . . .	61
5.2	Il processo $pp \rightarrow b\bar{b} h \rightarrow b\bar{b} \mu^+ \mu^-$	64
5.2.1	I processi di produzione	64
5.2.2	I processi di fondo	64
5.3	Generazione degli eventi	67
5.4	Estrazione del segnale dal fondo	67
6	Studio delle prestazioni del rivelatore ATLAS per il processo $pp \rightarrow b\bar{b} h \rightarrow b\bar{b} \mu^+ \mu^-$	75
6.1	Generazione degli eventi	75
6.2	Simulazione completa del rivelatore	76
6.3	Analisi della simulazione completa	77
6.3.1	Spettrometro per muoni	77
6.3.2	Rivelatore interno	86
6.3.3	Combinazione statistica delle ricostruzioni dello spettrometro per muoni e del rivelatore interno	96
6.4	Simulazione approssimata del rivelatore	104
6.5	Analisi della simulazione approssimata	104
6.6	Analisi comparata	113
	Conclusioni	115

Introduzione

La fisica delle alte energie esplora le componenti fondamentali della materia in termini di particelle elementari e delle loro interazioni. Fisica teorica e fisica sperimentale uniscono le loro forze nell'intento di accrescere la comprensione di tali fenomeni. Il Modello Standard di Glashow, Weinberg e Salam costituisce la teoria delle interazioni fondamentali stabilmente confermata dagli esperimenti finora condotti. Elemento cruciale di tale modello è il meccanismo di Higgs: per formulare tale teoria in maniera consistente è necessario introdurre il campo di Higgs, che permette alle particelle del Modello Standard di essere debolmente interagenti fino ad energie di $\mathcal{O}(1 \text{ TeV})$ preservando l'unitarietà delle ampiezze di scattering. Le interazioni del campo di Higgs con le altre particelle sono determinate dalla richiesta di unitarietà. Questi elementi basilari possono essere formulati in un'elegante e fisicamente profonda teoria di gauge con rottura spontanea di simmetria. La simmetria che ordina la natura è presente, anche se nascosta, garantendo la rinormalizzabilità della teoria e quindi la sua consistenza. Il modello minimale richiede la presenza di un bosone neutro scalare di Higgs, i cui accoppiamenti sono determinati dalla teoria e dipendono dalla massa di tale particella. Nel corso degli anni la confidenza nel Modello Standard è stata avvalorata dalle misure di precisione delle proprietà delle particelle e delle loro interazioni, ma resta ancora un'ultima cruciale prova: l'osservazione diretta del bosone di Higgs e quindi la misura della sua massa.

Tuttavia dal punto di vista teorico il Modello Standard ha alcune limitazioni in quanto non contiene una descrizione delle interazioni gravitazionali e non può essere esteso ad energie arbitrariamente alte perchè presenterebbe delle divergenze. I modelli superimmetrici, ed in particolare l'estensione Supersimmetrica Minimale del Modello Standard (MSSM), sono i candidati favoriti per una teoria delle interazioni fondamentali consistente con le osservazioni sperimentali attuali e scevra dei problemi del Modello Standard. Elemento fondamentale di tali modelli è l'introduzione di una nuova simmetria tra i due tipi di particelle esistenti: bosoni e fermioni. In tali modelli il settore di Higgs viene esteso a cinque particelle (due cariche, H^+ ed H^- , e tre neutre, il bosone pseudoscalare A , ed i bosoni scalari H ed h). I modelli supersimmetrici prevedono l'esistenza di un bosone di Higgs leggero, in particolare il modello MSSM pone il limite massimo di 130 GeV sulla massa del bosone neutro scalare h , che sotto opportune ipotesi ha caratteristiche molto simili al bosone di Higgs del Modello Standard.

Per la ricerca di tali particelle si richiedono macchine acceleratrici in grado di raggiungere energie estremamente elevate. Gli esperimenti al collisore elettrone-positrone LEP hanno esplorato energie fino a circa 100 GeV senza ottenere alcuna evidenza sperimentale dei bosoni di Higgs, né del Modello Standard, né della sua estensione supersimmetrica. Attualmente sono in corso esperimenti al collisore protone-antiprotone Tevatron, che potranno estendere la ricerca del bosone di Higgs fino ad energie di poco superiori ai 100 GeV. Il nuovo collisore protone-protone LHC, in costruzione al CERN, permetterà di raggiungere energie dell'ordine di 1 TeV, pari al limite imposto dalla teoria sulla massa del bosone di Higgs del Modello Standard. Quindi gli esperimenti ad LHC rivestiranno un ruolo fondamentale nella soluzione dell'enigma del meccanismo di Higgs e nella conferma delle teorie supersimmetriche.

L'oggetto di questo lavoro è uno studio sull'osservabilità del bosone neutro scalare h dell'estensione Supersimmetrica Minimale del Modello Standard (MSSM) con l'esperimento ATLAS, che opererà al collisore LHC a partire dal 2007. Dopo una breve revisione del meccanismo di Higgs nel Modello Standard, verranno descritte le motivazioni che hanno portato alla formulazione di nuove teorie oltre tale modello. Verranno illustrate le caratteristiche principali dei modelli supersimmetrici ed in particolare dell'estensione Supersimmetrica Minimale del Modello Standard (MSSM). Quindi l'attenzione verrà di nuovo rivolta al settore di Higgs del modello MSSM. Nel capitolo successivo verrà riassunto lo stato sperimentale attuale della ricerca del bosone h . In particolare verranno riportati i risultati finali degli esperimenti che hanno operato al collisore LEP e che si sono conclusi nel 2000, ed i risultati finora ottenuti dagli esperimenti al collisore Tevatron al Fermilab. Quindi verranno descritte le caratteristiche principali del collisore LHC e le potenzialità di ricerca degli esperimenti ATLAS, CMS, ALICE ed LHCb, che vi opereranno. Maggiore attenzione verrà prestata alla descrizione dei vari sistemi di rivelazione dell'apparato ATLAS. Un'intera sezione sarà dedicata all'illustrazione del software sviluppato dalla collaborazione ATLAS per la simulazione dell'apparato, elemento cruciale per lo studio delle prestazioni del rivelatore. Infine verrà descritto lo studio sull'osservabilità del bosone h mediante il processo $pp \rightarrow b\bar{b}h \rightarrow b\bar{b}\mu^+\mu^-$, condotto su dati ottenuti dalla simulazione approssimata dell'apparato ATLAS nello scenario m_h^{max} del modello MSSM. L'affidabilità della simulazione approssimata del rivelatore è confermata dallo studio comparato delle prestazioni dell'apparato ATLAS riportato nell'ultimo capitolo, in cui vengono confrontate le analisi effettuate su campioni di dati simulati rispettivamente in modo dettagliato ed in modo approssimato.

Capitolo 1

Il bosone di Higgs

In questo capitolo vengono brevemente illustrate le teorie della fisica delle alte energie che prevedono l'esistenza del bosone di Higgs. Si descrivono le caratteristiche fondamentali del Modello Standard, il meccanismo di rottura spontanea di simmetria, i limiti di tale modello che hanno orientato la fisica moderna verso nuove teorie, delle quali qui si prende in considerazione la teoria della Supersimmetria, nella forma dell'estensione Supersimmetrica Minimale del Modello Standard (*Minimal Supersymmetric Standard Model* MSSM).

1.1 Il Modello Standard della Fisica delle Alte Energie

Il Modello Standard [1–7] della fisica delle alte energie formalizza la complessa fenomenologia delle particelle elementari finora note in una elegante teoria di campo quantistica, invariante sotto trasformazioni locali del gruppo $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. Le particelle bosoniche svolgono il ruolo di mediatrici delle interazioni e la loro molteplicità è pari alla dimensionalità del gruppo di gauge da cui derivano: così al gruppo $SU(3)_C$ delle interazioni forti, i cui generatori sono le matrici 3×3 di Gell-Mann $\hat{\lambda}_j$ ($j = 1, \dots, 8$), corrispondono otto campi gluonici G_μ^j , e al gruppo $SU(2)_L \times U(1)_Y$ delle interazioni elettrodeboli, i cui generatori sono l'operatore di isospin debole $\vec{T} = \frac{1}{2}\vec{\sigma}$ (le tre componenti di $\vec{\sigma}$ sono le matrici di Pauli) e l'operatore di ipercarica debole Y , corrispondono rispettivamente i campi W_μ^i ($i = 1, \dots, 3$) ed il campo B_μ . In tal modo i gluoni, mediatori delle interazioni forti, appartengono ad un otetto di $SU(3)_C$, mentre i bosoni vettoriali W^\pm , Z ed il fotone γ sono ottenuti da combinazioni lineari dei campi W_μ^i e B_μ (Tab. 1.1).

I campi di materia, che rappresentano le particelle fermioniche, sono organizzati in rappresentazioni irriducibili del gruppo di gauge: i campi dei quarks e dei leptoni sono rispettivamente tripletti e singoletti di $SU(3)_C$, i campi fermionici sinistrorsi e destrorsi sono rispettivamente doppietti e singoletti di $SU(2)_L$ (Tab. 1.2). Poiché i termini di massa violerebbero l'invarianza di gauge, le particelle acquistano massa attraverso il meccanismo di Higgs di rottura spontanea di simmetria (Sez. 1.2) [8–12].

Bosoni (spin 1)	Interazione	Gruppo di gauge	$SU(3)_C, SU(2)_L, U(1)_Y$
bosoni W^\pm e Z	Debole	$SU(2)_L \times U(1)_Y$	$(\mathbf{1}, \mathbf{3}, 0) + (\mathbf{1}, \mathbf{1}, 0)$
fotone (γ)	Elettromagnetica		
gluoni (g)	Forte	$SU(3)_C$	$(\mathbf{8}, \mathbf{1}, 0)$

Tabella 1.1: I bosoni di gauge del Modello Standard. Dopo la rottura della simmetria elettrodebole gli autostati di gauge W^0 e B^0 si mescolano per dare gli autostati di massa Z e γ .

Fermioni (spin 1/2)	Famiglia			$SU(3)_C, SU(2)_L, U(1)_Y$	T_3
	1	2	3		
Quarks	$\begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c_L \\ s_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t_L \\ b_L \end{pmatrix}$	$(\mathbf{3}, \mathbf{2}, \frac{1}{6})$	$\frac{1}{2}$ $-\frac{1}{2}$
	u_R	c_R	t_R	$(\mathbf{3}, \mathbf{1}, \frac{2}{3})$	0
	d_R	s_R	b_R	$(\mathbf{3}, \mathbf{1}, -\frac{1}{3})$	0
Leptoni	$\begin{pmatrix} \nu_e^L \\ e_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu^L \\ \mu_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau^L \\ \tau_L \end{pmatrix}$	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, -\frac{1}{2})$	$\frac{1}{2}$ $-\frac{1}{2}$
	e_R	μ_R	τ_R	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, -1)$	0

Tabella 1.2: I multipletti fermionici del Modello Standard (la carica elettrica Q e l'ipercarica debole Y sono legate dalla relazione: $Q = Y + T_3$, dove T_3 è la terza componente dell'isospin debole e Q è espressa in unità della carica elementare e). I neutrini destrorsi non hanno interazioni $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, se $m_{\nu_i} \neq 0$ allora avrebbero interazioni di Yukawa con il campo di Higgs (vedi Sez.1.2 ed in particolare eq.(1.35)).

La densità di Lagrangiana del Modello Standard può essere schematizzata come segue:

$$\mathcal{L}_{MS} = \mathcal{L}_{Fermioni} + \mathcal{L}_{Gauge} + \mathcal{L}_{Higgs} + \mathcal{L}_{Yukawa}, \quad (1.1)$$

dove

$$\mathcal{L}_{Fermioni} = i\bar{\psi}\gamma^\mu D_\mu\psi \quad (1.2)$$

è la Lagrangiana dei campi fermionici $\psi(\vec{x}, t)$ privi di massa (i cosiddetti fermioni di Weyl), le γ^μ sono le matrici di Dirac ($\mu = 0, 1, 2, 3$) e

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_1 Y B_\mu + ig_2 \frac{\sigma_i}{2} W_\mu^i \quad (1.3)$$

è la derivata covariante del modello elettrodebole¹, g_1 e g_2 sono le costanti di accoppiamento del campo $\psi(\vec{x}, t)$ ai campi B^μ e \vec{W}^μ rispettivamente. $\mathcal{L}_{Fermioni}$ contiene l'energia cinetica dei campi fermionici (quarks e leptoni) e le loro interazioni con i bosoni di gauge.

$$\mathcal{L}_{Gauge} = -\frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}^j W_j^{\mu\nu}, \quad (1.5)$$

dove i tensori $W^{\mu\nu}$ e $B^{\mu\nu}$ sono definiti:

$$W_i^{\mu\nu} = \partial^\nu W_i^\mu - \partial^\mu W_i^\nu + g_2 \epsilon_{ijk} W_j^\mu W_k^\nu \quad (1.6)$$

$$B^{\mu\nu} = \partial^\nu B^\mu - \partial^\mu B^\nu \quad (1.7)$$

\mathcal{L}_{Gauge} contiene i termini cinetici e di autointerazione dei bosoni di gauge². I bosoni W^\pm e Z ed il fotone sono gli autostati di massa dei campi \vec{W} e B^μ :

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}[W_\mu^1 \mp W_\mu^2], \quad (1.11)$$

$$Z_\mu = -\sin\theta_W B_\mu + \cos\theta_W W_\mu^3, \quad (1.12)$$

¹Per ottenere anche le interazioni forti alla (1.3) va aggiunto il termine

$$ig_s \frac{\hat{\lambda}_k}{2} G_\mu^k \quad (k = 1, \dots, 8), \quad (1.4)$$

dove g_s è la costante di accoppiamento quarks-gluoni.

²Analogamente il termine che tiene conto delle interazioni forti è

$$-\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^k G_k^{\mu\nu}, \quad (1.8)$$

con

$$G_k^{\mu\nu} = \partial^\nu G_k^\mu - \partial^\mu G_k^\nu + g_s f_{kij} G_i^\mu G_j^\nu \quad (1.9)$$

le f_{kij} , costanti di struttura del gruppo $SU(3)_C$, sono definite dalle regole di commutazione delle matrici di Gell-Mann:

$$[\hat{\lambda}_k, \hat{\lambda}_i] = 2if_{kij}\hat{\lambda}_j \quad (1.10)$$

$$A_\mu = \cos\theta_W B_\mu + \sin\theta_W W_\mu^3, \quad (1.13)$$

dove θ_W , detto angolo di Weinberg, definisce il grado di mescolamento dei campi B_μ e W_μ^3 . Con la richiesta che A_μ rappresenti il campo elettromagnetico si ottiene la seguente relazione per θ_W :

$$g_1 \cos\theta_W = g_2 \sin\theta_W = e, \quad (1.14)$$

da cui:

$$\sin\theta_W = \frac{g_1}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} \quad (1.15)$$

e

$$\cos\theta_W = \frac{g_2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}. \quad (1.16)$$

Gli ultimi due termini nell'espressione della Lagrangiana (1.1), che tengono conto del campo di Higgs e delle sue interazioni con i bosoni ed i fermioni, responsabili della generazione della massa, verranno discussi nella sezione successiva.

1.2 Il meccanismo di Higgs nel Modello Standard

Il meccanismo che permette di introdurre termini di massa, preservando l'invarianza di gauge della Lagrangiana (che ne assicura la rinormalizzabilità), va sotto il nome di rottura spontanea di simmetria. Essa è dovuta alla presenza di un campo scalare che, avendo valore di aspettazione non nullo nel vuoto, rende degenerare lo stato di vuoto: la scelta che la Natura fa di un particolare stato di vuoto provoca la rottura della simmetria $SU(2)_L \times U(1)_Y$ degenerandola in $U(1)_{em}$.

Nel Modello Standard tale processo viene realizzato introducendo un doppietto di isospin debole di campi scalari complessi:

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} \phi^+(x) \\ \phi^0(x) \end{pmatrix}, \quad (1.17)$$

con

$$\phi^+(x) = \frac{\phi_1(x) + i\phi_2(x)}{\sqrt{2}} \quad e \quad \phi^0(x) = \frac{\phi_4(x) + i\phi_3(x)}{\sqrt{2}}, \quad (1.18)$$

dove gli $\phi_i(x)$ ($i = 1, \dots, 4$) sono campi scalari reali.

La Lagrangiana, \mathcal{L}_{Higgs} , che descrive il settore di Higgs nel Modello Standard è :

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (D^\mu \Phi) (D_\mu \Phi) - \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda [\Phi^\dagger \Phi]^2, \quad (1.19)$$

dove μ^2 è il parametro di massa del campo di Higgs e λ la costante di auto-accoppiamento. Con le condizioni

$$\mu^2 < 0 \quad e \quad \lambda > 0 \quad (1.20)$$

Higgs	Spin	T ₃	Y	Q	Colore
$\begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$	0 0	1/2 -1/2	1/2 1/2	1 0	neutro

Tabella 1.3: Il settore di Higgs nel Modello Standard

il potenziale di Higgs

$$V(\Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda [\Phi^\dagger \Phi]^2 \quad (1.21)$$

presenta un minimo per

$$\langle 0 | \Phi(x) | 0 \rangle = \Phi_0 = \begin{pmatrix} \phi_0^+ \\ \phi_0^0 \end{pmatrix}, \quad (1.22)$$

con

$$\Phi_0^\dagger \Phi_0 = -\frac{\mu^2}{2\lambda}. \quad (1.23)$$

La scelta di un particolare stato fondamentale, compatibile con la (1.23), comporta la rottura spontanea di simmetria. Con una trasformazione di gauge Φ_0 può essere posto nella forma:

$$\Phi_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad (1.24)$$

dove v è il valore di aspettazione nel vuoto (Vacuum Expectation Value) del campo di Higgs ed è definito in termini dei parametri λ e μ^2 :

$$v = \left(-\frac{\mu^2}{\lambda} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (1.25)$$

Dalla (1.24) segue che:

$$\phi_0^+ = 0, \quad (1.26)$$

quindi la rottura spontanea non coinvolge la simmetria $U(1)_{em}$. Un arbitrario campo di Higgs può essere sviluppato attorno a Φ_0 :

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1(x) + i\phi_2(x) \\ v + \sigma(x) + i\phi_3(x) \end{pmatrix} \quad (1.27)$$

(che equivale a porre $\phi_4(x) = v + \sigma(x)$ nella (1.18)). I tre campi $\phi_1(x)$, $\phi_2(x)$ e $\phi_3(x)$ vengono riassorbiti dai campi W_μ^\pm e Z_μ , che così acquistano massa, mentre il campo $\sigma(x)$ resta libero dando vita ad una nuova particella: il bosone di Higgs. Sostituendo la (1.27) nella (1.19) si ottengono i termini di massa per i bosoni W^\pm e Z :

$$\left(\frac{1}{2} v g_2 \right)^2 W_\mu^\dagger W^{-\mu} + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} v \sqrt{g_1^2 + g_2^2} \right)^2 Z_\mu Z^\mu, \quad (1.28)$$

da cui le masse dei bosoni carichi W^\pm , m_W , e del bosone neutro Z , m_Z :

$$m_W = \frac{1}{2}vg_2 \quad \text{e} \quad m_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g_1^2 + g_2^2} = \frac{m_W}{\cos\theta_W}, \quad (1.29)$$

oltre al termine di massa per il bosone di Higgs:

$$\mu^2\sigma^2(x) \quad (1.30)$$

da cui la massa del bosone di Higgs, m_H :

$$m_H = \sqrt{-2\mu^2}. \quad (1.31)$$

I fermioni acquistano massa attraverso l'interazione di Yukawa con il campo di Higgs, che per i leptoni assume la forma:

$$\mathcal{L}_{Yukawa}^{Leptoni} = -g_l \left[\bar{\Psi}_l^L(x)\psi_l^R(x)\Phi(x) + \Phi^\dagger(x)\bar{\psi}_l^R(x)\Psi_l^L(x) \right] \quad (1.32)$$

$$-g_{\nu_l} \left[\bar{\Psi}_l^L(x)\psi_{\nu_l}^R(x)\tilde{\Phi}(x) + \tilde{\Phi}^\dagger(x)\bar{\psi}_{\nu_l}^R(x)\Psi_l^L(x) \right], \quad (1.33)$$

dove $\Psi_l^L(x)$ rappresenta un doppietto di campi leptonici sinistrorsi, $\psi_l^R(x)$ e $\psi_{\nu_l}^R(x)$ singoletti destrorsi di leptoni carichi e neutrini ($l = (e, \mu, \tau)$) e g e g_{ν_l} sono le rispettive costanti di accoppiamento adimensionali. $\tilde{\Phi}(x)$ è il coniugato di carica del campo $\Phi(x)$, definito come:

$$\tilde{\Phi}(x) = -i \left[\Phi^\dagger(x)\hat{\sigma}_2 \right]^T, \quad (1.34)$$

ed ha le stesse proprietà di trasformazione di $\Phi(x)$ in $SU(2)_L \times U(1)_Y$. I termini di massa leptonici sono:

$$-\frac{vg_l}{\sqrt{2}}\bar{\psi}_l\psi_l - \frac{vg_{\nu_l}}{\sqrt{2}}\bar{\psi}_{\nu_l}\psi_{\nu_l}, \quad (1.35)$$

da cui le masse dei leptoni carichi l , m_l , e dei neutrini ν_l , m_{ν_l} :

$$m_l = \frac{vg_l}{\sqrt{2}} \quad \text{e} \quad m_{\nu_l} = \frac{vg_{\nu_l}}{\sqrt{2}}, \quad l = (e, \mu, \tau). \quad (1.36)$$

Un termine analogo si ha per i quarks:

$$\mathcal{L}_{Yukawa}^{Quarks} = -g_{q_d} \left[\bar{\Psi}_q^L(x)\psi_{q_d}^R(x)\Phi(x) + \Phi^\dagger(x)\bar{\psi}_{q_d}^R(x)\Psi_q^L(x) \right] \quad (1.37)$$

$$-g_{q_u} \left[\bar{\Psi}_q^L(x)\psi_{q_u}^R(x)\tilde{\Phi}(x) + \tilde{\Phi}^\dagger(x)\bar{\psi}_{q_u}^R(x)\Psi_q^L(x) \right], \quad (1.38)$$

$\Psi_q^L(x)$ rappresenta un doppietto di campi di quarks sinistrorsi (l'indice $q = (1, 2, 3)$ tiene conto della famiglia), $\psi_{q_u}^R(x)$ e $\psi_{q_d}^R(x)$ singoletti destrorsi di quarks di tipo *up* $q_u = (u, c, t)$ e *down* $q_d = (d, s, b)$, g_{q_u} e g_{q_d} sono le rispettive costanti di accoppiamento di Yukawa. I termini di massa dei quarks sono :

$$-\frac{vg_{q_u}}{\sqrt{2}}\bar{\psi}_{q_u}\psi_{q_u} - \frac{vg_{q_d}}{\sqrt{2}}\bar{\psi}_{q_d}\psi_{q_d}, \quad (1.39)$$

da cui le masse dei quarks *up*, m_{q_u} , e *down* m_{q_d} :

$$m_{q_u} = \frac{v g_{q_u}}{\sqrt{2}} \quad \text{e} \quad m_{q_d} = \frac{v g_{q_d}}{\sqrt{2}}. \quad (1.40)$$

Poiché gli accoppiamenti di Yukawa sono proporzionali alla massa (vedi (1.40)) il bosone di Higgs decade preferenzialmente in particelle pesanti. Le equazioni (1.29), (1.36), (1.40) e (1.31) esprimono le masse delle particelle in funzione dei parametri della teoria: $g_1, g_2, \mu, \lambda, g_l, g_{\nu l}, g_{q_u}$ e g_{q_d} . Le masse dei bosoni W_{\pm} e Z possono essere espresse in funzione di tre parametri noti sperimentalmente: l'angolo di Weinberg θ_W , la costante di struttura fine $\alpha = e^2/4\pi$ e la costante di Fermi G_F :

$$m_W = \left(\frac{\alpha\pi}{G_F\sqrt{2}} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{\text{sen}\theta_W} \quad (1.41)$$

e

$$m_Z = \left(\frac{\alpha\pi}{G_F\sqrt{2}} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{2}{\text{sen}2\theta_W}, \quad (1.42)$$

da cui furono previste prima di essere misurate direttamente [13–15]. Il valore d'aspettazione nel vuoto del campo di Higgs v è esprimibile in funzione di G_F :

$$v = \left(G_F\sqrt{2} \right)^{-\frac{1}{2}} \simeq (246\text{GeV}). \quad (1.43)$$

Analogamente g_l e $g_{\nu l}$ sono determinate dalle masse dei leptoni e dei neutrini e g_u e g_d dalle masse dei quarks. Il parametro μ^2 (o λ) resta indeterminato e quindi il valore di m_H si può ricavare solo da una misura diretta.

1.3 I limiti del Modello Standard

La frontiera delle energie finora esplorate dagli esperimenti di fisica delle particelle ha raggiunto le centinaia di GeV senza che siano state trovate rilevanti deviazioni dalle predizioni del Modello Standard [16]. Tuttavia appare chiaro che questa sia un'approssimazione a bassa energia ($\lesssim \mathcal{O}(1 \text{ TeV})$) di una teoria fondamentale, per la quale sono stati formulati diversi modelli ancora in attesa di conferma sperimentale. Le ragioni che portano a questa conclusione sono di natura teorica. In primo luogo esso non include una teoria quantistica delle interazioni gravitazionali, che per le particelle elementari diventano dello stesso ordine di grandezza delle interazioni di gauge ad energie prossime alla massa di Planck, \mathcal{M}_{Planck} ($\sim 10^9$ GeV), per cui non possono più essere trascurate. In secondo luogo il Modello Standard ha un problema di inconsistenza, in quanto alcuni accoppiamenti che compaiono al suo interno non sono asintoticamente liberi nell'ultravioletto, e ciò comporta divergenze alle alte energie. Non appena si cerca di estendere il modello ad energie molto maggiori della scala di Fermi (~ 300 GeV), si incontra il cosiddetto “*problema di naturalezza*” [17–19], tipico di qualsiasi teoria di campo

che preveda l'esistenza di un campo a spin 0. Il potenziale di Higgs del Modello Standard (1.21) nell'approssimazione di ordine più basso (*tree-level*) è caratterizzato da un parametro di massa μ^2 e da un accoppiamento quartico adimensionale λ , il cui rapporto (1.25) è fissato fittando il valore d'aspettazione nel vuoto del campo di Higgs (1.43) con il valore misurato della costante di Fermi. La massa del bosone di Higgs è invece un parametro libero della teoria. L'analisi dei dati ottenuti negli esperimenti al collisore LEP [20, 21] fissano come limite inferiore alla massa dell'Higgs del Modello Standard:

$$m_H \gtrsim 107.9 \text{ GeV} \quad (1.44)$$

mentre il limite superiore:

$$m_H \lesssim \mathcal{O}(1 \text{ TeV}) \quad (1.45)$$

è fissato dalla richiesta di autoconsistenza della teoria [22]. Tale intervallo di massa è difficile da giustificare nell'ambito del Modello Standard a causa della presenza di termini quadraticamente divergenti tra le correzioni radiative alla massa dell'Higgs. Al primo ordine perturbativo tali correzioni sono dovute a loop di particelle che si accoppiano con il bosone di Higgs. In particolare un loop fermionico produce la seguente correzione a m_H^2 :

$$\Delta m_H^2 = \frac{|\lambda_f|^2}{16\pi^2} \left(-2\Lambda_{UV}^2 + 6m_f^2 \ln(\Lambda_{UV}/m_f) + \dots \right), \quad (1.46)$$

dove m_f è la massa di un fermione che ha interazioni alla Yukawa con il campo di Higgs:

$$-\lambda_f H \bar{f} f \quad (1.47)$$

e Λ_{UV} è un cutoff ultravioletto introdotto per regolare l'integrale di loop (può essere interpretato come la scala di energia a cui intervengono nuovi fenomeni fisici ad alterare il comportamento ad alta energia della teoria). Analogamente un eventuale campo scalare complesso descrivente un bosone pesante S che abbia un termine di interazione con l'Higgs del tipo:

$$-\lambda_S |H|^2 |S|^2, \quad (1.48)$$

produrrebbe la seguente correzione ad un loop:

$$\Delta m_H^2 = \frac{\lambda_S}{16\pi^2} \left(\Lambda_{UV}^2 - 2m_S^2 \ln(\Lambda_{UV}/m_S) + \dots \right). \quad (1.49)$$

La cancellazione sistematica di tali contributi divergenti può avvenire solo attraverso una simmetria che metta in relazione fermioni e bosoni: se ad ogni fermione del Modello Standard corrispondesse un campo scalare complesso tale che $\lambda_S = |\lambda_f|^2$ i contributi a Δm_H^2 proporzionali a Λ_{UV}^2 si cancellerebbero automaticamente.

1.4 I Modelli Supersimmetrici

Le teorie che introducono una simmetria che collega fermioni e bosoni sono note con il nome di Modelli Supersimmetrici [23–25]. Una trasformazione \mathcal{S} di Supersimmetria connette uno stato bosonico ad uno stato fermionico e viceversa:

$$\mathcal{S}|Bosone \rangle = |Fermione \rangle \quad \mathcal{S}|Fermione \rangle = |Bosone \rangle . \quad (1.50)$$

Dalle precedenti relazioni (1.50) e dal fatto che i campi fermionici, in quanto spinori, sono complessi si deduce che anche \mathcal{S}^\dagger è un generatore per le trasformazioni di Supersimmetria e che \mathcal{S} ed \mathcal{S}^\dagger sono operatori spinoriali con spin $\frac{1}{2}$. Quindi la Supersimmetria è una simmetria dello spazio-tempo e la sua struttura può essere dedotta in base ai teoremi sulle teorie di campo quantistiche in interazione. In particolare l'estensione di Haag-Lopuszanski-Sohnius del teorema di Coleman-Mandula [26, 27] prevede che in teorie realistiche descriventi fermioni chirali (e quindi con potenziali termini di interazione che violano la parità) gli operatori \mathcal{S} ed \mathcal{S}^\dagger debbano soddisfare le seguenti regole di commutazione:

$$[\mathcal{S}_\alpha, P^\mu] = [\mathcal{S}_{\dot{\alpha}}^\dagger, P^\mu] = 0 \quad (1.51)$$

e anticommutazione:

$$\{\mathcal{S}_\alpha, \mathcal{S}_{\dot{\alpha}}^\dagger\} = 2\sigma_{\alpha\dot{\alpha}}^\mu P_\mu \quad (1.52)$$

$$\{\mathcal{S}_\alpha, \mathcal{S}_\beta\} = \{\mathcal{S}_{\dot{\alpha}}^\dagger, \mathcal{S}_{\dot{\beta}}^\dagger\} = 0 \quad (1.53)$$

dove $\alpha, \dot{\alpha}, \beta$ e $\dot{\beta}$ sono indici spinoriali nella notazione a due componenti di Weyl e P_μ è l'operatore quadrimpulso, generatore delle traslazioni spazio-temporali. Gli stati di singola particella appartengono a rappresentazioni irriducibili del gruppo di Supersimmetria (supermultipletti). Ciascun supermultipletto contiene sia stati fermionici che bosonici superpartners gli uni degli altri. Le relazioni (1.51), (1.52) e (1.53) implicano:

$$[\mathcal{S}_\alpha, P^2] = [\mathcal{S}_{\dot{\alpha}}^\dagger, P^2] = 0, \quad (1.54)$$

da cui si deduce che, nel limite in cui la Supersimmetria è una simmetria esatta, i superpartners hanno stessa massa. Inoltre gli operatori \mathcal{S} ed \mathcal{S}^\dagger commutano con tutti i generatori di possibili simmetrie interne (locali e/o globali) quindi i superpartners hanno spin che differisce di $\frac{1}{2}$, ma stessi numeri quantici interni. In particolare tutto questo comporta che su un sottospazio $|i \rangle$ di stati appartenenti ad uno stesso supermultipletto:

$$\sum_i \langle i | (-1)^{2s} P^\mu | i \rangle = 0, \quad (1.55)$$

dove s è il momento angolare di spin, poiché:

$$\sum_i \langle i | (-1)^{2s} P^\mu | i \rangle = p^\mu \text{Tr}[(-1)^{2s}] \propto (n_B - n_F), \quad (1.56)$$

con n_F numero di gradi di libertà fermionici, e n_B numero di gradi di libertà bosonici, le (1.55) e (1.56) implicano

$$p^\mu \text{Tr}[(-1)^{2s}] = 0 \quad \forall p^\mu \quad (1.57)$$

da cui:

$$(n_B - n_F) = 0. \quad (1.58)$$

Questa proprietà assicura la cancellazione dei termini proporzionali a Λ_{UV}^2 in Δm_H^2 [eq. (1.46) e (1.49)]. Le due forme più semplici possibili per le rappresentazioni irriducibili di Supersimmetria, compatibili con la (1.58), consistono in *supermultipletti chirali* e *supermultipletti di gauge*. I primi contengono un singolo fermione di Weyl e uno scalare complesso, gli altri un bosone vettoriale privo di massa e un fermione di Weyl con componenti destrorse e sinistrorse che si trasformano allo stesso modo sotto trasformazioni di gauge³. Nel caso di teorie supersimmetriche estese (cioè con più di una coppia distinta di generatori \mathcal{S} ed \mathcal{S}^\dagger) esistono ulteriori tipologie di supermultipletti non riducibili a combinazioni di supermultipletti chirali e di gauge. Sono stati formulati diversi modelli supersimmetrici che prevedono un numero \mathcal{N} di coppie distinte ($\mathcal{S}, \mathcal{S}^\dagger$) e più di quattro dimensioni spazio-temporali.

1.5 L'estensione Supersimmetrica Minimale del Modello Standard

L'estensione minimale del Modello Standard (MSSM) [28,29] consiste in una teoria supersimmetrica ordinaria ($\mathcal{N}=1$) in uno spazio-tempo quadridimensionale. I bosoni di gauge del Modello Standard appartengono a supermultipletti di gauge ed hanno per superpartner un singolo fermione di Weyl (*gaugino*) (Tab. 1.4). Ogni fermione del Modello Standard consiste in due distinti fermioni di Weyl, uno corrispondente alla componente destrorsa e l'altro alla componente sinistrorsa, che hanno diverse proprietà di trasformazione sotto il gruppo di gauge. Quindi quarks e leptoni appartengono a supermultipletti chirali ed hanno ciascuno due superpartners bosonici scalari. I superpartners di quarks (*squarks*) e leptoni (*sleptoni*) hanno le stesse interazioni di gauge della particella a cui sono coniugati. Il bosone di Higgs del Modello Standard è una particella scalare, quindi dovrà appartenere ad un supermultipletto chirale. La struttura delle teorie supersimmetriche richiede l'esistenza di due supermultipletti di Higgs: uno con $Y = \frac{1}{2}$ (H_u), che ha i numeri quantici adatti a fornire massa ai quarks di tipo up mediante interazioni di Yukawa, e l'altro con $Y = -\frac{1}{2}$ (H_d), che può accoppiarsi ai quarks di tipo down (Tabella 1.5). Inoltre la presenza di due supermultipletti di Higgs è necessaria alla cancellazione delle anomalie di gauge triangolari dei superpartners fermionici dell'Higgs (*higgsino*). Se la Supersimmetria fosse una simmetria esatta dovrebbero esistere

³Ciò è dovuto al fatto che tale fermione è il superpartner di un bosone vettoriale che si trasforma secondo la rappresentazione aggiunta del gruppo di gauge che coincide con la propria complessa coniugata.

Nomenclatura	Fermioni (spin 1/2)	Bosoni (spin 1)	$SU(3)_C, SU(2)_L, U(1)_Y$
gluino, gluone	\tilde{g}	g	$(\mathbf{8}, \mathbf{1}, 0)$
wino, bosoni W	$\tilde{W}^\pm \tilde{W}^0$	$W^\pm W^0$	$(\mathbf{1}, \mathbf{3}, 0)$
bino, bosone B	\tilde{B}^0	B^0	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, 0)$

Tabella 1.4: I supermultipletti di gauge del modello MSSM. I nomi dei superpartner fermionici (*gluino*, *wino* e *bino*) si ottengono ponendo il suffisso *-ino* al nome del corrispondente bosone (*gluoni*, bosoni *W* e *B*) del Modello Standard. Dopo la rottura della simmetria elettrodebole gli autostati di gauge W^0 e B^0 si mescolano per dare gli autostati di massa Z e γ , le corrispondenti miscele dei gauginos \tilde{W}^0 e \tilde{B}^0 sono dette *zino* (\tilde{Z}) e *fotino* ($\tilde{\gamma}$).

Nomenclatura		Bosoni (spin 0)	Fermioni (spin 1/2)	$SU(3)_C, SU(2)_L, U(1)_Y$
squarks (bosoni) quarks (fermioni) ($\times 3$ famiglie)	Q	$(\tilde{u}_L \tilde{d}_L)$	$(u_L d_L)$	$(\mathbf{3}, \mathbf{2}, \frac{1}{6})$
	\tilde{u}	\tilde{u}_R^*	u_R^\dagger	$(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1}, -\frac{2}{3})$
	\tilde{d}	\tilde{d}_R^*	d_R^\dagger	$(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1}, \frac{1}{3})$
sleptoni (bosoni) leptoni (fermioni) ($\times 3$ famiglie)	L	$(\tilde{\nu} \tilde{e}_L)$	(νe_L)	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, -\frac{1}{2})$
	\tilde{e}	\tilde{e}_R^*	e_R^\dagger	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, 1)$
Higgs (bosoni) higgsino (fermioni)	H_u	$(H_u^+ H_u^0)$	$(\tilde{H}_u^+ \tilde{H}_u^0)$	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, +\frac{1}{2})$
	H_d	$(H_d^0 H_d^-)$	$(\tilde{H}_d^0 \tilde{H}_d^-)$	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, -\frac{1}{2})$

Tabella 1.5: I supermultipletti chirali del modello MSSM. I nomi dei superpartner scalari dei fermioni del Modello Standard si ottengono ponendo il prefisso *s-* al nome del corrispondente quark o leptone, i superpartner dei bosoni di Higgs prendono invece il suffisso *-ino*.

squarks e sleptoni con stessa massa di quarks e leptoni, a cui i recenti esperimenti di alta energia avrebbero potuto accedere. Tutte le ricerche sperimentali di tali particelle hanno dato esito negativo [30–44], quindi si è portati a ritenere che la Supersimmetria sia una simmetria rotta. Un importante indizio sulla natura della rottura di Supersimmetria è fornito da considerazioni sul *problema di naturalness*. Infatti, i contributi divergenti alla massa dell’Higgs (1.46) (1.49) si cancellano solo se le costanti di accoppiamento λ_S (1.48) e λ_f (1.47) sono legate dalla relazione:

$$\lambda_S = |\lambda_f|^2, \quad (1.59)$$

e se tale relazione resta valida anche dopo la rottura di Supersimmetria. Tale condizione è verificata nel caso di rottura *soft*, in cui la parte di Lagrangiana che rompe la Supersimmetria \mathcal{L}_{soft} contiene solo termini di massa e accoppiamenti di dimensione positiva in energia. In questo scenario le correzioni radiative alla massa dell’Higgs risultano essere della forma:

$$\Delta m_H^2 = m_{soft}^2 \left(\frac{\lambda}{16\pi^2} \ln(\Lambda_{UV}/m_{soft}) + \dots \right), \quad (1.60)$$

dove m_{soft} è la più grande scala di massa associata a \mathcal{L}_{soft} . Affinchè le correzioni alla massa dell’Higgs non siano grandi rispetto alla scala di rottura elettrodebole di 246 GeV dalla (1.60), ponendo $\Lambda_{UV} \sim \mathcal{M}_{Planck}$ e $\lambda \sim 1$, si ottiene:

$$m_{soft} \lesssim \mathcal{O}(1\text{TeV}). \quad (1.61)$$

Poiché le differenze di massa tra le particelle del Modello Standard e i loro superpartners sono legate ai termini di rottura di Supersimmetria, se ne deduce che queste sono al più $\mathcal{O}(1\text{TeV})$. Tutte le particelle del modello MSSM finora osservate (cioè quelle del Modello Standard) hanno una caratteristica in comune: in assenza di rottura spontanea della simmetria elettrodebole sarebbero necessariamente prive di massa (il fotone ed i gluoni hanno massa nulla per l’invarianza di gauge elettromagnetica e di QCD). Al contrario i termini di massa delle particelle non ancora osservate (i superpartners delle precedenti) hanno la proprietà opposta non violano la simmetria elettrodebole. Infatti termini di massa per campi scalari, come squarks, sleptoni e scalari di Higgs, sono permessi da tutte le simmetrie di gauge; per quanto riguarda i gauginos e gli higgsinos tale proprietà deriva dal fatto che essi sono fermioni in una rappresentazione reale del gruppo di gauge. C’è solo un’eccezione: uno dei bosoni neutri scalari di Higgs dovrebbe essere più leggero di 150 GeV (Sez. 1.6).

1.6 Il settore di Higgs nel modello MSSM

Il potenziale scalare classico per i campi di Higgs complessi H_u e H_d è dato dall’espressione:

$$V = (|\mu|^2 + m_{H_u}^2)(|H_u^0|^2 + |H_u^+|^2) + (|\mu|^2 + m_{H_d}^2)(|H_d^0|^2 + |H_d^-|^2)$$

$$\begin{aligned}
& +b(H_u^+ H_d^- - H_u^0 H_d^0) + c.c. \\
& +\frac{1}{8}(g_1^2 + g_2^2)(|H_u^0|^2 + |H_u^+|^2 - |H_d^0|^2 - |H_d^-|^2)^2 \\
& +\frac{1}{2}g_2^2|H_u^+ H_d^{0*} + H_u^0 H_d^{-*}|^2,
\end{aligned} \tag{1.62}$$

dove g_1 e g_2 sono le costanti di accoppiamento elettrodebole, μ è l'analogo della massa dell'Higgs nel Modello Standard (1.19), $m_{H_u}^2$ e $m_{H_d}^2$ e b sono parametri di massa che provengono dai termini di rottura di Supersimmetria del settore di Higgs. Una trasformazione di gauge $SU(2)_L$ permette di porre $H_u^+ = 0$ nel minimo del potenziale, inoltre la condizione di minimo $\frac{\partial V}{\partial H_u^+} = 0$ richiede $H_d^- = 0$. Questo assicura che la simmetria elettromagnetica rimanga intatta e riduce il potenziale (1.62) alla forma:

$$\begin{aligned}
V = & (|\mu|^2 + m_{H_u}^2)|H_u^0|^2 + (|\mu|^2 + m_{H_d}^2)|H_d^0|^2 \\
& -b(H_u^0 H_d^0 + c.c.) + \frac{1}{8}(g_1^2 + g_2^2)(|H_u^0|^2 - |H_d^0|^2)^2.
\end{aligned} \tag{1.63}$$

La fase del parametro b può essere riassorbita ridefinendo le fasi dei campi H_u e H_d , in tal modo nel minimo del potenziale il prodotto misto $H_u^0 H_d^0$ deve essere reale e positivo il che implica che $\langle H_u^0 \rangle$ e $\langle H_d^0 \rangle$ abbiano fase opposta. Poichè H_u e H_d hanno ipercarica opposta una trasformazione di gauge $U(1)_Y$ permette di prendere H_u^0 e H_d^0 reali e positivi. Questo comporta che tutti i valori d'aspettazione nel vuoto dei campi di Higgs e gli accoppiamenti che compaiono nel potenziale scalare di Higgs (1.63) possono essere scelti reali, quindi gli autostati di massa del settore di Higgs sono anche autostati di CP (dove C e P sono rispettivamente gli operatori di coniugazione di carica e parità). La rottura spontanea della simmetria elettrodebole si realizza se il potenziale (1.63) verifica le condizioni:

$$b^2 > (|\mu|^2 + m_{H_u}^2)(|\mu|^2 + m_{H_d}^2) \tag{1.64}$$

$$2b < 2|\mu|^2 + m_{H_u}^2 + m_{H_d}^2, \tag{1.65}$$

la (1.64) assicura che il minimo in $H_u^0 = H_d^0 = 0$ sia instabile, mentre la (1.65) che il potenziale sia limitato inferiormente. In tal modo i campi di Higgs acquistano valori d'aspettazione nel vuoto non nulli:

$$\langle H_u^0 \rangle = v_u \quad \text{e} \quad \langle H_d^0 \rangle = v_d. \tag{1.66}$$

La fenomenologia della rottura di simmetria $SU(2)_L \times U(1)_Y$ richiede che essi soddisfino:

$$v_u^2 + v_d^2 = \left(\frac{v}{\sqrt{2}}\right)^2 = \frac{2m_Z^2}{g_1^2 + g_2^2} \simeq (174\text{GeV})^2. \tag{1.67}$$

Il rapporto dei due valori d'aspettazione nel vuoto definisce il parametro $\tan\beta$:

$$\tan\beta = \frac{v_u}{v_d}, \tag{1.68}$$

che non è stato ancora fissato dagli esperimenti attuali, ma può essere calcolato dalla Lagrangiana del modello MSSM. Poichè v_u e v_d sono entrambi reali e positivi:

$$0 < \beta < \frac{\pi}{2}. \quad (1.69)$$

Le condizioni di minimo del potenziale $\frac{\partial V}{\partial H_u^0} = 0$ e $\frac{\partial V}{\partial H_d^0} = 0$ si traducono nelle:

$$|\mu|^2 + m_{H_d}^2 = b \tan \beta - \left(\frac{m_Z^2}{2}\right) \cos 2\beta \quad (1.70)$$

$$|\mu|^2 + m_{H_u}^2 = b \cot \beta + \left(\frac{m_Z^2}{2}\right) \cos 2\beta, \quad (1.71)$$

che verificano le (1.64) e (1.65), e permettono di eliminare dalla Lagrangiana due parametri esprimendoli in funzione di $\tan \beta$. I due doppietti di Higgs del modello MSSM contengono otto gradi di libertà, dopo la rottura della simmetria elettrodebole tre bosoni scalari (bosoni di Nambu-Goldstone), G e G^\pm , vengono riassorbiti nei modi longitudinali dei bosoni Z e W^\pm , i restanti cinque costituiscono lo spettro di massa del settore di Higgs: uno scalare neutro A con CP dispari, uno scalare carico H^+ ed il suo coniugato di carica H^- , e due scalari neutri h e H con CP pari. I bosoni di Nambu-Goldstone e gli autostati di massa sono combinazioni degli autostati di gauge:

$$\begin{pmatrix} G \\ A \end{pmatrix} = \sqrt{2} \begin{pmatrix} \sin \beta & -\cos \beta \\ \cos \beta & \sin \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \text{Im}[H_u^0] \\ \text{Im}[H_d^0] \end{pmatrix} \quad (1.72)$$

$$\begin{pmatrix} G^+ \\ H^+ \end{pmatrix} = \sqrt{2} \begin{pmatrix} \sin \beta & -\cos \beta \\ \cos \beta & \sin \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_u^+ \\ H_d^{-*} \end{pmatrix}, \quad (1.73)$$

con $G^- = G^{+*}$ e $H^- = H^{+*}$, ed infine:

$$\begin{pmatrix} h \\ H \end{pmatrix} = \sqrt{2} \begin{pmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \text{Re}[H_u^0] - v_u \\ \text{Re}[H_d^0] - v_d \end{pmatrix}, \quad (1.74)$$

che definisce un angolo di mescolamento α . Le masse degli scalari di Higgs, all'ordine più basso, sono:

$$m_A^2 = \frac{2b}{\sin 2\beta} \quad (1.75)$$

$$m_{H^\pm}^2 = m_A^2 + m_W^2 \quad (1.76)$$

$$m_{h,H}^2 = \frac{1}{2} \left(m_A^2 + m_Z^2 \mp \sqrt{(m_A^2 + m_Z^2)^2 - 4m_A^2 m_Z^2 \cos^2 2\beta} \right), \quad (1.77)$$

da cui:

$$\frac{\sin 2\alpha}{\sin 2\beta} = -\frac{m_A^2 + m_Z^2}{m_H^2 - m_h^2} \quad (1.78)$$

$$\frac{\cos 2\alpha}{\cos 2\beta} = \frac{m_A^2 - m_Z^2}{m_H^2 - m_h^2}. \quad (1.79)$$

Le masse dei bosoni neutri A ed H e dei bosoni carichi H^\pm possono essere, in linea di principio, arbitrariamente grandi, mentre la massa del bosone neutro h è limitata inferiormente; all'ordine più basso:

$$m_h < |\cos 2\beta|m_Z. \quad (1.80)$$

Tenendo conto delle correzioni radiative al potenziale (1.62) ed assumendo che le masse di tutti i partner supersimmetrici che contribuiscono alle correzioni a m_h non superino 1 TeV, si ottiene il limite:

$$m_h \lesssim 130 \text{ GeV}; \quad (1.81)$$

se invece si assume che tutte le particelle supersimmetriche abbiano massa inferiore ad 1 TeV e che tutti gli accoppiamenti della teoria restino perturbativi fino alla scala di unificazione M_{GUT} ($\sim 10^{16}$ GeV), (*Grand Unification Theory*):

$$m_h \lesssim 150 \text{ GeV}. \quad (1.82)$$

Le esperienze fatte nella costruzione dei modelli mostrano che il comportamento del bosone h non si discosta sensibilmente da quello dell'Higgs del Modello Standard. Nel modello MSSM le masse e gli angoli di mescolamento (CKM) di quarks e leptoni sono determinate dagli accoppiamenti di Yukawa del superpotenziale e dal parametro $\tan\beta$, quindi i parametri della teoria sono vincolati dai valori sperimentali delle masse dei fermioni e degli elementi della matrice CKM. In particolare si trovano i seguenti limiti per $\tan\beta$:

$$1.2 \lesssim \tan\beta \lesssim 65. \quad (1.83)$$

Il numero di parametri liberi del modello MSSM più generale viene sensibilmente ridotto introducendo una descrizione della rottura di Supersimmetria. I modelli proposti più accreditati prevedono che la rottura spontanea di Supersimmetria avvenga in un settore *nascosto*, cioè composto da particelle neutre rispetto al gruppo di gauge del Modello Standard, e venga poi trasmessa al settore *visibile* delle particelle del modello MSSM. Esistono diverse ipotesi sul meccanismo di trasmissione della rottura di Supersimmetria dal settore *nascosto* al settore *visibile*. In questo lavoro viene preso in considerazione il modello mSUGRA (*minimal SuperGravity*), in cui tale meccanismo coinvolge le interazioni gravitazionali, cui è affidato il ruolo di *messagere* tra i due settori.

Capitolo 2

Stato sperimentale della ricerca del bosone neutro h del modello MSSM

In questo capitolo vengono descritti i risultati della ricerca del bosone di Higgs h del modello MSSM, ottenuti dagli esperimenti al collisore LEP (ALEPH, DELPHI, L3 ed OPAL) e dagli esperimenti al collisore Tevatron (CDF e D0).

2.1 La fenomenologia del settore di Higgs nel modello MSSM

Nel modello MSSM, all'ordine più basso dello sviluppo perturbativo (*tree level*), le masse e gli accoppiamenti del settore di Higgs sono fissati da due soli parametri. Una scelta conveniente è la massa del bosone di Higgs A , m_A , ed il rapporto dei valori d'aspettazione nel vuoto delle componenti neutre dei due campi di Higgs (1.66), $\tan\beta$. All'ordine più basso le masse dei bosoni di Higgs, (1.77), (1.75) e (1.76), sono ordinate secondo le relazioni:

$$m_h < \max(m_Z, m_A) < m_H \quad \text{e} \quad m_W < m_{H^\pm}. \quad (2.1)$$

Queste relazioni vengono modificate dalle correzioni radiative. Il contributo maggiore proviene dalla non completa cancellazione tra i loop del quark top ed i loop dei top scalari (\tilde{t}_R e \tilde{t}_L). Tali correzioni coinvolgono principalmente le masse e i rapporti di decadimento del settore degli Higgs neutri, e dipendono fortemente dalla massa del top ($\sim m_t^4$) e logicamente dalle masse dei top scalari. Inoltre, esse sono correlate alle particolari parametrizzazioni della rottura soffice di Supersimmetria e del mescolamento tra i partner supersimmetrici del top ($\tilde{\ell}_R$ e $\tilde{\ell}_L$). La figura 2.1 mostra l'andamento delle masse dei bosoni di Higgs in funzione di m_A e per alcuni valori di $\tan\beta$, in uno dei possibili scenari del modello MSSM [45]. Nel modello MSSM gli accoppiamenti dei bosoni di Higgs neutri, h , H ed A , a quarks, leptoni e bosoni di gauge sono modificati rispetto agli analoghi accoppiamenti del bosone di Higgs del Modello Standard da fattori moltiplicativi

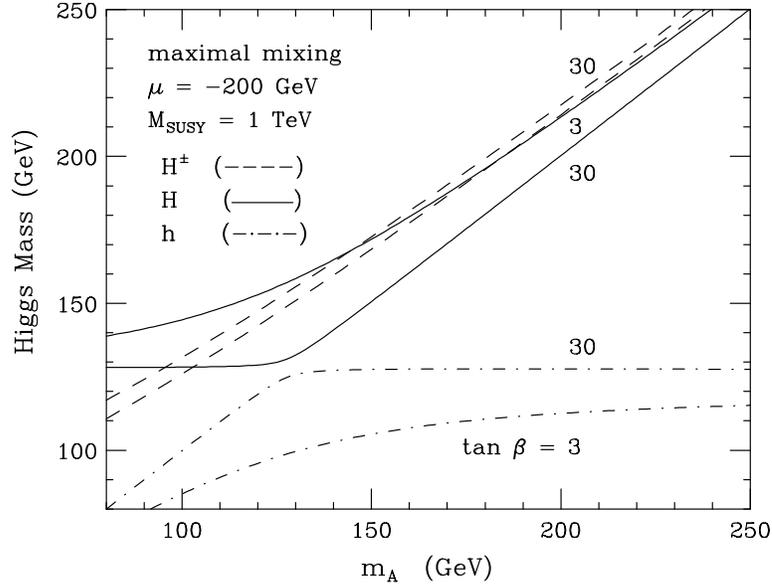


Figura 2.1: Le masse dei bosoni di Higgs nel modello MSSM dopo l'aggiunta delle correzioni radiative, in funzione di m_A e per $\tan\beta = 3, 30$, nell'ipotesi di massimo mescolamento dei top scalari.

(Tabella 2.2) che dipendono dall'angolo di mescolamento α e dall'angolo β . I rapporti di decadimento del bosone di Higgs del Modello Standard sono riportati in grafico nella Figura 2.2 in funzione della massa dell'Higgs, m_{H_0} [46]. Dalla Figura 2.2 e dalla Tabella 2.2 si deduce che il bosone h decade preferenzialmente in coppie $b\bar{b}$, essendo $m_h \lesssim 130$ GeV, ed il bosone A decade in coppie di fermioni, poiché all'ordine principale dello sviluppo perturbativo non ha accoppiamenti con i bosoni di gauge. Per $\tan\beta > 1$ i decadimenti dominanti sono in $b\bar{b}$ e $\tau^-\tau^+$, con rapporti di decadimento di circa 90% ed 8% rispettivamente, mentre i decadimenti in $c\bar{c}$ e in coppie di gluoni sono soppressi. Per $\tan\beta < 1$ il decadimento in $c\bar{c}$ può diventare importante. Il decadimento $h \rightarrow AA$ diventa dominante quando è cinematicamente consentito. Sono possibili anche decadimenti in particelle supersimmetriche, sfermioni, chargini e neutralini, che possono dar luogo a stati finali invisibili o difficili da rivelare. I rapporti di decadimento di questi processi possono diventare dominanti in alcune regioni dello spazio dei parametri, richiedendo particolari strategie di ricerca.

2.2 I risultati a LEP

Il collisore LEP (*Large Electron Positron Collider*) ha operato dal 1989 al 2000 ad energie nel centro di massa da 91 GeV fino a 209 GeV. In questo intervallo di energia il bosone h è prodotto principalmente attraverso il processo di Higgs-

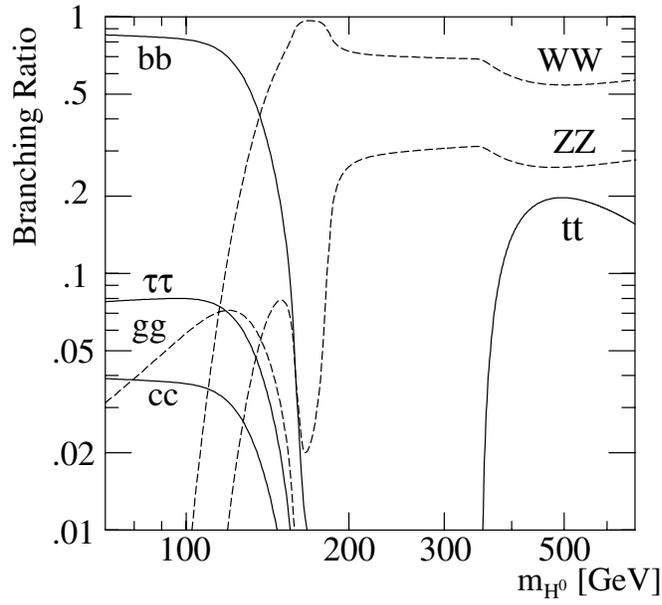


Figura 2.2: I fattori di decadimento del bosone di Higgs H^0 del Modello Standard per i principali canali di decadimento.

	Fermioni f	WW	ZZ
Higgs MS:	$-i\frac{g_2 m_f}{2m_W}$	$ig_2 m_W g^{\mu\nu}$	$i\frac{g_2 m_Z}{2\cos\theta_W} g^{\mu\nu}$

Tabella 2.1: Gli accoppiamenti del bosone di Higgs del Modello Standard a fermioni e bosoni di gauge massivi.

	Fermioni up	Fermioni $down$	Bosoni di gauge
Higgs MS:	1	1	1
h :	$\cos\alpha / \sin\beta$	$-\sin\alpha / \cos\beta$	$\sin(\beta - \alpha)$
H :	$\sin\alpha / \sin\beta$	$\cos\alpha / \cos\beta$	$\cos(\beta - \alpha)$
A :	$-i\gamma_5 / \tan\beta$	$-i\gamma_5 \tan\beta$	0

Tabella 2.2: I fattori che legano gli accoppiamenti dei bosoni neutri del modello MSSM, h , H ed A , agli accoppiamenti del bosone di Higgs del Modello Standard, all'ordine perturbativo più basso (*tree level*).

strahlung:

$$e^+e^- \rightarrow hZ, \quad (2.2)$$

ed il processo di produzione associata:

$$e^+e^- \rightarrow hA. \quad (2.3)$$

Le sezioni d'urto dei processi (2.2) e (2.3) sono legate alla sezione d'urto σ_{HZ}^{MS} del processo di Higgs-strahlung del Modello Standard [47,48]:

$$e^+e^- \rightarrow HZ, \quad (2.4)$$

attraverso le seguenti relazioni:

$$\sigma_{hZ} = \sin^2(\beta - \alpha) \sigma_{HZ}^{MS} \quad (2.5)$$

$$\sigma_{hA} = \cos^2(\beta - \alpha) \tilde{\lambda} \sigma_{HZ}^{MS}, \quad (2.6)$$

dove il fattore cinematico $\tilde{\lambda}$ è dato da:

$$\tilde{\lambda} = \frac{\lambda_{Ah}^{3/2}}{\lambda_{Zh}^{1/2}(12m_Z^2/s + \lambda_{Zh})}, \quad (2.7)$$

con

$$\lambda_{ij} = \left[1 - (m_i + m_j)^2/s\right] \left[1 - (m_i - m_j)^2/s\right] \quad (2.8)$$

e \sqrt{s} indica l'energia nel centro di massa. Le sezioni d'urto (2.5) e (2.6) hanno fattori di soppressione $\sin^2(\beta - \alpha)$ e $\cos^2(\beta - \alpha)$ complementari. Quindi a piccolo $\tan\beta$ il processo di Higgs-strahlung (2.2) è dominante, mentre ad alto $\tan\beta$ il processo di produzione associata (2.3) diventa più importante, a meno che non sia cinematicamente soppresso. I risultati della ricerca nel processo di Higgs-strahlung (2.2) sono stati ottenuti reinterpretando i dati selezionati per la ricerca dell'Higgs del Modello Standard e tenendo conto del fattore di soppressione $\sin^2(\beta - \alpha)$ nella sezione d'urto prevista dal modello MSSM. Gli stati finali per cui si aveva buona sensibilità a LEP prevedevano il decadimento del bosone di Higgs in una coppia $b\bar{b}$ e del bosone Z in una delle coppie $q\bar{q}$, $\nu\bar{\nu}$, e^+e^- , $\mu^+\mu^-$ e $\tau^+\tau^-$. Nella prima fase di LEP non è stato possibile studiare i processi in cui il bosone Z decadeva in coppie $q\bar{q}$ a causa dell'impossibilità di estrarre il segnale dal fondo di QCD. Nella seconda fase l'energia nel centro di massa venne incrementata, quindi il bosone Z era prodotto *on mass-shell* e questo fornì un'ulteriore segnatura per il processo di Higgs-strahlung, permettendo di estendere la ricerca a tutti i canali di decadimento citati. I risultati per il canale di produzione associata (2.3) sono stati ottenuti richiedendo stati finali del tipo $(b\bar{b})(b\bar{b})$ e $(\tau^+\tau^-)(q\bar{q})$. I dati raccolti dai quattro esperimenti a LEP, in diversi canali e a diverse energie nel centro di massa, sono stati combinati statisticamente, migliorando la sensibilità della ricerca. La presenza del bosone h e/o del bosone A è stata testata in un modello MSSM ristretto a sette parametri: M_{SUSY} , M_2 , A , $\tan\beta$, μ , m_A e $m_{\tilde{g}}$ [49]. Tutti i parametri di rottura soffice di Supersimmetria nel settore degli sfermioni, alla scala elettrodebole,

sono assunti pari a M_{SUSY} . Le masse dei gaugino $SU(2)_L$, alla scala elettrodebole, sono assunte uguali a M_2 , mentre la massa del gaugino $U(1)_Y$, M_1 , è ricavata dalla relazione $GUT M_1 = M_2(5\sin^2\theta_W/3\cos^2\theta_W)$. I parametri μ e $\tan\beta$ sono rispettivamente il parametro di massa dei bosoni di Higgs supersimmetrici ed il rapporto dei valori d'aspettazione nel vuoto delle componenti neutre dei campi di Higgs. Il parametro A è l'universale accoppiamento trilineare dell'Higgs con gli squarks, assunto uguale per i settori up e down. La massa del gluino $m_{\tilde{g}}$ influenza le correzioni radiative ad m_h provenienti da loop di top e bottom scalari. La massa del quark top è assunta pari a 174.3 GeV, media fornita dalle misure al collisore Tevatron [50]. Nell'ambito di tale modello sono stati considerati tre scenari di riferimento:

- *no-mixing*:
assume che non ci sia mescolamento tra \tilde{t}_R e \tilde{t}_L . Sono stati fissati i seguenti valori per i parametri del modello: $M_{SUSY} = 1$ TeV, $M_2 = 200$ GeV, $\mu = -200$ GeV, $X_t = A - \mu \cot\beta = 0$, $m_{\tilde{g}} = 800$ GeV, $0.4 < \tan\beta < 50$ e 4 GeV $< m_A < 1$ TeV. Il massimo valore possibile per m_h è 114 GeV;
- m_h^{max} :
è disegnato per produrre il massimo valore possibile per m_h , che può raggiungere i 130 GeV. I valori fissati per i parametri del modello sono gli stessi dello scenario *no-mixing*, tranne che per X_t che è posto pari a $2M_{SUSY}$;
- *Large μ* :
è disegnato per illustrare scelte dei parametri MSSM per cui il bosone di Higgs h non decade in coppie $b\bar{b}$ a causa di forti correzioni dovute a loop di particelle supersimmetriche. Ai parametri del modello vengono assegnati i valori: $M_{SUSY} = 400$ GeV, $M_2 = 400$ GeV, $\mu = 1$ TeV, $X_t = -300$ GeV, $m_{\tilde{g}} = 200$ GeV, $\tan\beta > 20$ e 4 GeV $< m_A < 400$ GeV. In questo caso m_h può raggiungere al massimo 108 GeV.

Non è stata trovata alcuna evidenza di segnale da Higgs supersimmetrici, ma si sono potute escludere alcune regioni dello spazio dei parametri del modello MSSM considerato [51]. In particolare sono stati posti i seguenti limiti sulle masse dei bosoni h ed A :

$$m_h > 91.0 \text{ GeV} \text{ e } m_A > 91.9 \text{ GeV} \quad \text{al } 95\% \text{ CL} \quad (2.9)$$

ed è stato escluso l'intervallo:

$$0.5 < \tan\beta < 2.4 \quad . \quad (2.10)$$

Le Figure 2.3, 2.4 e 2.5 riassumono graficamente i risultati della ricerca a LEP dei bosoni di Higgs neutri del modello MSSM nei tre scenari citati.

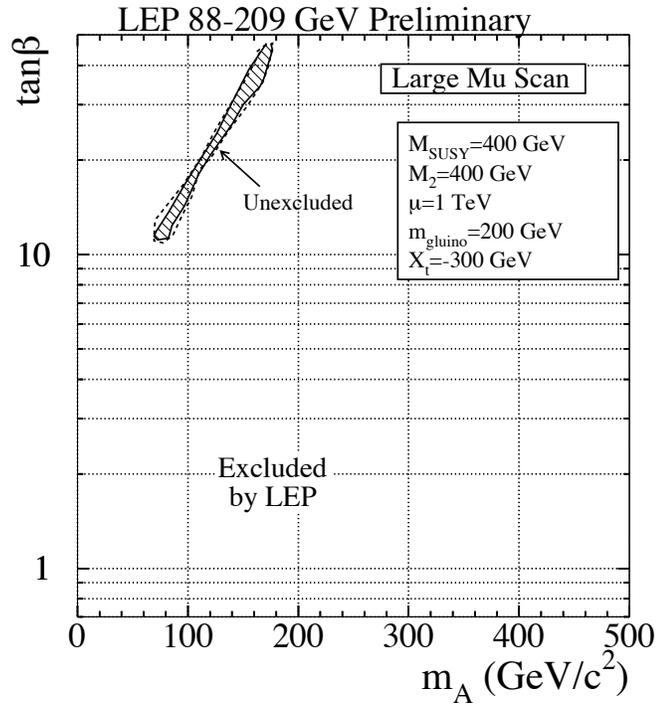


Figura 2.3: I risultati combinati della ricerca a LEP dei bosoni di Higgs neutri del modello MSSM nello scenario *Large μ* . La zona non esclusa è evidenziata in tratteggio diagonale. È mostrata solo la proiezione nel piano $(m_A, \tan\beta)$ perché tutti i modelli non esclusi hanno $m_h \simeq 107$ GeV. La regione $\tan\beta < 0.7$ non è stata considerata a causa dell'instabilità dei calcoli numerici [52].

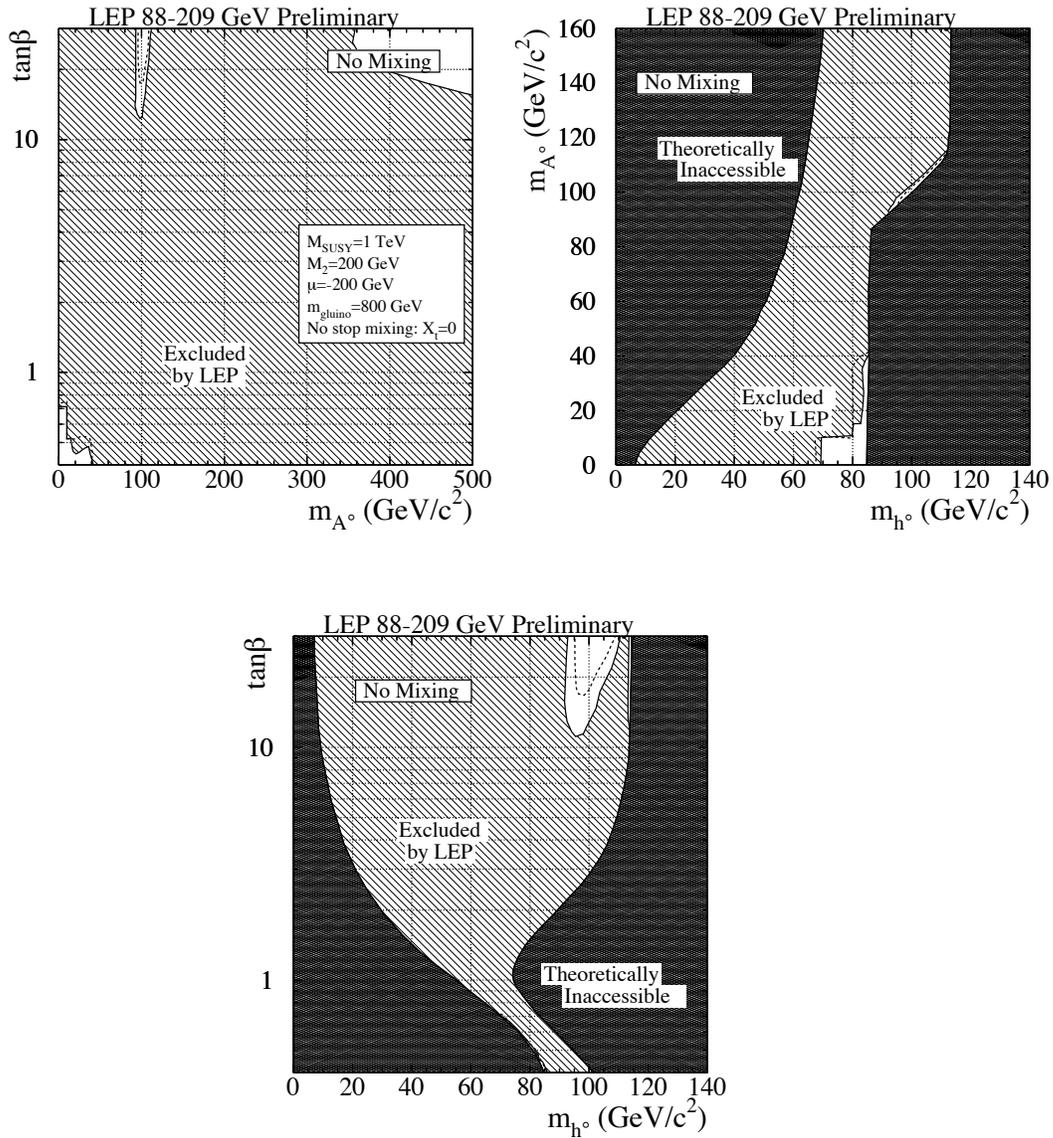


Figura 2.4: I risultati combinati della ricerca a LEP dei bosoni di Higgs neutri del modello MSSM nello scenario *no-mixing*, le zone in nero sono non permesse dalla teoria, mentre le zone escluse sperimentalmente sono evidenziate in righe diagonali. Le linee tratteggiate mostrano i limiti aspettati delle regioni escluse al 95% CL nel caso in cui si considerino solo processi di fondo dal Modello Standard. Le differenze tra i limiti aspettati e quelli osservati sono dovute ad un eccesso di eventi nei dati sperimentali rispetto alle predizioni del Modello Standard. In alto a sinistra: plot di esclusione nel piano $(m_A, \tan\beta)$. In alto a destra: plot di esclusione nel piano (m_h, m_A) . In basso: plot di esclusione nel piano $(m_h, \tan\beta)$. [51].

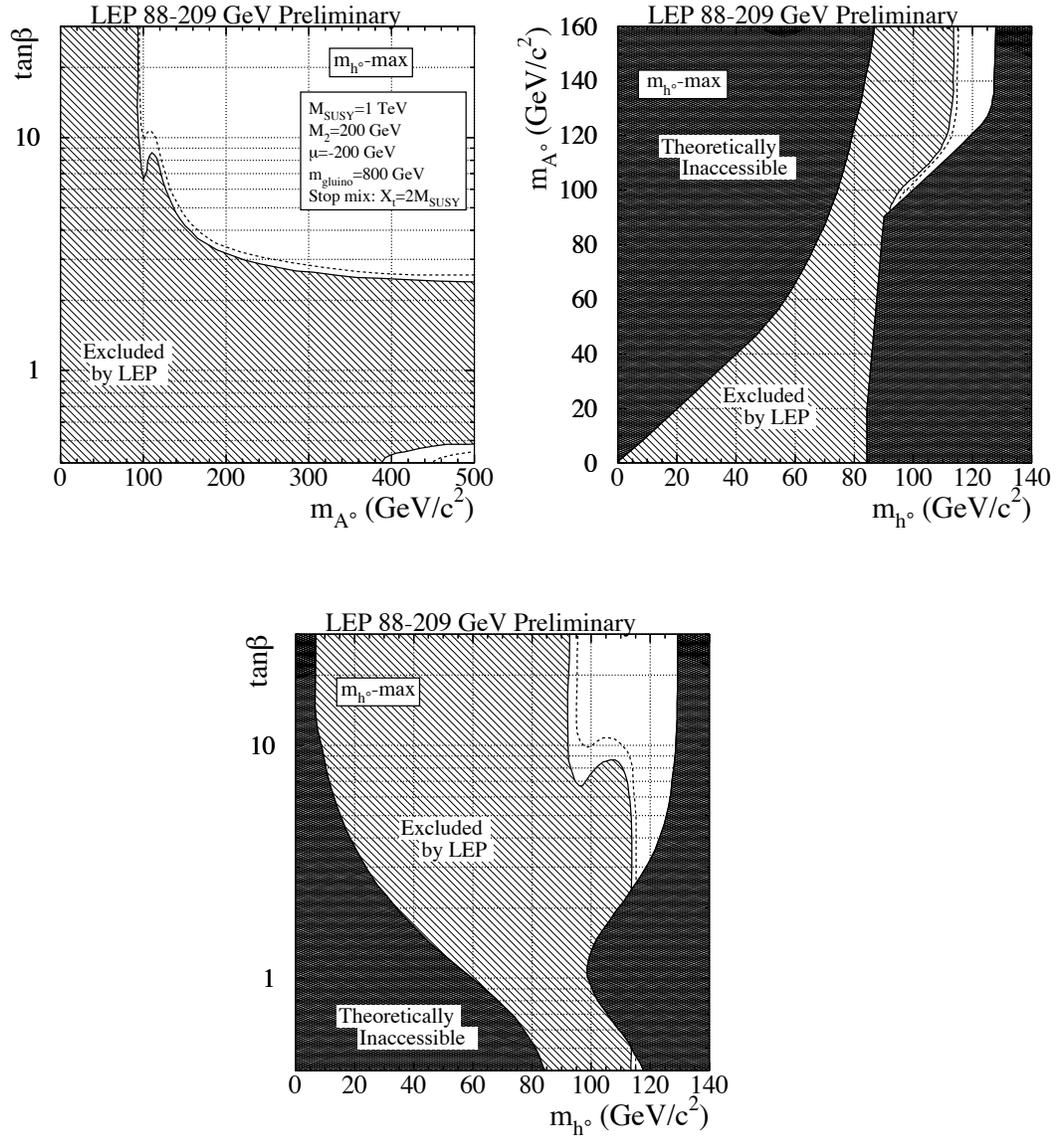


Figura 2.5: I risultati combinati della ricerca a LEP dei bosoni di Higgs neutri del modello MSSM nello scenario m_h^{max} , le zone in nero sono non permesse dalla teoria, mentre le zone escluse sperimentalmente sono evidenziate in righe diagonali. Le linee tratteggiate mostrano i limiti aspettati delle regioni escluse al 95% CL nel caso in cui si considerino solo processi di fondo dal Modello Standard. Le differenze tra i limiti aspettati e quelli osservati sono dovute ad un eccesso di eventi nei dati sperimentali rispetto alle predizioni del Modello Standard. In alto a sinistra: plot di esclusione nel piano $(m_{A^0}, \tan\beta)$. In alto a destra: plot di esclusione nel piano (m_{h^0}, m_{A^0}) . In basso: plot di esclusione nel piano $(m_{h^0}, \tan\beta)$. [51].

2.3 I risultati al Tevatron

Ricerche dei bosoni di Higgs sono state condotte anche sui dati raccolti dagli esperimenti CDF e D0 al collisore $p\bar{p}$ Tevatron, che fornisce un'energia nel centro di massa pari a 1.8 TeV. In queste condizioni i bosoni di Higgs del modello MSSM vengono prodotti principalmente attraverso processi di fusione di gluoni [45]:

$$gg \rightarrow h, A, H \quad (2.11)$$

ma solo il modo di decadimento in $\tau^+\tau^-$ può essere investigato, in quanto è difficile distinguere il decadimento di h, A, H in coppie $b\bar{b}$ dai processi QCD di fondo. In un'ampia regione dello spazio dei parametri del modello MSSM uno dei bosoni con \mathcal{CP} pari (h o H) si accoppia con i bosoni vettoriali con costanti d'accoppiamento simili a quella dell'analogo accoppiamento dell'Higgs del Modello Standard (2.2). La produzione associata

$$p\bar{p} \rightarrow hV \text{ o } p\bar{p} \rightarrow HV \quad , \quad (2.12)$$

dove V indica i bosoni W^\pm o Z , con successivo decadimento leptonic del bosone vettoriale, risulta essere un canale promettente perchè può essere estratto dal fondo QCD [45]. Gli esperimenti D0 e CDF hanno condotto ricerche su processi di produzione associata con successivo decadimento del bosone di Higgs in $b\bar{b}$, senza trovare evidenza di segnale [53,54]. Inoltre l'esperimento CDF ha considerato il processo di Yukawa:

$$p\bar{p} \rightarrow b\bar{b} \phi \rightarrow b\bar{b} b\bar{b} \quad , \quad (2.13)$$

con $\phi = h, A, H$, in cui un bosone di Higgs è radiato da un quark b e decade successivamente in una coppia $b\bar{b}$ [55]. Nel modello MSSM l'accoppiamento di Yukawa al quark b diventa significativo ad alto $\tan\beta$ [56], quindi il processo (2.13) diventa importante in tale limite. L'analisi condotta su questo canale ha permesso di escludere un'ulteriore regione dello spazio dei parametri del modello MSSM. La Figura 2.6 mostra i limiti posti finora ai parametri dello scenario m_h^{max} del modello MSSM.

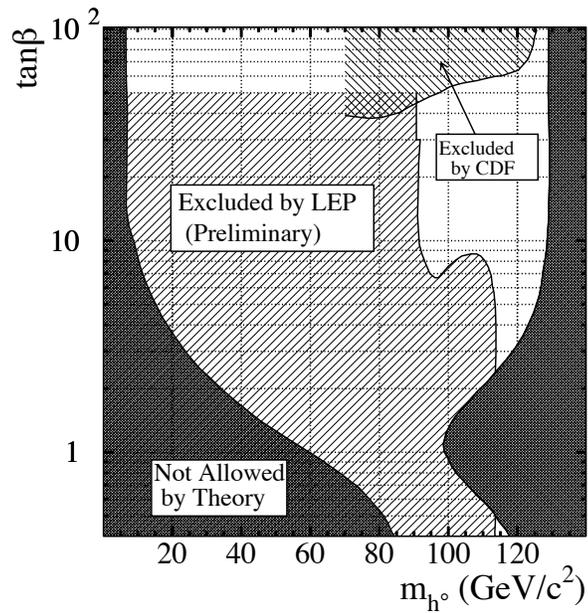
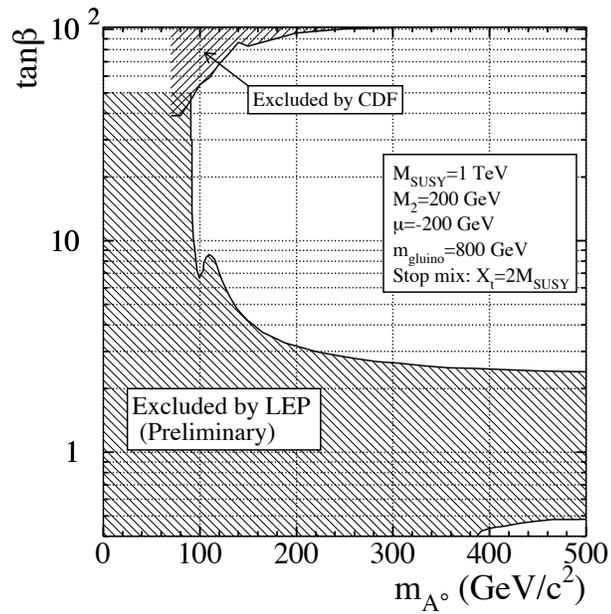


Figura 2.6: I risultati della ricerca dei bosoni di Higgs neutri del modello MSSM nello scenario m_h^{max} degli esperimenti al collisore LEP e dell'esperimento CDF al collisore Tevatron. Le zone in nero sono non permesse dalla teoria, mentre le zone escluse sperimentalmente al 95% CL sono evidenziate in righe diagonali. In alto : plot di esclusione nel piano $(m_A, \tan\beta)$. In basso: plot di esclusione nel piano $(m_h, \tan\beta)$. [47].

Capitolo 3

Il progetto LHC e l'esperimento ATLAS

Il collisore adronico LHC (*Large Hadron Collider*, Grande Collisore Adronico) [57], approvato dal Consiglio del CERN (*Centro Europeo per la Ricerca Nucleare*) nel dicembre 1994, verrà installato nel tunnel che ha ospitato il collisore LEP e fornirà in una prima fase collisioni tra protoni (pp) ed in seguito collisioni tra ioni pesanti. Attualmente LHC è in costruzione: l'inizio della fase operativa è previsto per il 2007. In questo capitolo vengono illustrate le caratteristiche tecniche del collisore LHC e le potenzialità di ricerca degli esperimenti che vi opereranno, prestando particolare attenzione all'esperimento ATLAS (*A Toroidal Lhc ApparatuS*).

3.1 Il Large Hadron Collider

Il progetto LHC è nato dalla necessità di comprendere una serie di problemi ancora aperti della fisica moderna. Uno degli aspetti ancora non chiari del Modello Standard è l'origine della massa delle particelle e la spiegazione della particolare gerarchia osservata nello spettro di massa di leptoni, quarks e bosoni di gauge. Le risposte a tali questioni risiedono nel settore di Higgs. Gli esperimenti a LEP hanno posto il limite inferiore di circa 108 GeV sulla massa del bosone di Higgs del Modello Standard. Il limite superiore di massa accessibile agli esperimenti che prendono dati al collisore Tevatron al Fermilab per una scoperta di tale bosone è di 120 GeV. LHC permetterà di estendere la ricerca del bosone di Higgs del Modello Standard fino al limite imposto dalla teoria di circa 1 TeV. Qualunque sia l'esito di tale ricerca se ne dedurranno preziosi indizi sulla fisica alle energie di $\mathcal{O}(1 \text{ TeV})$. In particolare si potrà provare la validità delle teorie di grande unificazione (GUT) e delle teorie supersimmetriche, che prevedono la manifestazione di nuovi fenomeni a tale scala di energia. Inoltre gli esperimenti ad LHC potranno fare chiarezza su tante altre questioni: il numero di famiglie di quarks e leptoni, l'origine dell'asimmetria tra materia ed antimateria nell'universo attuale, l'origine del confinamento

dei quarks negli adroni. Il collisore LHC sarà anche un'eccezionale fabbrica di particelle pesanti, come i bosoni Z e W^\pm ed i quarks b e t , permettendo di misurare le proprietà di interazione di tali particelle. Nel suo primo periodo di attività LHC fornirà collisioni pp ad energia nel centro di massa $\sqrt{s} = 14$ TeV e luminosità $L = 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, che sarà in seguito aumentata fino alla luminosità di progetto di $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. L'energia raggiungibile nel centro di massa della macchina è limitata dal campo magnetico necessario a mantenere i protoni in orbita sull'anello di LEP. Infatti, dalla relazione:

$$p(\text{TeV}) = 0.3B(\text{Tesla})R(\text{Km}) , \quad (3.1)$$

dove p è il momento del fascio di particelle (pari a 7 TeV ad LHC), B è il campo magnetico necessario a curvare la traiettoria ed $R \simeq 4.3$ Km è il raggio del tunnel, si deduce che il campo magnetico necessario ad LHC, nell'ipotesi che esso sia costante su tutto l'anello, è pari a 5.4 Tesla. Poiché non è possibile ricoprire uniformemente la macchina di magneti, lo stesso potere curvante è ottenuto con un sistema di circa 1200 dipoli superconduttori, operanti a temperature ~ 1.9 K, che forniranno un campo magnetico di 8.4 Tesla. La sezione d'urto anelastica totale per collisioni pp ad energia $\sqrt{s} = 14$ TeV è pari a 80 mb . Quindi il numero di eventi prodotti al secondo ad LHC, nella fase di alta luminosità, sarà

$$N = \sigma \times L = 80 \text{ mb} \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \simeq 10^9 / \text{s} . \quad (3.2)$$

La maggior parte degli eventi prodotti provengono da collisioni di bassa energia (*soft collisions*), in cui le particelle nello stato finale sono quasi collineari al fascio. I processi fisicamente interessanti sono le collisioni ad alta energia (*hard scattering*), caratterizzate da un grosso trasferimento di impulso, che avvengono tra i partoni costituenti i protoni primari. Le particelle prodotte in tali collisioni hanno un grosso impulso trasverso rispetto alla direzione dei fasci (p_T). Nei processi di alta energia l'effettiva energia nel centro di massa, $\sqrt{\hat{s}}$, è minore dell'energia nel centro di massa della macchina, \sqrt{s} , cui è legata dalla seguente relazione:

$$\sqrt{\hat{s}} = \sqrt{x_a x_b} \sqrt{s} , \quad (3.3)$$

dove x_a ed x_b sono le frazioni di quadrimpulso del protone trasportate dai due partoni, a e b , coinvolti nella collisione. Dall'andamento delle funzioni di distribuzione dei partoni nel protone (Figura 3.1) e dall'Equazione (3.3) si deduce che ad LHC possono essere prodotte particelle con massa fino a 5 TeV. I fasci di particelle ad LHC saranno formati da pacchetti contenenti circa 10^{11} protoni ciascuno, che collideranno ogni 25 ns. Quindi, ad ogni incrocio dei fasci e ad alta luminosità, verranno prodotte in media 25 collisioni di bassa energia (*minimum-bias events*) che andranno a sovrapporsi agli eventi fisicamente interessanti. Per rigettare gli eventi di bassa energia si può imporre una preselezione sull'impulso trasverso delle particelle nello stato finale. Inoltre per minimizzare tale sovrapposizione i rivelatori ad LHC dovranno avere tempi di risposta molto brevi. I tempi di risposta

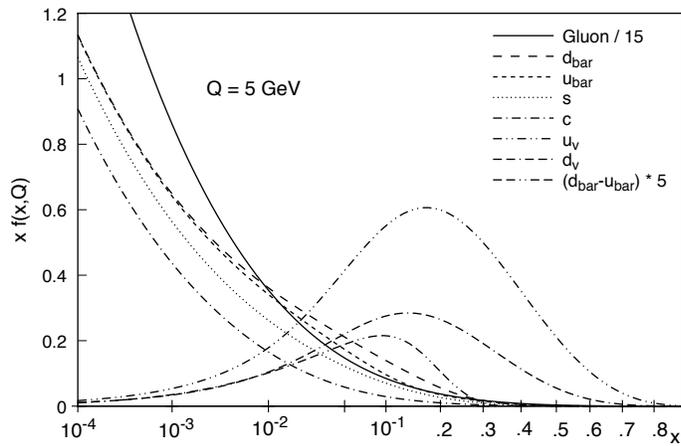


Figura 3.1: Funzioni di distribuzione dei partoni nel protone, nella parametrizzazione CTEQ5M [58] e ad impulso scambiato nel centro di massa $Q = 5 \text{ GeV}$, in funzione della frazione x di quadrimpulso del protone portato dal partone.

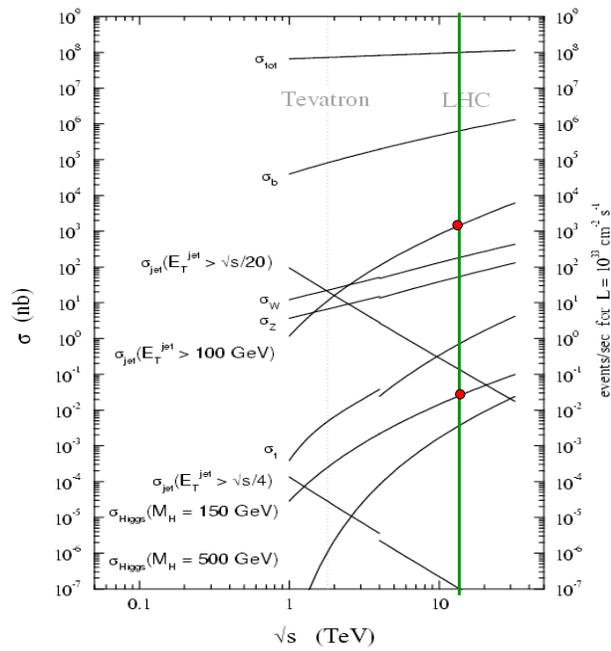


Figura 3.2: Le sezioni d'urto di produzione σ e numero di eventi prodotti al secondo in regime di bassa luminosità per alcuni processi di *hard scattering* a collisori adronici (pp e $p\bar{p}$), in funzione dell'energia nel centro di massa della macchina, \sqrt{s} .

tipici per i rivelatori ad LHC sono nell'intervallo 20-50 ns, che corrisponde a sommare su 1-2 incroci dei fasci e quindi a sovrapporre 25-50 eventi a bassa energia. Inoltre per ridurre al minimo la probabilità che le particelle prodotte negli eventi a bassa energia colpiscano lo stesso elemento di rivelatore attraversato da una particella prodotta in uno degli eventi interessanti, i rivelatori ad LHC dovranno avere una granularità molto fine. Infine sia i rivelatori che l'elettronica utilizzati dovranno essere in grado di assorbire l'alto flusso di particelle provenienti dalle collisioni pp (pari a 10^{17} neutroni/cm² o 10^7 Gy¹ in dieci anni di attività), conservando la loro funzionalità. Il tasso di eventi prodotti con alto impulso trasverso è dominato dalla produzione di *jet* (Figura 3.2), provenienti dall'adronizzazione di quarks e gluoni prodotti nello stato finale. Tali processi derivano da interazioni forti (QCD), quindi hanno sezioni d'urto molto maggiori dei processi oggetto dello studio, che sono invece piuttosto rari o perché avvengono attraverso interazioni deboli o perché coinvolgono la produzione di particelle pesanti. La presenza di un così elevato fondo QCD non permette di estrarre gli eventi che abbiano nello stato finale solo adroni, diminuendo ulteriormente la percentuale di eventi che possono essere analizzati.

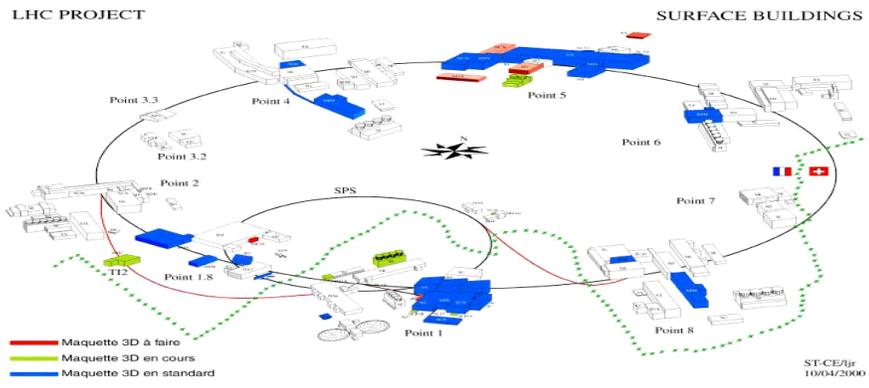
3.2 Gli esperimenti ad LHC

Al collisore LHC opereranno quattro esperimenti: ATLAS [59] e CMS [60] sono due esperimenti con un ampio programma di fisica, in grado di effettuare sia ricerche di nuove particelle che misure di precisione dei parametri del Modello Standard e delle caratteristiche delle particelle già note, mentre ALICE [61] ed LHCb [62] sono esperimenti dedicati rispettivamente alla fisica degli ioni pesanti e allo studio degli adroni B.

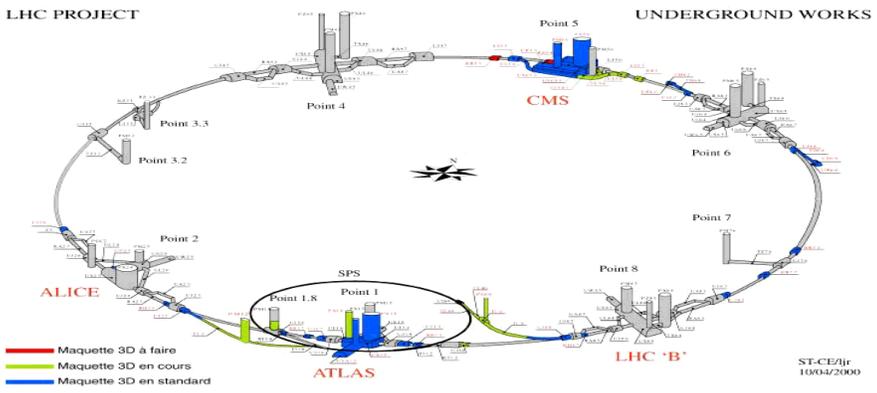
Il rivelatore CMS (*Compact Muon Solenoid*) è stato disegnato in modo da ottenere un sistema di calorimetri più ermetico possibile ($|\eta| \leq 5$ ²), un'alta qualità del sistema di tracciamento interno e del calorimetro elettromagnetico ed uno spettrometro per muoni dalle ottime prestazioni. L'apparato sperimentale (Figura 3.4) è stato ottimizzato per la ricerca del bosone di Higgs nell'intervallo di massa tra 90 GeV ed 1 TeV, ma permette anche la rivelazione di una estesa varietà di possibili meccanismi di rottura della simmetria elettrodebole. L'apparato è adatto allo studio del top, della violazione di CP , a luminosità basse è perfettamente in grado di studiare la fisica del leptone τ e del quark b e può coprire molti aspetti importanti del programma di fisica degli ioni pesanti. La linea guida che ha condotto alla scelta dei parametri dell'esperimento è stata quella di identificare e misurare con grande precisione i muoni, gli elettroni ed i fotoni. La risoluzione in energia sarà inferiore

¹Il Gy è l'unità di misura dell'energia assorbita per unità di massa, in particolare 1 Gy = 1 Joule/Kg

²La pseudorapidità η è definita come $-\ln \cot \frac{\theta}{2}$, dove θ è l'angolo azimutale. In particolare $|\eta| \leq 5$ equivale ad una copertura della zona di interazione su quasi tutto l'angolo solido fino ad 1° dalla direzione del fascio.



LHC SURFACE VIEW



LHC UNDERGROUND VIEW

Figura 3.3: Il collisore LHC. In alto: vista delle infrastrutture in superficie. In basso: vista del tunnel e disposizione dei rivelatori ATLAS, CMS, ALICE ed LHCb.

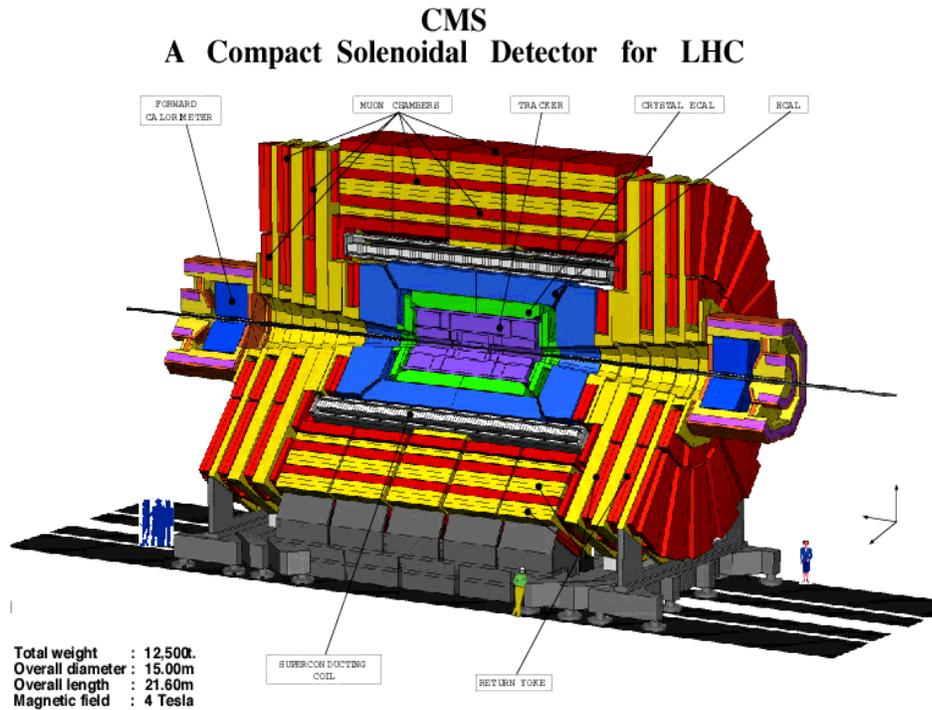


Figura 3.4: Il rivelatore CMS (*Compact Muon Solenoid*).

all' 1% per elettroni e fotoni di energia pari a 100 GeV. Nel cuore dell'apparato CMS si trova un grande solenoide superconduttore che genera un campo magnetico uniforme di 4 Tesla. La scelta di un campo magnetico elevato permette un progetto dello spettrometro per μ con dimensioni ridotte senza compromettere la risoluzione in momento fino ad angoli azimuthali relativamente piccoli. Il sistema interno di tracciamento sarà in grado di misurare tutte le tracce di particelle cariche con alto impulso trasverso con una precisione in momento pari a $\Delta p/p \sim 0.1 \cdot p_T$ (TeV). Un calorimetro elettromagnetico ad alta risoluzione composto da cristalli di PbWO_4 , progettato per rivelare i fotoni di decadimento dell'Higgs con massa intermedia, si trova all'interno della bobina superconduttrice. Un calorimetro adronico circonda la zona di interazione fino a piccoli angoli, rendendo possibile l'identificazione dei *jet* adronici prodotti in avanti, cioè con piccolo angolo rispetto ai fasci, e la misura della energia trasversa mancante. Quest'ultima misura segnala la presenza di particelle neutre energetiche e quindi può mettere in evidenza l'eventuale produzione di particelle supersimmetriche.

Lo studio della violazione di CP è di grande interesse non solo nel campo della fisica delle particelle, ma anche in cosmologia per comprendere l'origine dell'asimmetria tra materia ed antimateria, che rappresenta il maggiore effetto della violazione di CP mai osservato. Il rivelatore LHCb (*Large Hadron Collider beau-*

ty) è stato progettato per studiare i fenomeni di violazione di CP ed i decadimenti rari di adroni contenenti quarks pesanti, in particolare mesoni B (*beauty*). Al col-

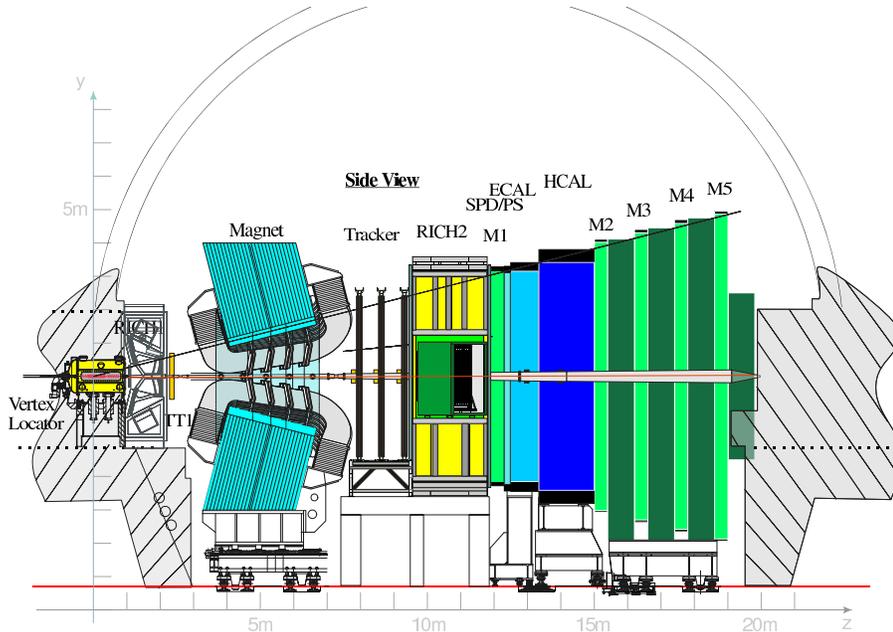


Figura 3.5: Il rivelatore LHCb.

lisore LHC i mesoni B emergeranno a basso impulso trasverso, quindi l'apparato sperimentale di LHCb è stato disegnato in modo da rivelare particelle prodotte a piccoli angoli rispetto alla direzione dei fasci (Figura 3.5). Il sistema di tracciamento interno (*vertex locator*) è in grado di ricostruire il vertice di decadimento dei mesoni B, e quindi di ottenere una misura della lunghezza di volo del B, cioè il percorso compiuto tra la produzione ed il decadimento, con una precisione dell'ordine di un decimo di millimetro. Le particelle prodotte dal decadimento dei B verranno identificate attraverso un sistema di rivelatori Cherenkov (RICH, *Ring Imaging Cherenkov*), calorimetri elettromagnetico ed adronico ed uno spettrometro per muoni. L'apparato è provvisto di un dipolo magnetico che produce un campo di 4 Tesla, la cui polarità può essere invertita in modo da ridurre errori di misura sistematici derivanti da possibili asimmetrie del rivelatore.

L'esperimento ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*) è stato progettato per lo studio dei fenomeni che si origineranno nelle collisioni Pb-Pb nella seconda fase di attività di LHC. In particolare verrà studiata la formazione del plasma gluoni-quarks. Nella prima fase di LHC la collaborazione ALICE analizzerà le collisioni pp per ottenere dati di riferimento per le collisioni tra nuclei. L'apparato sperimentale (Figura 3.6) è composto da una parte centrale, che ha una copertura

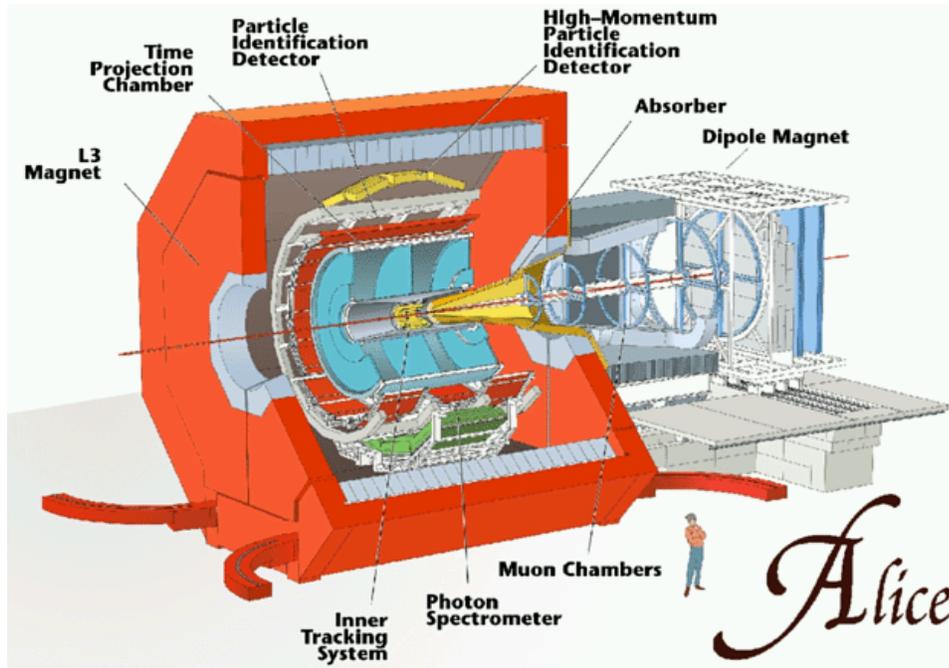


Figura 3.6: Il rivelatore ALICE.

angolare pari all'intervallo di pseudorapidità $|\eta| < 0.9$, disegnata per la rivelazione di adroni, elettroni e fotoni, e da uno spettrometro per muoni nella regione prossima al fascio ($2.5 < \eta < 4$). Il blocco centrale è contenuto nel magnete solenoide utilizzato dall'esperimento L3 di LEP, ed è composto da un sistema di rivelatori per la ricostruzione delle tracce (tracciatori al silicio ed una camera a proiezione temporale) e rivelatori per l'identificazione delle particelle (RICH ed un calorimetro elettromagnetico a cristalli di PbWO_4). Lo spettrometro per muoni è stato disegnato per studiare i decadimenti delle risonanze di quarks pesanti (J/Ψ , Ψ , Y , Y' e Y''), quindi avrà una risoluzione in massa migliore di 100 MeV per energie di 10 GeV, sufficiente a distinguere tutti gli stati di risonanza citati.

3.3 L'esperimento ATLAS

Il rivelatore ATLAS è stato progettato in modo da sfruttare a pieno il potenziale di scoperta del collisore LHC. A questo scopo l'apparato sperimentale è caratterizzato da una elevata accetanza geometrica, uno spettrometro per muoni dalla estrema precisione nella misura dell'impulso, un sistema di calorimetria il più ermetico possibile per l'identificazione di elettroni, fotoni ed adroni, ed un sistema di tracciamento interno disegnato per lo studio della fisica dei quarks b ed in grado anche di fornire ulteriori misure di momento per i leptoni, permettendo una anali-

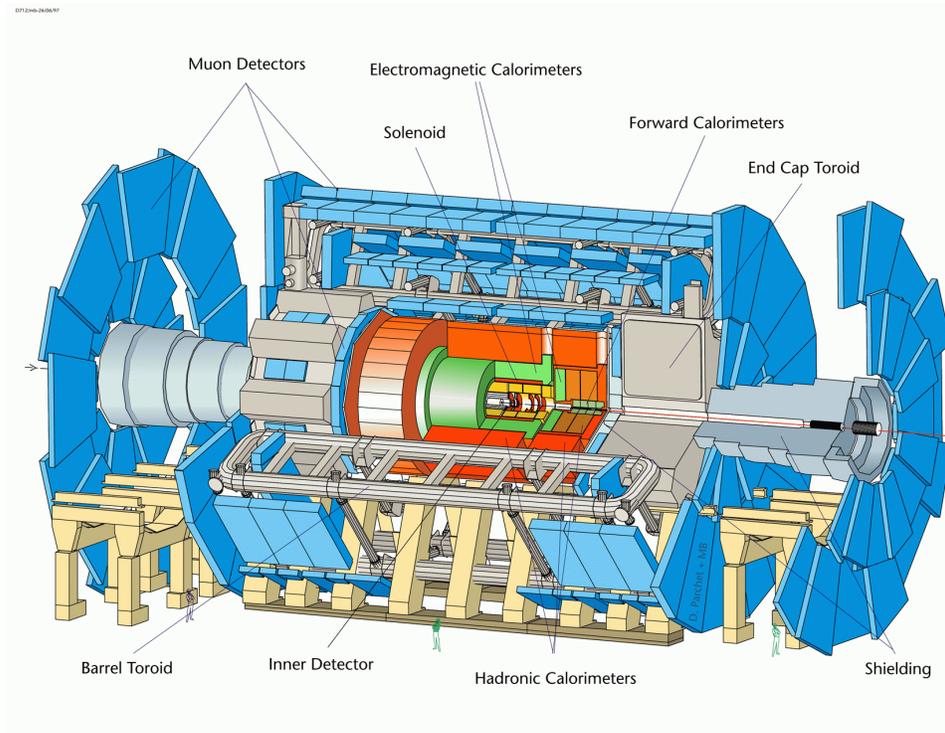


Figura 3.7: Il rivelatore ATLAS

si combinata con le misure ottenute negli altri sottorivelatori. L'apparato ATLAS presenta la struttura a gusci tipica degli esperimenti che operano su collisori (Figura 3.7). Il rivelatore può essere schematizzato in un cilindro di lunghezza 42 m e raggio 11 m. Il sistema di coordinate scelto dalla collaborazione per la descrizione geometrica dell'apparato è un riferimento destrorso con l'asse z lungo la direzione dei fasci e l'asse x che punta verso il centro dell'anello dell'acceleratore. La geometria cilindrica rende più agevole una descrizione del rivelatore in termini delle coordinate z , ϕ ed η . Nell'intero rivelatore possono essere individuati quattro principali sottosistemi, ciascuno specializzato in un particolare aspetto della rivelazione delle particelle: il rivelatore interno (*Inner Detector*) per il tracciamento e la misura dell'impulso delle particelle cariche, i calorimetri (*Electromagnetic*, *Hadronic*, *Forward Calorimeters*) per la misura dell'energia di fotoni, elettroni e *jet* adronici, lo spettrometro per muoni (*Muon Detectors*) per l'identificazione e la misura di muoni ed il sistema di magneti (*Solenoid*, *Barrel Toroid*, *Endcap Toroids*) per fornire il campo magnetico necessario alle misure di impulso.

3.3.1 Il sistema di magneti

Il sistema di magneti di ATLAS [63] è composto da un solenoide centrale e da un toroide a simmetria cilindrica (Barrel) in cui si inseriscono due toroidi più piccoli (Endcaps) (Figura 3.8). Il solenoide centrale, collocato all'interno del sistema di

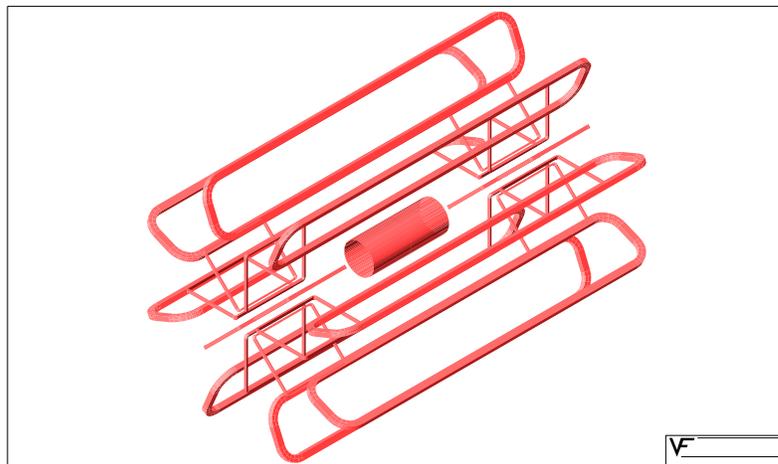


Figura 3.8: Il sistema di magneti di ATLAS: sono visibili il solenoide centrale e le bobine che formano i toroidi del Barrel e degli Endcaps.

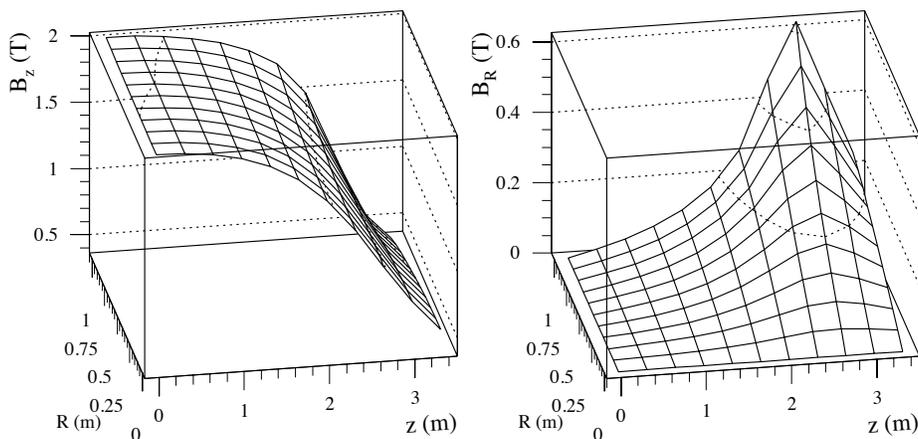


Figura 3.9: L'intensità del campo magnetico solenoideale in funzione di R e z . A sinistra: La componente longitudinale. A destra: La componente radiale.

calorimetria, è un magnete superconduttore operante a 4.5 K, che produrrà al suo centro un campo magnetico di 2 Tesla (Figura 3.9), necessario per le misure di impulso nel rivelatore interno. Per non deteriorare la qualità delle misure di energia nei calorimetri, il solenoide è stato progettato in modo da minimizzare la quantità di materiale posta tra il punto di interazione ed i calorimetri stessi, rendendolo il

più sottile possibile (2.44 m di diametro interno, 2.63 m di diametro esterno e 5.3 m di lunghezza) e collocandolo all'interno del criostato del calorimetro elettromagnetico. Il sistema toroidale esterno (Barrel ed Endcaps) può essere schematizzato come un cilindro di lunghezza pari a circa 26 m e raggio 10 m, esso provvede il campo magnetico necessario allo spettrometro per muoni. Ciascun toroide è composto da otto bobine ed è vuoto al suo interno (*air-core*). Ogni bobina del toroide del Barrel è racchiusa in un criostato, mentre quelle dei toroidi degli Endcaps sono contenute in unico criostato. Questa particolare configurazione toroidale fa in modo che le particelle attraversino il campo perpendicolarmente in quasi tutto l'intervallo di pseudorapidità. Il potere curvante è definito in termini dell'integrale

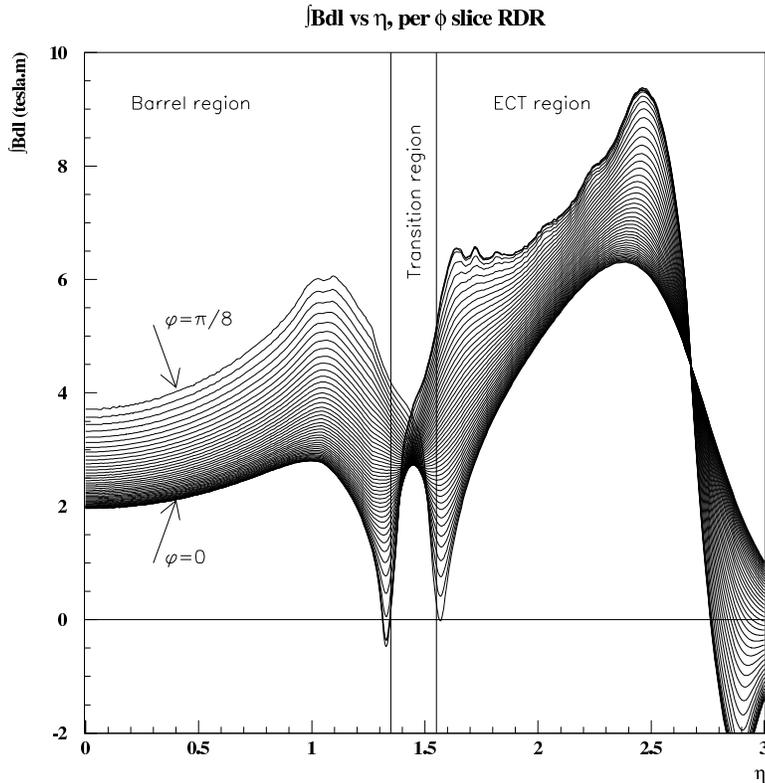


Figura 3.10: Integrale del campo magnetico prodotto dal sistema toroidale in funzione della pseudorapidità η e per vari angoli iniziali ϕ .

del campo magnetico $\int Bdl$ (Figura 3.10), dove B è la componente azimutale del campo e l'integrale è calcolato su un cammino rettilineo tra il raggio interno ed il raggio esterno dei toroidi. Il toroide del Barrel fornisce un potere curvante da 2 a 6 Tesla-m nell'intervallo $0 < |\eta| < 1.3$, i toroidi degli Endcaps forniscono da 4 a 8 Tesla-m nell'intervallo $1.6 < |\eta| < 2.7$. Il potere curvante è minore nella zona di transizione ($1.3 < |\eta| < 1.6$) in cui l'effetto del toroide del Barrel si sovrappone a quello del toroide dell'Endcap.

3.3.2 Il rivelatore interno

Il rivelatore interno [64] è posto attorno al punto di incrocio dei fasci, quindi è l'elemento più vicino alla zona di interazione (Figura 3.11). È contenuto nel solenoide

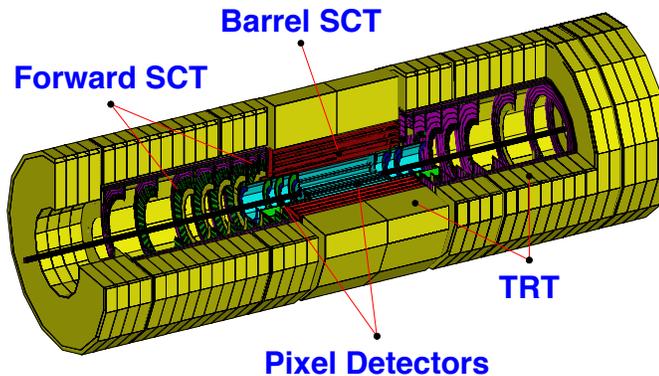


Figura 3.11: Vista tridimensionale del rivelatore interno dell'apparato ATLAS. Sono indicati i vari sottosistemi di rivelazione: *SemiConductor Trackers*, *Transition Radiation Trackers*, *Pixel Detectors*.

centrale e combina rivelatori ad alta risoluzione, posti nella parte più interna, a tracciatori continui, posizionati nella zona esterna. La granularità dei rivelatori attorno alla zona di collisione, necessaria alla ricostruzione del vertice d'interazione, è ottenuta mediante tracciatori al silicio (*SemiConductor Trackers* e *Pixel*) (Figura 3.11). La quantità di tracciatori di precisione deve essere limitata sia per contenere il costo del rivelatore, che per introdurre meno materiale possibile tra la zona d'interazione ed i calorimetri. Per limitare la diffusione multipla delle particelle la parte più esterna è composta da un sistema di tubi a deriva (*Transition Radiation Trackers*) (Figura 3.11) che forniscono un tracciamento sufficientemente preciso, con una densità di materia introdotta minore e costo inferiore. L'apparato ha raggio esterno pari a 1.15 m e lunghezza totale di 7 m. I rivelatori a pixel hanno risoluzioni $\sigma_{R,\phi} = 12\mu\text{m}$ e $\sigma_z \simeq 70\mu\text{m}$, ed i SCT hanno risoluzioni $\sigma_{R,\phi} = 16\mu\text{m}$ e $\sigma_z = 580\mu\text{m}$. Il sistema di TRT è composto da una serie di tubi a deriva che oper-

ano con una miscela di gas Xe/CF₄/CO₂ nel rapporto 7:1:2. Ogni canale di lettura dei TRT fornisce una misura del tempo di deriva ed è provvisto di due soglie di riferimento indipendenti, che permettono di discriminare tra elettroni, muoni ed adroni. L'accuratezza nelle misure di posizione è pari a circa 170 μm, ma l'elevato numero di misure per traccia permette di raggiungere precisioni pari a 50 μm alla luminosità di progetto di LHC. Il rivelatore interno fornisce il tracciamento nell'intervallo di pseudorapidità $|\eta| < 2.5$, insieme alla misura dell'impulso e dei parametri d'impatto della traccia e alla ricostruzione dei vertici secondari. Quest'ultima proprietà è rafforzata dalla presenza di uno strato di rivelatori a pixel (B-layer) appositamente introdotto per individuare gli adroni B (*b-tagging*).

3.3.3 I calorimetri

IL sistema di calorimetri di ATLAS [65] è composto da calorimetri elettromagnetici (*EM Accordion Calorimeters*), posti lungo il Barrel e sugli Endcaps ($|\eta| < 3.2$), un calorimetro adronico (*Hadronic Tile Calorimeter*) posto lungo il Barrel ($|\eta| < 1.7$) e due calorimetri adronici posizionati sugli Endcaps (*Hadronic LAr EndCap* ad $1.5 < |\eta| < 3.2$ e *Forward LAr* ad $3.1 < |\eta| < 4.9$) (Figura 3.12). Gli

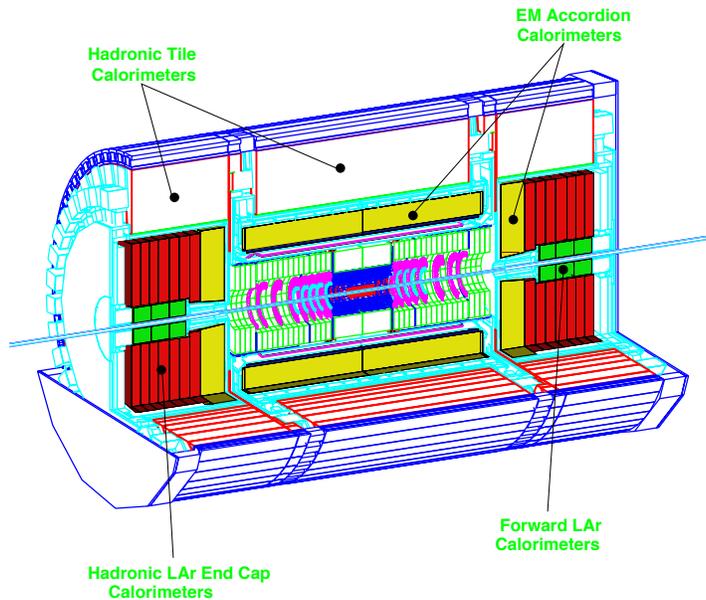


Figura 3.12: Vista tridimensionale dei calorimetri.

sciami prodotti da elettroni e fotoni sono completamente contenuti nei calorimetri elettromagnetici, mentre gli adroni li attraversano e vengono quasi completamente fermati nei calorimetri adronici. Il calorimetro elettromagnetico è composto da assorbitori in piombo a forma di fisarmonica alternati ad Argon liquido (*sampling* o *campionamento*). La geometria a fisarmonica permette di avere una perfetta simmetria in ϕ , evitando discontinuità nella direzione azimutale. La tecnica del campionamento con Argon liquido permette di ottenere un sistema resistente alle radiazioni, risposte del rivelatore stabili a lungo termine, eccellente ermeticità, buona risoluzione in energia e un'agevole calibrazione del rivelatore. La risoluzione in energia del calorimetro elettromagnetico è $\Delta E/E = 10\%/\sqrt{E} \oplus 1\%$ (E in GeV). Il sistema di calorimetri adronici prevede l'utilizzo di diverse tecniche. Nella zona del Barrel viene usato un calorimetro a campionamento con assorbitori in ferro alternati a mattonelle di materiale scintillante (*Hadronic Tile Calorimeter*). Il segnale prodotto alle due estremità delle mattonelle viene raccolto da fibre ottiche (wavelength shifter) e letto da fotomoltiplicatori. Nella regione degli Endcaps viene usato un calorimetro adronico a campionamento in rame ed Argon liquido (*Hadronic LAr EndCap Calorimeter*). Nella regione a grande η il calorimetro è composto da aste riempite di Argon liquido ed inserite in una matrice di rame e tungsteno (*Forward LAr Calorimeter*). La risoluzione in energia è stimata in $\Delta E/E = 50\%/\sqrt{E} \oplus 3\%$ nell'intervallo $|\eta| < 3$, e $\Delta E/E = 100\%/\sqrt{E} \oplus 10\%$ nell'intervallo $3 < |\eta| < 4.9$ (E in GeV).

3.3.4 Lo spettrometro per muoni

Lo spettrometro per muoni (Figura 3.13) [66] determina le dimensioni totali dell'apparato ATLAS con i suoi 22 m di diametro e 46 m di lunghezza. Il sistema di rivelatori da cui è composto, camere per il tracciamento e per il *trigger*, si sviluppa all'interno ed intorno ai tre grandi toroidi. Nella regione del Barrel le camere sono sistemate in tre strati concentrici (stazioni), posti rispettivamente a distanze di 5 m, 7.5 m e 10 m dall'asse del fascio. Quindi ogni particella viene rivelata in tre posizioni: in prossimità della superficie interna del toroide, nella zona interna ed in prossimità della superficie esterna. In tal modo si ottiene una misura dell'impulso del muone dalla sagitta della sua traiettoria. Nella regione degli Endcaps le camere sono installate su quattro dischi posizionati a distanze di 7 m, 10 m, 14 m e 21-23 m dal punto di interazione (Figura 3.14). In tale regione le bobine magnetiche sono contenute nel criostato, quindi non è stato possibile posizionare le camere all'interno del toroide, esse sono state disposte in modo da massimizzare la risoluzione delle misure di impulso. Le camere del Barrel coprono l'intervallo $|\eta| < 1.0$ e quelle degli Endcaps l'intervallo $1.0 < |\eta| < 2.7$. Le camere dello spettrometro fanno uso di quattro diverse tecnologie. Per le misure di precisione delle tracce dei muoni vengono usate camere a deriva (*Monitored Drift Tube Chambers*), installate su tutte le stazioni del Barrel ed i dischi degli Endcaps, pari ad una copertura di $|\eta| < 2.7$. Nella regione $2.0 < |\eta| < 2.7$ del disco più interno degli Endcaps tali camere sono sostituite da *Cathode Strip Chambers*, più adatte al grosso flusso di

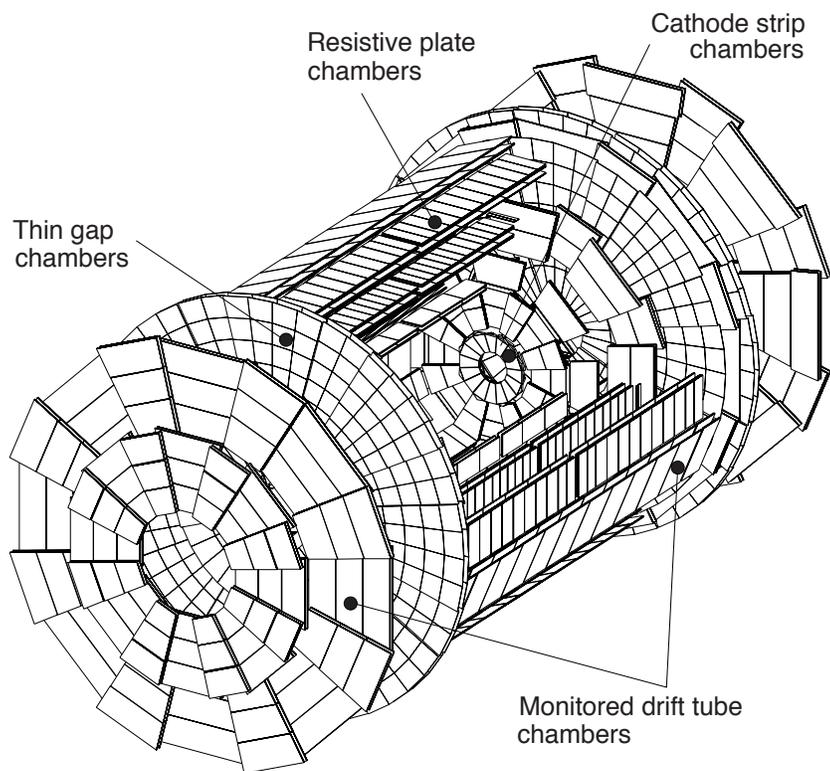


Figura 3.13: Vista tridimensionale dello spettrometro per muoni. Sono indicati i quattro sottosistemi di rivelatori: *Thin Gap Chambers*, *Monitored Drift Chambers*, *Cathode Strip Chambers* e *Resistive Plate Chambers*.

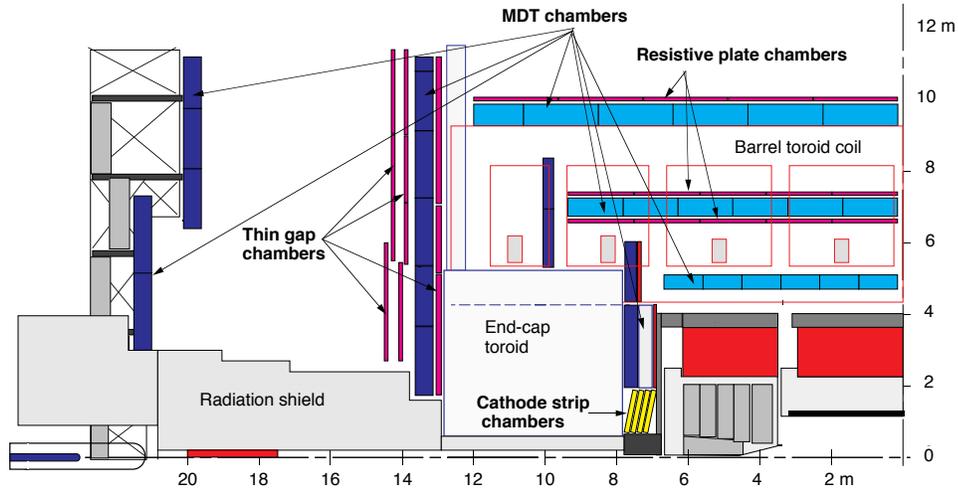


Figura 3.14: Sezione di uno dei quadranti dello spettrometro per muoni. È visibile la disposizione dei quattro sottosistemi di rivelazione dello spettrometro (*Thin Gap Chambers*, *Monitored Drift Chambers*, *Cathode Strip Chambers* e *Resistive Plate Chambers*) nell'apparato ATLAS.

particelle aspettato in questa zona. A queste si aggiungono le camere per il sistema di trigger dell'apparato e la misura della seconda coordinata delle tracce. Nella zona del Barrel *Resistive Plate Chambers* verranno installate sulle MDT, da ambo i lati della stazione mediana e su un lato della stazione esterna. Nella regione degli Endcaps *Thin Gap Chambers* formeranno tre dischi attorno al disco centrale delle MDT, un ulteriore disco verrà posto su un lato della stazione di MDT più interna. Il sistema di trigger avrà una copertura geometrica pari a $|\eta| < 2.4$.

Monitored Drift Tube Chambers

Le camere MDT (Figura 3.18) consistono in due multistrati di tubi a deriva separati da un distanziatore e da strutture di supporto. Le eventuali deformazioni vengono monitorate da un sistema ottico di autocalibrazione installato all'interno della camera stessa. Ogni multistrato contiene tre o quattro strati di tubi a deriva di alluminio di 3 cm di diametro esterno e $400 \mu\text{m}$ di spessore. Ogni tubo contiene un filo centrale di W-Re placcato d'oro spesso $50 \mu\text{m}$ e connesso ad un generatore di alto voltaggio positivo ($\sim 3000 \text{ V}$). I tubi sono riempiti di una miscela di 93% Ar e 7% di CO_2 alla pressione di 3 bar. Un muone che attraversi un tubo provoca la ionizzazione del gas lungo la sua traiettoria, le cariche negative della nube di ionizzazione (elettroni) vengono attratte verso il filo in prossimità del quale subiscono un processo di moltiplicazione a valanga dovuto all'intenso campo elettrico. Nelle condizioni operative scelte il fattore di amplificazione è di 2×10^4 ed il massimo tempo di deriva è di 500 ns. Il tempo di deriva t degli elettroni viene convertito in

una misura di posizione usando la relazione $r-t$ che lo lega alla distanza di deriva r . In assenza di campo magnetico tale relazione è lineare (Figura 3.15). Nella configurazione dello spettrometro di ATLAS i fili dei tubi a deriva sono orientati parallelamente alle linee del campo magnetico. L'effetto del campo magnetico sulla deriva degli elettroni è una piccola deviazione dalla traiettoria radiale e una riduzione della velocità, che provoca una deviazione tra la coordinata misurata e quella reale (Figura 3.16). L'esatta relazione $r-t$ è ottenuta con una procedura di auto-calibrazione

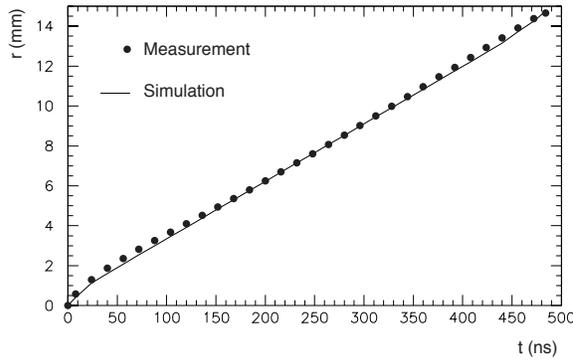


Figura 3.15: Relazione $r-t$ tra il tempo di deriva t e la corrispondente distanza di deriva r in una miscela $\text{Ar}/\text{N}_2/\text{CH}_4$ in proporzioni 91:4:5, in assenza di campo magnetico.

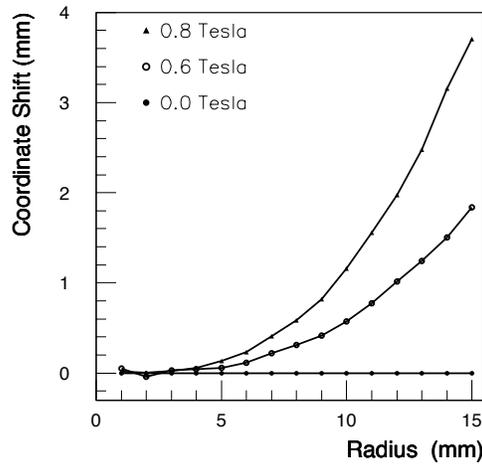


Figura 3.16: Deviazione nella misura della coordinata in un tubo a deriva operante con una miscela $\text{Ar}/\text{N}_2/\text{CH}_4$ in proporzioni 91:4:5, causata dalla presenza di un campo magnetico, riportata in funzione della distanza di deriva e per diverse intensità del campo.

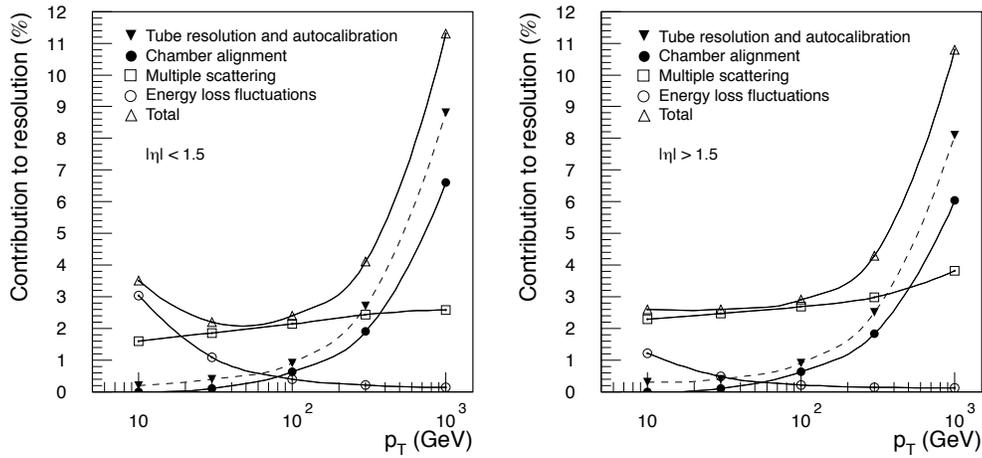


Figura 3.17: Risoluzione relativa $\Delta p_T/p_T$ nella misura dell'impulso trasverso dello spettrometro per muoni in funzione dell'impulso trasverso p_T , nella regione del Barrel (a sinistra) e nella regione degli Endcaps (a destra).

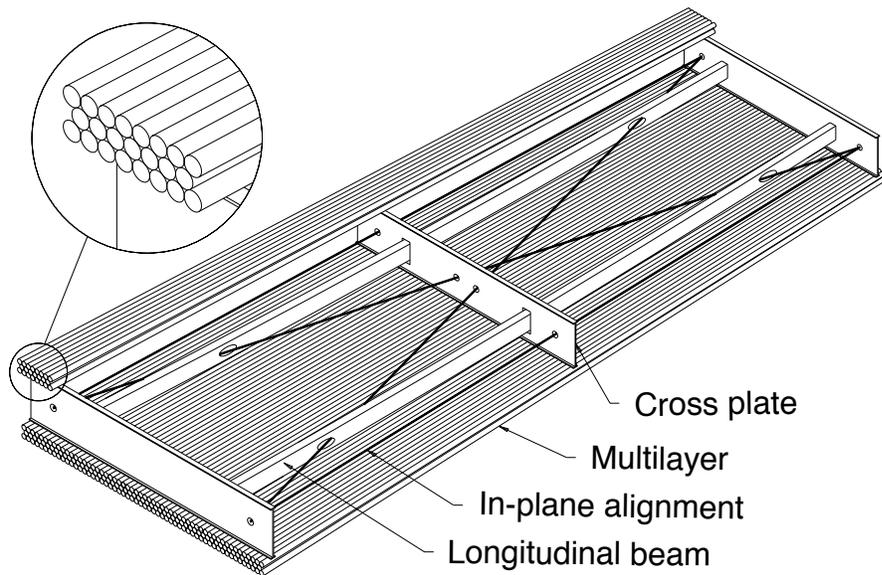


Figura 3.18: Disegno schematico di una camera MDT, sono indicati i principali componenti: i multistrati di tubi a deriva, le strutture di supporto e di distanziamento tra i multistrati ed il sistema di allineamento interno.

della camera che fa uso delle misure nei vari strati di tubi che la compongono. L'elettronica di lettura è posta all'estremità del tubo, dove la corrente indotta sul filo viene processata da un amplificatore seguito da un discriminatore la cui soglia corrispondente al ventiduesimo elettrone nelle condizioni in cui il fattore di amplificazione dei tubi è di 2×10^4 . Con questi parametri la risoluzione media del singolo tubo è di $80 \mu\text{m}$. Per ogni traccia vengono misurate sei coordinate nel piano dei multistrati di tubi e nella direzione ortogonale, quindi una camera misura una coordinata con una precisione di $40 \mu\text{m}$ ed un angolo con una precisione di 3×10^{-4} . Per la misura dell'impulso di un μ nello spettrometro devono essere confrontate le misure di tre camere distinte. Quindi è necessario conoscere le posizioni relative tra le camere con una precisione migliore dell'accuratezza di misura della singola camera. A questo scopo sulle camere è installato un sistema di allineamento ottico provvisto di sensori in grado di misurare le sagitte di fasci di luce in corrispondenza alle tre camere e quindi di ricavare la correzione da apportare alla misura di sagitta delle tracce di muoni. In tal modo l'accuratezza raggiungibile è di $30 \mu\text{m}$. L'andamento in funzione dell'impulso trasverso dei vari contributi alla risoluzione sulle misure di impulso dello spettrometro per muoni (risoluzione dei singoli tubi e autocalibrazione, imprecisione nell'allineamento relativo delle camere, diffusione multipla e perdita di energia nei calorimetri) è mostrato in Figura 3.17.

Cathode Strip Chambers

Il numero di conteggi atteso nella regione $2.0 < |\eta| < 2.7$ più interna dello spettrometro è un'ordine di grandezza maggiore del limite sostenibile dalle MDT ($\sim 100 \text{ Hz/cm}^2$). In tali condizioni le camere MDT non avrebbero una buona prestazione quindi sono sostituite da camere a strisce catodiche (CSC), che utilizzano una tecnologia alternativa. Le CSC sono camere proporzionali a fili, operanti con una miscela di gas priva di idrogeno ($\text{Ar}/\text{CO}_2/\text{CF}_4$) per ridurre al minimo la sensibilità ai neutroni ($< 10^{-4}$). Ogni camera CSC (Figura 3.19) è composta

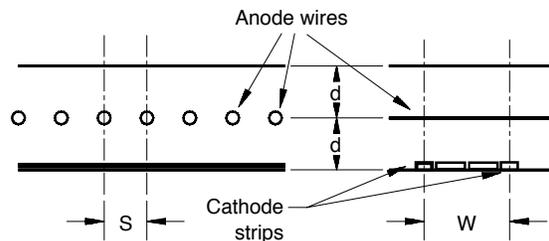


Figura 3.19: Disegno schematico delle camere CSC.

da una serie di celle simmetriche, in cui la distanza tra i fili anodici, S , è uguale alla distanza tra l'anodo ed il catodo, d , pari a 2.54 mm . I fili sono di una lega di $W\text{-Re}$ e placcati d'oro ed il loro diametro è di $30 \mu\text{m}$. La misura di precisione della coordinata nel piano della camera è ottenuta dalla misura della carica indotta

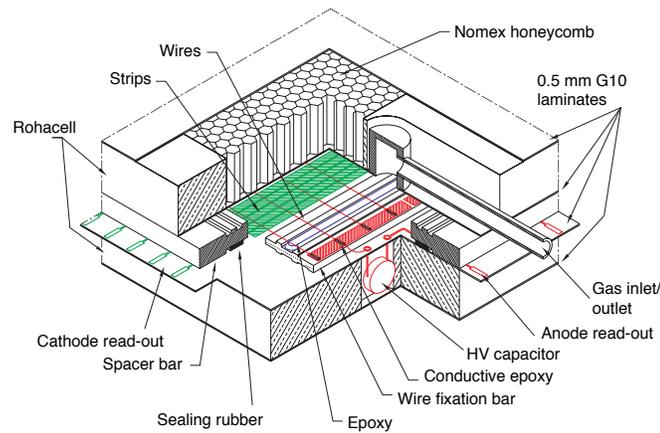


Figura 3.20: Sezione di uno dei strati che compongono i moduli di camere CSC. Sono mostrati i pannelli a nido d'ape che separano i vari strati di camere, i laminati su cui sono depositate le strisce di rame (*strip*), i fili anodici, il sistema di alimentazione del gas e le celle che incapsulano il sistema di fissaggio e alimentazione dei fili (rohacell).

sul catodo nel processo a valanga che ha luogo sui fili anodici in seguito alla ionizzazione prodotta dal passaggio di un muone. Il catodo è segmentato in una serie di strisce (*strip*) nella direzione ortogonale ai fili anodici. La scelta della distanza tra le strisce ($W = 5.08 \text{ mm}$) è determinata dalla larghezza della carica indotta sul catodo e dalla necessità di minimizzare il numero di canali di elettronica di lettura del segnale mantenendo la linearità della risposta del sistema. La coordinata trasversa è misurata da ulteriori strisce catodiche disposte parallelamente ai fili anodici. Le strisce sono ottenute depositando rame su un foglio di laminato non conduttore. La misura della coordinata sulle strisce è ottenuta dalla misura del centro di gravità della carica indotta su strisce adiacenti, che non è affetta da variazioni nel fattore di guadagno della camera minori del 20%. Quindi le prestazioni delle camere CSC sono immuni alle variazioni di temperatura e pressione che hanno luogo nell'area sperimentale in cui sono collocate. L'interpolazione del centro di gravità della carica è ottimale nel caso in cui la carica si depositi su una regione puntiforme del filo. La formazione di depositi di cariche estese è causata da vari fattori tra cui la forza di Lorentz tra i fili anodici dovuta alla presenza del campo magnetico, e da tracce che attraversano le camere in modo non ortogonale. Il numero medio di tracce inclinate può essere limitato ruotando le camere di 11.59° . La risoluzione dipende fortemente dal relativo guadagno dei preamplificatori di lettura di strisce adiacenti e dal loro rumore elettronico. La risoluzione spaziale nella misura di un singolo punto lungo la direzione del campo magnetico è pari a $60 \mu\text{m}$, mentre lungo la direzione azimuthale è di 0.5 cm a causa della non omogeneità del campo mag-

netico. Ogni modulo di camere CSC contiene quattro strati di camere assemblate in una struttura a nido d'ape (honeycomb) di materiale dalla bassa densità in modo da limitare la diffusione multipla ed il peso del rivelatore. La Figura 3.20 mostra in dettaglio i diversi componenti di uno strato di camere CSC.

Resistive Plate Chambers

Nella regione del Barrel i segnali di *trigger* sono forniti da un sistema di camere RPC che forniscono anche la misura della coordinata trasversa a quella data dalle camere di precisione MDT. A causa dell'elevato livello del fondo ad LHC le camere a deriva dovranno operare ad un alto livello di occupazione, per questo è stato deciso di usare un sistema di *trigger* indipendente, veloce e quindi a bassa occupazione. Il sistema delle RPC opera l'identificazione dell'incrocio dei fasci, una grossolana misura ed una selezione sull'impulso trasverso, ed un tracciamento veloce e grossolano per identificare i segnali provenienti dalle camere di precisione che sono correlati ad una traccia di un μ . Le camere sono assemblate in tre stazioni (Figura 3.14) ciascuna contenente due strati di rivelatori RPC (Figura 3.21). Le

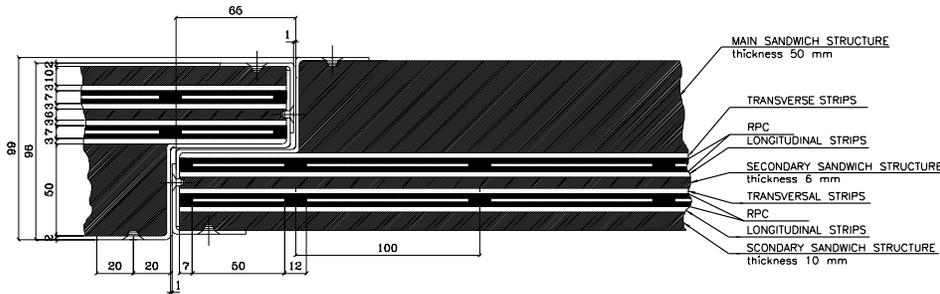


Figura 3.21: Sezione di un modulo RPC. Sono indicati i piatti resistivi, i distanziatori, gli strati di strisce e le strutture di supporto.

camere RPC sono rivelatori a gas costituiti da due piatti resistivi (bakelite) separati da distanziatori isolanti. Gli elettroni primari di ionizzazione vengono moltiplicati in processi a valanga da un campo elettrico uniforme di 4.5 kV/mm. La miscela di gas utilizzata è tetrafluoroetano ($C_2H_2F_4$) con una piccola percentuale di esafluoruro di zolfo (SF_6), che permette di operare ad un voltaggio relativamente basso. Il segnale è letto attraverso due serie di strisce, una parallela alla direzione dei tubi delle camere MDT e l'altra ortogonale. Queste ultime forniscono la misura della seconda coordinata delle tracce dei muoni con una risoluzione di 5-10 mm. La risoluzione temporale in un singolo strato è di 1.5 ns.

Thin Gap Chambers

Le camere TGC sono collocate nella regione degli Endcaps dello spettrometro per muoni ed hanno la funzione di fornire il segnale di trigger e la misura della co-

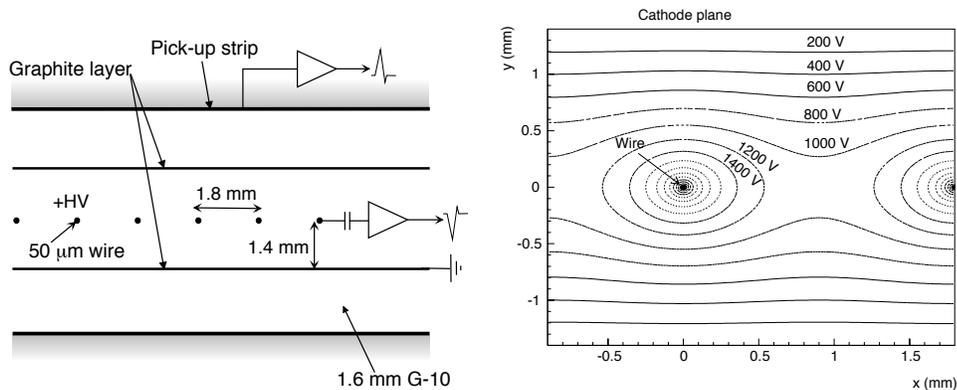


Figura 3.22: A sinistra: Struttura delle camere TGC. La distanza tra i catodi è di 2.8 mm, i fili sono distanti 1.8 mm ed hanno 50 μm di diametro. A destra: Linee equipotenziali del campo elettrico in una camera TGC. Il voltaggio applicato è di 3200 V.

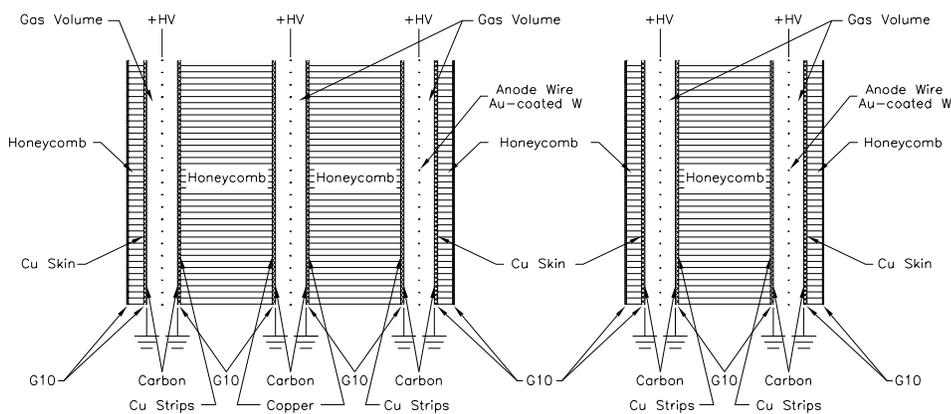


Figura 3.23: Sezione di un tripletto (a sinistra) ed un doppietto (a destra) di camere TGC. Il tripletto ha strip per la misura della coordinata azimutale solo negli strati esterni. (Le zone riempite di gas non sono riportate in scala.)

ordinata azimutale a completamento della misura delle camere MDT. La struttura di una camera TGC è simile a quella di una camera a fili (Figura 3.22) con cella rettangolare. Le camere usano una miscela di gas ad alta percentuale di quencher³ (CO_2 ed $n\text{-C}_5\text{H}_{12}$ in proporzioni 55:45) che permette di operare in modo saturato, con il vantaggio di avere una bassa sensibilità alle deformazioni meccaniche ed all'inclinazione della traccia, assicurando l'assenza di scariche nel gas. Il segnale

³Il quencher è un gas in grado di assorbire i fotoni energetici emessi nella diseccitazione degli atomi del gas ionizzato, permettendo di operare con un campo elettrico intenso e quindi di raggiungere elevati fattori di moltiplicazione

dai fili anodici, disposti parallelamente ai fili delle camere MDT, è utilizzato per il sistema di trigger. Le strisce sono disposte ortogonalmente ai fili e forniscono la misura della seconda coordinata. La configurazione del campo elettrico all'interno della camera e la breve distanza tra i fili, 1.8 mm, (Figura 3.22) forniscono una buona risoluzione temporale, che permette di assegnare più del 99% dei muoni al corretto incrocio dei fasci. Le camere TGC sono assemblate in tripletti e doppietti (Figura 3.23) separati da uno strato di materiale dalla struttura a nido d'ape. La stazione interna è costituita da un doppietto ed ha solo funzione di misura della seconda coordinata. Nella stazione mediana sono installati un tripletto e due doppietti che hanno funzioni di trigger e misura di posizione. Il piano dei fili è contenuto in due piani catodici di grafite depositata su laminati di G10. Le strisce di rame sono collocate sull'altra superficie dei laminati. Lo strato centrale dei tripletti non ha strip per la misura di posizione.

3.3.5 Il sistema di trigger

Il sistema di trigger dell'apparato ATLAS dovrà ridurre il flusso di dati prodotti dal collisore LHC da 40 MHz a 100 Hz, equivalente a 100Mbytes/s, limite imposto dalla tecnologia informatica e dalla necessità di contenere i costi. Quindi in un periodo dell'ordine del secondo l'ammontare di dati dovrà essere ridotto di

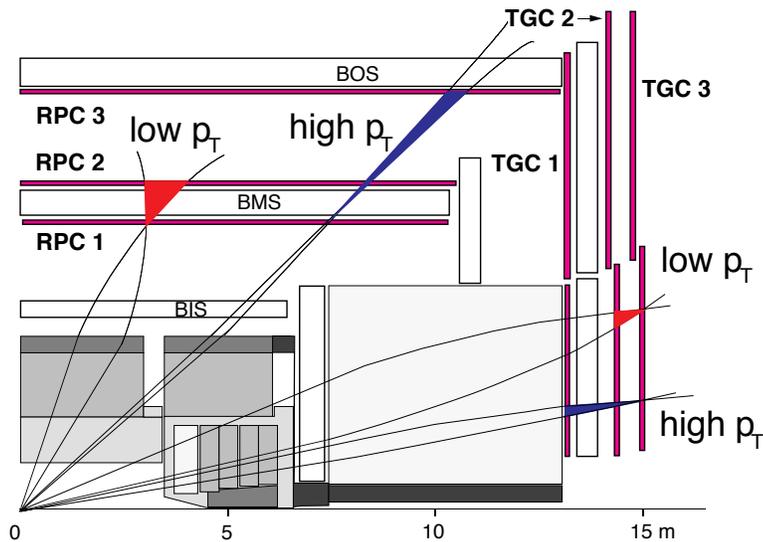


Figura 3.24: Schema del trigger di primo livello nello spettrometro per muoni. Sono indicate le tre stazioni di MDT nel barrel: esterna (*Barrel Outer Small*), mediana (*Barrel Medium Small*) ed interna (*Barrel Inner Small*), i tre strati di RPC ed i tre dischi di TGC. Sono inoltre riportate alcune possibili cofigurazioni di tracce di muoni a basso ed alto impulso trasverso p_T .

cinque ordini di grandezza. Ogni volta che viene rivelato un evento interessante il segnale di trigger deve attivare il sistema di memorizzazione del segnale nel più breve tempo possibile. Lo schema di trigger di ATLAS è progettato in tre livelli di selezione *on-line* degli eventi (Tabella 3.1). Al primo livello vengono usate solo le informazioni provenienti dai calorimetri e dallo spettrometro per muoni. Lo scopo del trigger di primo livello è identificare l'incrocio dei fasci e memorizzare l'insieme dei dati di input al trigger di secondo livello. Il sistema di trigger nello spettrometro è stato disegnato in modo da essere sensibile a muoni sia di basso impulso trasverso (6 GeV) che di alto impulso trasverso (20 GeV) (Figura 3.24). Il trigger di basso p_T nel Barrel è basato sui due strati più interni di camere RPC (RPC1 e RPC2), richiedendo la coincidenza di segnale di almeno tre piani su quattro. Negli Endcap lo stesso tipo di trigger è ottenuto richiedendo la coincidenza di tre su quattro piani nei due dischi più esterni di camere TGC (TGC2 e TGC3). Entrambi possono essere estesi a 20 GeV richiedendo rispettivamente un ulteriore segnale nello strato più esterno di RPC, e la coincidenza di due su tre piani della stazione più interna di TGC (TGC1) più il segnale da almeno uno dei piani di strisce. Le selezioni dei calorimetri richiedono depositi di energia (*cluster*) maggiori di 30 GeV nel calorimetro elettromagnetico, jet adronici di alta energia ed eventi a grande energia mancante. L'input al trigger di secondo livello è costituito da dati provenienti da una piccola frazione del rivelatore, corrispondenti a regioni limitate centrate sugli oggetti individuati dal trigger di primo livello. Il trigger di secondo livello analizza le informazioni provenienti da diversi rivelatori ed ha accesso ai dati di precisione, in modo da raffinare l'analisi del trigger di primo livello. Le richieste di trigger per il rivelatore interno riguardano la ricerca di tracce isolate di elettroni e quindi di tracce che puntino verso un *cluster* elettromagnetico. Il secondo livello opera in modo asincrono, processando più eventi in parallelo, ci si aspetta una riduzione dei dati da 100 kHz a 1 kHz, che rappresenta la massima frequenza accettabile dal livello successivo. Il trigger di terzo livello consiste nella selezione finale degli eventi da immagazzinare in memoria per l'analisi *off-line*. Il flusso di dati dovrebbe essere ridotto a ~ 100 Hz. La selezione è eseguita da un sistema che ricostruisce completamente l'evento utilizzando i metodi e gli algoritmi dell'analisi offline adattati all'ambiente online, e fa uso delle informazioni più precise fornite dai sistemi di calibrazione e allineamento e tenendo conto della mappa del campo magnetico nel rivelatore.

Livello di trigger	Dati in ingresso (flusso massimo)	Latenza (tempo di decisione)	Dati in uscita (flusso massimo)
LVL1	40 MHz	$\sim 2 \mu s$	100 kHz
LVL2	100 kHz	$\sim 2 ms$	1 kHz
LVL3	1 kHz	$\sim 1 s$	100 Hz

Tabella 3.1: Le caratteristiche dei tre livelli di trigger dell'apparato ATLAS.

Capitolo 4

La simulazione dell'apparato ATLAS

A partire dagli anni '90 la collaborazione ATLAS ha sviluppato una serie di applicazioni informatiche per la simulazione della risposta dei vari rivelatori al passaggio delle particelle prodotte nelle collisioni ad LHC. Le prime versioni hanno guidato la fase di progettazione dell'apparato, mentre l'attuale ha permesso di fare previsioni sulle prestazioni del rivelatore ATLAS per diverse tipologie di eventi. Attualmente si sta sviluppando il nuovo software object-oriented per la simulazione e la ricostruzione degli eventi in ATLAS [67]. In questo capitolo verrà illustrata l'ultima versione del software strutturato (principalmente in linguaggio FORTRAN) per la simulazione completa e la ricostruzione in ATLAS, utilizzato negli studi di fisica riportati nel *Technical Design Report*. Infine verrà descritto il pacchetto per la simulazione approssimata ATLFAST (*ATLAS FAST simulation*) [68].

4.1 Le infrastrutture per la simulazione completa

Il processo di simulazione si divide in tre stadi successivi: la generazione degli eventi di fisica, la simulazione del rivelatore e la digitizzazione, cioè la simulazione del sistema elettronico di lettura del rivelatore. L'applicazione informatica DICE (*Detector Integration for a Collider Experiment*) [69] costituisce l'infrastruttura per la simulazione in ATLAS. Questo programma contiene procedure generali per il controllo della simulazione, della costruzione della geometria dell'apparato e della digitizzazione, insieme a procedure specializzate alla descrizione della risposta dei singoli rivelatori. I tre stadi del processo di simulazione comunicano tra loro attraverso files di dati in formato ZEBRA [70]. La struttura DICE si avvale dell'applicazione informatica SLUG (*Simulation for Lhc Using GEANT*) [71,72], che fornisce le infrastrutture per la gestione dei files ZEBRA ed una serie di applicazioni informatiche per la generazione degli eventi, la descrizione e la visualizzazione della geometria dell'apparato e la simulazione dei rivelatori. Esiste un'ulteriore

infrastruttura, ATLSIM (*ATLAS SIMulation*) [73], costruita attorno alle stesse componenti di DICE, che permette la gestione del programma di simulazione e di ricostruzione sia in *batch-mode* che in modo interattivo.

4.2 La descrizione geometrica

La descrizione della geometria dell'apparato è uno dei punti critici del programma di simulazione, in quanto deve essere il giusto compromesso tra accuratezza e tempo necessario a processare un evento di fisica attraverso tutto il sistema di rivelatori. A questo scopo è stato sviluppato il linguaggio AGE (*Atlas GEant*) [74], basato su macro FORTRAN, che permette di implementare la geometria del rivelatore e di definire i fenomeni e le entità associate al passaggio di una particella in un elemento di materiale. Tutti i sottosistemi del rivelatore ATLAS sono descritti in dettaglio ed è stata inclusa la descrizione del materiale inerte, che ha un grosso impatto sulle prestazioni dell'apparato.

4.2.1 La descrizione della geometria del sistema muonico

Il software per la simulazione e la ricostruzione degli eventi nello spettrometro per muoni di ATLAS ottiene la descrizione geometrica del sistema muonico da due *databases* alternativi: AMDB (*Atlas Muon DataBase*) [75] ed AGDD (*Atlas Generic Detector Description*) [76]. Il *database* AGDD è attualmente in fase di sviluppo e valutazione come possibile sostituto al *database* AMDB [77]. Il *database* AMDB consiste in un file ASCII formattato contenente i parametri geometrici di base per i quattro sottosistemi (MDT, CSC, RPC e TGC) e per il materiale inerte (toroidi e strutture di supporto e di servizio) presenti nello spettrometro, insieme a parametri base degli altri sottorivelatori dell'apparato ATLAS. Gli algoritmi necessari ad interpretare e tradurre tali parametri in strutture geometriche sono nascosti nelle applicazioni che fanno uso del *database* AMDB. Nel 1999 la collaborazione ATLAS decise che i dati delle descrizioni geometriche di tutti i sottosistemi dell'apparato venissero forniti in maniera standard e che il software di interpretazione fosse reso indipendente dalle particolari applicazioni. A questo scopo fu sviluppato il linguaggio AGDD, basato sul linguaggio XML (*eXtensible Mark-up Language*) [78], che unisce al pregio di un'agevole conversione del *database* preesistente la possibilità di apportare modifiche senza dover scrivere software nuovo e sofisticato. L'interfaccia tra il nuovo *database* in XML e le applicazioni software è costituito da un pacchetto in linguaggio C++ (*Generic Model*) che provvede all'interpretazione dei parametri e alla costruzione delle strutture geometriche. Il linguaggio AGDD risulta però molto generico, infatti gli elementi geometrici in esso implementati sono estremamente basilari: parallelepipedi, trapezoidi, cilindri. Quindi è stato introdotto un ulteriore meccanismo, detto *Compact mechanism* [79], che estende tale linguaggio introducendo elementi più complicati e specializzati alla descrizione di parti specifiche dell'apparato ATLAS. Tale meccanismo parte dalla definizione di

un nuovo elemento, *compact AGDD*, composto da elementi base del linguaggio AGDD. Ogni elemento “compatto” è accompagnato da un’interfaccia in linguaggio C++ (un oggetto con lo stesso nome dell’elemento XML compatto), così come avviene per gli elementi base del linguaggio AGDD. Gli elementi specifici definiti per la descrizione dello spettrometro per muoni sono contenuti nel pacchetto software *MuonAGDD*. Tale schema realizza la descrizione geometrica attraverso una struttura gerarchica: la descrizione ad alto livello è realizzata in XML e l’algoritmo per tradurre tale forma nello standard AGDD costituisce un particolare metodo del corrispondente oggetto C++, detto *expand*. Parte del lavoro di tesi da me svolto nell’ambito della collaborazione ATLAS è consistito nello sviluppo del pacchetto *MuonAGDD*. In particolare ho contribuito all’implementazione del materiale inerte presente all’interno dello spettrometro per muoni provvedendo gli elementi necessari alla descrizione dei toroidi degli endcaps (*Endcaps Toroids*) (Figura 4.1) [80] e delle strutture di supporto che vanno sotto il nome di *Feet* (Figura 4.2).

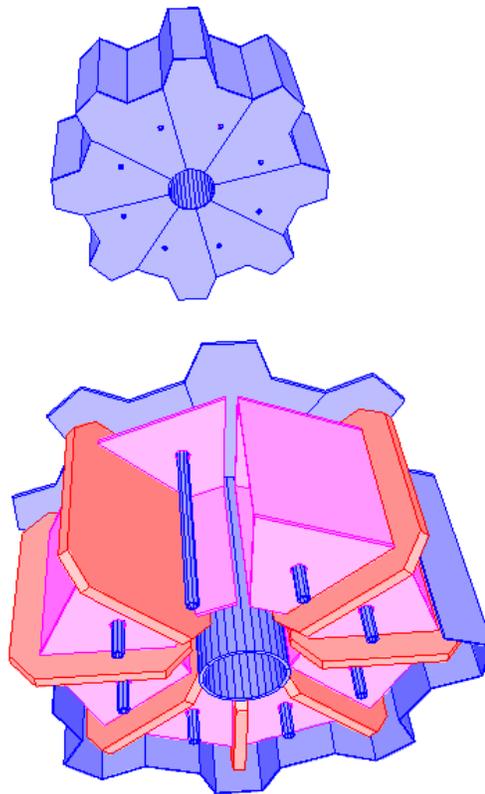


Figura 4.1: I toroidi degli endcaps del sistema magnetico dell’apparato ATLAS nella forma attualmente implementata nel *database AGDD*. Uno dei toroidi è mostrato in spaccato per rendere visibili le strutture interne.

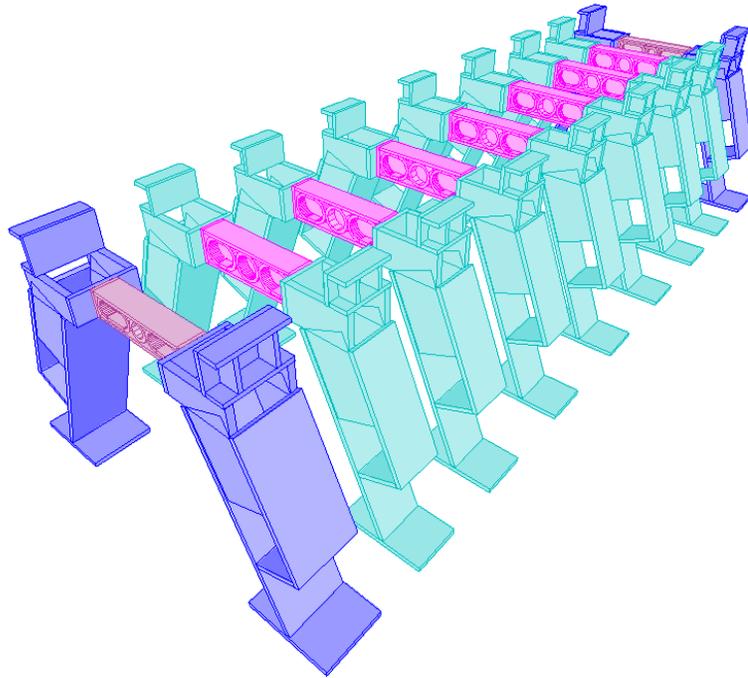


Figura 4.2: L'insieme delle strutture di supporto dello spettrometro per muoni dell'apparato ATLAS dette *Feet*, nella forma attualmente implementata nel *database* AGDD.

4.3 La mappa del campo magnetico

La mappa del campo magnetico (*bmagatlas02.dat*) usata nel programma di simulazione è stata creata attraverso la combinazione di specifici programmi (TOSCA) [81] per calcolare il campo magnetico nel rivelatore interno, nei calorimetri e nello spettrometro per muoni. Al campo magnetico prodotto dal sistema dei tre toroidi e dal solenoide centrale viene aggiunto l'effetto delle masse metalliche del sistema di calorimetria e delle strutture di schermaggio. La mappa viene letta nella fase di inizializzazione del programma di simulazione e memorizzata nel file ZEBRA di output contenente gli eventi simulati, come riferimento per i programmi di ricostruzione.

4.4 La generazione degli eventi

La fase di generazione degli eventi di fisica viene in genere eseguita separatamente dal processo di simulazione vero e proprio in modo da avere un input riutilizzabile e poter effettuare studi comparati tra diverse configurazioni dei parametri di simulazione del rivelatore. A questo livello possono essere imposti delle selezioni in

modo da escludere le particelle prodotte fuori dall'accettanza geometrica dell'apparato o con un'energia al di sotto di una certa soglia. Queste selezioni permettono di eliminare fin dal principio eventi non interessanti o non visibili, velocizzando il successivo processo di simulazione. All'interno della struttura SLUG sono stati implementati servizi che, mediante il pacchetto GENZ, forniscono interfacce tra i più comuni generatori Montecarlo (PYTHIA, HERWIG, ISAJET) [82] e GEANT. L'output del pacchetto GENZ, in formato ZEBRA, viene usato per riempire il blocco KINE di GEANT e rappresenta il punto di partenza del tracciamento delle particelle attraverso il rivelatore.

4.5 La simulazione del rivelatore

La fase di simulazione del rivelatore è la più dispendiosa in termini di tempo di elaborazione dei dati. È eseguita dal pacchetto GEANT (la versione attualmente implementata in DICE è la 3.21). I quadrivettori delle particelle ottenute dal generatore e memorizzate nel blocco KINE vengono propagati attraverso l'intero sistema di rivelatori. È possibile memorizzare lo stato di ogni particella in corrispondenza dei vari sottorivelatori in blocchi che costituiscono gli HITS di GEANT. Questa informazione dipende dalla geometria scelta per la simulazione e costituisce l'input per la successiva fase di digitizzazione.

4.6 La digitizzazione

La digitizzazione è una simulazione di secondo livello del rivelatore in cui le informazioni fisiche contenute nel blocco degli HITS vengono riprocessate in modo da simulare il sistema di read-out dell'apparato. Inoltre diversi blocchi di HITS possono essere sovrapposti per simulare l'effetto di pile-up.

4.7 Il software di ricostruzione

Il software per la ricostruzione di singole particelle e di eventi completi nell'apparato ATLAS è stato sviluppato nel corso degli anni '90 ed è stato implementato in un singolo programma detto ATRECON (*ATlas RECONstruction*) [83], basato sul pacchetto SLUG e scritto in linguaggio FORTRAN. Alcune parti sono state riscritte in C++. Attualmente è in corso la riscrittura del programma di ricostruzione in C++ in un progetto interamente object-oriented. ATRECON utilizza ZEBRA come sistema di controllo della memoria, accetta come input eventi simulati in GEANT 3.21 ed è in grado di ricostruire gli eventi in tutti i sottosistemi del rivelatore ATLAS. Il processo di ricostruzione richiede innanzitutto l'inizializzazione del programma. In questa fase vengono richiamate in memoria la descrizione geometrica e la mappa magnetica del rivelatore, leggendole dal file ZEBRA di input oppure dai databases dedicati (AMDB, bmagatlas02.dat). A

questo punto ha luogo la fase di ricostruzione nei singoli sottosistemi: rivelatore interno, calorimetri e spettrometro per muoni. È inoltre possibile combinare le informazioni da più sottosistemi utilizzando algoritmi specializzati. Le informazioni ottenute nel processo di ricostruzione possono essere infine memorizzate in files ZEBRA oppure in istogrammi e matrici di dati, dette *ntuple*, nel formato CB-NT [84] ufficialmente adottato dalla collaborazione ATLAS. Qui verranno descritti i pacchetti utilizzati nello studio riportato nel successivo capitolo: xKalman [85] e MuonBox [86], per la ricostruzione rispettivamente nel rivelatore interno e nello spettrometro per muoni, e l'algoritmo STACO [87] per la ricostruzione combinata di questi due sottosistemi di rivelazione.

4.7.1 xKalman

Il pacchetto xKalman esegue la ricostruzione delle tracce di particelle cariche nel rivelatore interno, utilizzando due diverse tecniche: un metodo ad istogrammi ed il formalismo del filtro Kalman. Il primo passo della ricostruzione consiste nella ricerca di segnali nel sistema di TRT e produce in uscita una serie di possibili tracce. La ricerca è effettuata nelle proiezioni bidimensionali più naturali per le TRT: il piano $R-\phi$ per le TRT del barrel ed il piano $z-\phi$ per le TRT degli endcap, quindi non tiene conto delle informazioni sui tempi di deriva. In questo modo ogni traccia risulta rappresentata da una linea, quindi si può applicare lo stesso metodo ad istogrammi in tutto il sistema di TRT. Ogni traiettoria trovata definisce un'elica, con tutti i suoi parametri e la sua matrice di covarianza, da cui iniziare la ricerca di segnali nei rivelatori di precisione (SCT e Pixel). In questo secondo passo il programma cerca tutte le possibili traiettorie compatibili con l'elica di partenza e che contengono un sufficiente numero di segnali dai rivelatori di precisione. Il tracciamento ed il fit sono eseguiti contemporaneamente usando il formalismo del filtro Kalman, che consiste in un metodo di estrapolazione ricorsivo. Tale algoritmo permette di tener conto degli effetti di diffusione multipla e delle perdite di energia per bremsstrahlung durante la ricostruzione della traccia. Nell'ultimo passo della ricostruzione le traiettorie ottenute nei rivelatori di precisione vengono estrapolate all'indietro nel sistema dei TRT, facendo uso anche delle informazioni sui tempi di deriva, in modo da ottenere il tracciamento finale. Inoltre xKalman può essere utilizzato con diverse configurazioni del rivelatore interno ed in regime di campo magnetico uniforme o non uniforme.

4.7.2 MuonBox

La ricostruzione delle tracce nello spettrometro per muoni è complicata da diversi fattori. In particolare la non omogeneità del campo magnetico non permette di approssimare le traiettorie delle particelle con semplici descrizioni analitiche, le grandi distanze fra le varie stazioni di misura comportano grandi incertezze di estrapolazione, le separazioni fisiche tra camere di precisione e camere per la misura della seconda coordinata non permette l'uso di informazioni realmente tridimen-

sionali ed inoltre l'alto livello di background può dar luogo a segnali che mimano un muone. Quindi è fondamentale che le camere di precisione abbiano una buona capacità di individuazione locale, perciò nella fase di trigger si richiede il segnale di almeno tre strati di tubi per multistrato. La strategia di ricostruzione adottata dal pacchetto MuonBox procede secondo quattro passi sequenziali: l'identificazione di una regione di attività in base alle informazioni dalle camere di trigger, la ricostruzione di segmenti di tracce in ciascuna stazione di camere appartenente alla regione di attività, la combinazione di segmenti appartenenti a stazioni distinte facendo uso del tracciamento tridimensionale in campo magnetico in modo da ottenere una traccia candidato ed infine un nuovo fit globale usando le informazioni dei segnali provenienti dai singoli rivelatori. Le regioni di attività sono individuate nel piano η - ϕ in base ai segnali delle camere di trigger: si estendono in un area $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.4 \times 0.4$ attorno ad ogni singolo segnale registrato nelle RPC e nelle TGC in entrambe le coordinate. Tutte le camere di precisione contenute in tale regione vengono prese in considerazione per la ricostruzione. In seguito vengono formati segmenti rettilinei della traccia combinando i segnali provenienti da due diversi multistrati di tubi in ciascuna stazione. Una prima selezione richiede che ogni coppia di segnali punti verso il vertice di interazione, in modo da eliminare tracce di fondo. I rimanenti segmenti vengono estrapolati negli altri strati della stazione di MDT e confrontati con i segnali registrati in modo da individuare il segmento di traccia candidato. Ogni segmento così ottenuto è dichiarato valido se contiene almeno due hits in ciascun multistrato e se ha un fattore di penalità basso¹. Una prima selezione viene applicata nelle stazioni esterna e mediana del barrel ed interna e mediana degli endcaps, richiedendo che i segmenti di traccia trovati nel piano η - ϕ siano associati ad almeno una misura di seconda coordinata. Sui rimanenti segmenti viene applicata una selezione meno stringente sul fattore di penalità e non si richiede la misura della seconda coordinata. Inoltre vengono individuati segmenti che presentano hits solo su uno dei multistrati di una stazione. I segmenti che hanno passato la selezione più stringente vengono usati come punto di partenza per una prima grossolana stima del momento del muone. L'ipotetico muone viene tracciato nel campo magnetico per ottenere un'estrapolazione nella stazione più vicina, da confrontare con i segmenti di tale stazione che hanno passato le due selezioni meno stringenti. I segmenti di due diverse stazioni che sono compatibili entrano come elementi nel fit successivo. Il passo successivo consiste nell'estrapolazione in tutte le stazioni potenzialmente attraversate dal muone candidato e nell'individuazione di altri segmenti di traccia compatibili con la traccia estrapolata. Infine viene effettuato un fit finale su tutti i segmenti riconosciuti come appartenenti ad un'unica traccia, utilizzando i segnali primari invece dei segmenti rettilinei ed escludendo gli hits con un alto fattore di penalità. Per ridurre il numero di false tracce derivanti dall'effetto della diffusione multipla, è necessario introdurre un'accurata descrizione del materiale inerte presente nello spettrometro.

¹Il fattore di penalità χ_P^2 tiene conto della possibilità che un segnale corrisponda ad una falsa traccia di μ e dell'efficienza di rivelazione dei singoli tubi delle camere MDT.

È per questo che il software di ricostruzione del sistema muonico utilizza le informazioni dettagliate della geometria degli elementi sensibili e del materiale inerte, richiamandola da un database dedicato (AMDB). Il programma di ricostruzione è in grado di estrapolare le tracce dei muoni all'indietro fino al vertice di interazione, tenendo conto delle perdite di energia delle particelle attraverso tutto l'apparato. Durante il tracciamento all'indietro l'energia del μ viene corretta di una quantità pari alla perdita di energia media stimata in base all'impulso della particella ed alla natura del materiale attraversato. Tale metodo è stato verificato mediante specifici studi condotti su simulazioni Montecarlo. Quindi il processo di tracciamento all'indietro è stato introdotto nel programma di ricostruzione che in tal modo è in grado di fornire le tracce dei muoni in tre diversi punti dell'apparato: all'ingresso dello spettrometro, all'ingresso dei calorimetri e nella zona di collisione dei fasci (*Direction of Closest Approach*). Per ogni traccia è fornita la misura dei parametri (energia, impulso, punto di ricostruzione) insieme alla matrice di covarianza.

4.7.3 L'algoritmo STACO

L'algoritmo STACO esegue la ricostruzione combinata delle tracce ottenute dallo spettrometro per muoni e dal rivelatore interno. È stato scritto come applicazione PAW eseguibile sulle ntuple standard di ATLAS (*Combined NTuple*). Ogni traccia ricostruita è definita da cinque parametri nella rappresentazione di perigeo: il parametro di impatto a_0 , la coordinata z , la cotangente dell'angolo θ , l'angolo ϕ e l'impulso trasverso inverso $\frac{1}{p_T}$. Le tracce ricostruite da xKalman vengono combinate statisticamente con le tracce ricostruite da MuonBox all'uscita del rivelatore interno propagate all'indietro nel punto più prossimo alla direzione di impatto. Le correzioni per le perdite di energia nei calorimetri vengono apportate direttamente da MuonBox in base ad una parametrizzazione dipendente dall'impulso della particella e ad una descrizione geometrica dettagliata degli elementi presenti tra lo spettrometro ed il rivelatore interno. Inoltre nella propagazione della matrice di covarianza si tiene conto delle perdite di energia e dell'effetto della diffusione multipla nel rivelatore interno. I parametri e la matrice di covarianza della traccia combinata sono ottenuti dalla relazione:

$$C_1^{-1} \cdot T_1 + C_2^{-1} \cdot T_2 = (C_1^{-1} + C_2^{-1}) \cdot T, \quad (4.1)$$

dove T_1 e T_2 sono vettori a cinque componenti i cui elementi sono i parametri della traccia ricostruita da xKalman e MuonBox rispettivamente, C_1 e C_2 sono le corrispondenti matrici 5×5 di covarianza e T è il vettore dei parametri della traccia combinata. Dall'Equazione (4.1) si ha:

$$T = (C_1^{-1} + C_2^{-1})^{-1} \cdot (C_1^{-1} \cdot T_1 + C_2^{-1} \cdot T_2), \quad (4.2)$$

e

$$C = (C_1^{-1} + C_2^{-1})^{-1}, \quad (4.3)$$

dove C è la matrice di covarianza della traccia combinata. La variabile di χ^2 introdotta per testare la qualità della traccia combinata è definita:

$$\chi^2 = (T - T_1)^T \times C_1^{-1} \times (T - T_1) + (T - T_2)^T \times C_2^{-1} \times (T - T_2), \quad (4.4)$$

In un approccio iniziale si tenta la combinazione di coppie di tracce che mostrano una certa compatibilità nel piano (η, ϕ) , quindi le tracce combinate vengono accettate se superano il test del χ^2 . In caso di ambiguità si sceglie la coppia di tracce con il valore di χ^2 minore. Tale procedura è applicata in modo ricorsivo fino all'esaurimento delle tracce ricostruite dallo spettrometro per muoni.

4.8 Il programma di simulazione approssimata ATLFAST

La simulazione approssimata di eventi fisici a livello di particelle si pone a metà strada tra l'analisi della tipologia dell'evento a livello di partoni e la simulazione completa dell'apparato rivelatore. In questo genere di applicazioni le caratteristiche geometriche e fisiche dell'apparato ed i fenomeni di interazione tra le particelle ed i materiali di cui è costituito l'apparato non vengono descritti in maniera accurata, rendendo in tal modo più veloce l'esecuzione dell'intera catena di simulazione. Questo tipo di approccio è indicato per stime approssimate del livello di segnale e di fondo aspettati per un dato canale di fisica e spesso è l'unico approccio possibile per studi ad alta statistica di complessi processi di fondo, che richiederebbero tempi troppo lunghi in una simulazione dettagliata. All'interno della collaborazione ATLAS è stato sviluppato un programma per la simulazione approssimata del rivelatore e l'analisi fisica detto ATLFAST [68]. Tale programma permette di simulare processi di segnale e di fondo introducendo parametrizzazioni delle caratteristiche principali del rivelatore ATLAS: la ricostruzione di *jets* nei calorimetri adronici, la dispersione in impulso per leptoni e fotoni, gli effetti del campo magnetico e la valutazione dell'energia mancante trasversa. A partire dalla lista di particelle presenti nell'evento generato dal Montecarlo i vari algoritmi di ATLFAST compilano una lista di *jets* ricostruiti, leptoni e fotoni isolati, forniscono il valore aspettato dell'energia trasversa mancante e le tracce ricostruite delle particelle cariche. I parametri dipendenti dalle prestazioni del rivelatore sono definiti in base ai risultati ottenuti negli studi di simulazione completa dell'apparato. In particolare si è cercato di riprodurre al meglio le aspettative in termini di risoluzione in massa, efficienze di identificazione e ricostruzione delle particelle ed accettanze del rivelatore. Il programma fa uso solo di informazioni geometriche di base: l'intervallo di accettazione geometrica dell'insieme di rivelatori di precisione e dei calorimetri ($|\eta| < 2.5$), l'estensione della regione di transizione nel calorimetro elettromagnetico e la granularità dei calorimetri adronici. Mentre non sono introdotte le descrizioni dettagliate della formazione del segnale nei vari rivelatori. Il programma è stato diviso in due parti: la parte principale, ATLFAST, che viene eseguito sugli eventi prodotti dal generatore Montecarlo, ed ATLFAST-B, eseguibile sulle *ntuple* prodotte dal programma principale. Il programma ATLFAST-B ricalibra l'output di ATLFAST

applicando ai *jets* di tipo b parametrizzazioni che tengono conto delle efficienze di identificazione di un *jet* b in funzione dell'impulso trasverso. La ricostruzione delle tracce è eseguita nella regione $|\eta| < 2.5$ introducendo parametrizzazioni delle efficienze di ricostruzione e della dispersione in impulso, derivate dagli studi fatti sul rivelatore interno.

Capitolo 5

Osservabilità del bosone neutro h del modello MSSM ad LHC con l'esperimento ATLAS

In questo capitolo vengono brevemente illustrati gli studi condotti sull'osservabilità del bosone neutro h del modello MSSM ad LHC nell'ambito degli esperimenti CMS ed ATLAS. Punto centrale della discussione è una proposta di ricerca del bosone h nel canale $pp \rightarrow b\bar{b} h \rightarrow b\bar{b} \mu^+ \mu^-$ con l'esperimento ATLAS¹.

5.1 Ricerca dei bosoni neutri di Higgs del modello MSSM ad LHC

Le prospettive di rivelazione dei bosoni di Higgs del modello MSSM ad LHC sono state valutate per tutti e tre gli scenari studiati a LEP (*no-mixing*, *Large μ* e m_h^{max}) (Capitolo 2, Sezione 2.2), nel caso particolare in cui le masse dei superpartners delle particelle del Modello Standard (M_{SUSY}) siano sufficientemente grandi da rendere cinematicamente inaccessibile il decadimento del bosone di Higgs più leggero in particelle supersimmetriche. In Figura 5.1 sono mostrate le sezioni d'urto di produzione ad LHC dei bosoni di Higgs neutri del modello MSSM, A , h ed H , in funzione delle rispettive masse, m_A , m_h ed m_H , nel caso $\tan\beta = 30$. Nello studio del potenziale di scoperta sono stati considerati i processi di decadimento: ($h \rightarrow \gamma\gamma, b\bar{b}$) e ($H/A \rightarrow t\bar{t}, \mu^+\mu^-, \tau^+\tau^-$) [89,90]. Tali studi hanno permesso di concludere che la zona dello spazio dei parametri del modello MSSM accessibile agli esperimenti ad LHC è individuata dagli intervalli: $50 \text{ GeV} < m_A < 500 \text{ GeV}$ e $1 < \tan\beta < 50$. In particolare per l'esperimento ATLAS si prevede la possibilità di scoperta già con una quantità di dati raccolti pari ad una luminosità integrata $\int \mathcal{L} dt = 100 \text{ fb}^{-1}$. Una grande frazione di tale regione dello spazio dei parametri sarà accessibile da più processi che coinvolgono diversi bosoni di Higgs, in caso

¹per una descrizione dettagliata di tale studio si rimanda alla referenza bibliografica [88]

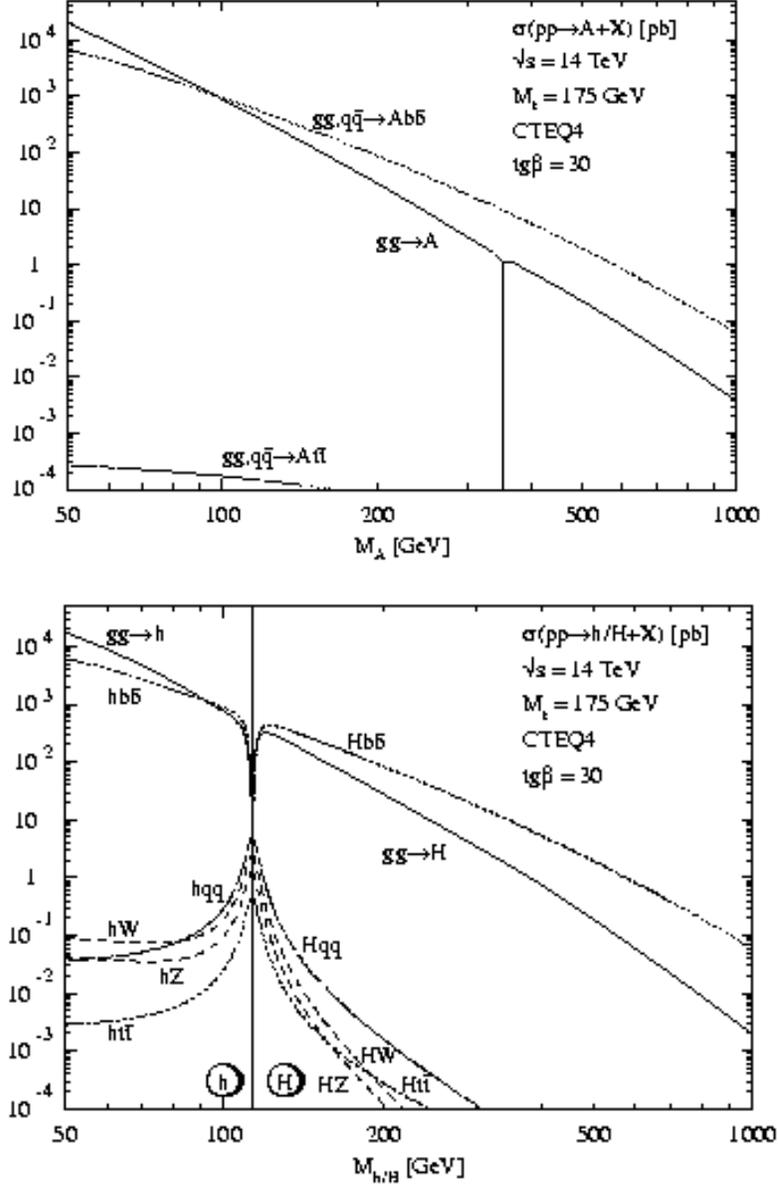


Figura 5.1: Sezioni d'urto di produzione ad LHC dei bosoni di Higgs neutri del modello MSSM per $\tan\beta = 30$, massa del quark top $m_t = 175$ GeV e nella parametrizzazione CTEQ4 delle funzioni di distribuzione partoniche nel protone. In alto: Sezioni d'urto di produzione del bosone A per i processi di fusione di gluoni ($gg \rightarrow A$) e produzione associata ($gg, q\bar{q} \rightarrow A b\bar{b} / A t\bar{t}$) in funzione della massa del bosone A . In basso: Sezioni d'urto di produzione dei bosoni h ed H per i processi di fusione di gluoni ($gg \rightarrow h/H$), fusione di bosoni vettoriali ($qq \rightarrow qqVV \rightarrow qqh/qqH$), Higgs-strahlung ($q\bar{q} \rightarrow V^* \rightarrow hV/HV$) e produzione associata ($gg, q\bar{q} \rightarrow \Phi b\bar{b}/\Phi t\bar{t}$), in funzione della massa dei bosoni h ed H .

di scoperta ciò permetterà una verifica incrociata. In particolare la zona ad alto $\tan\beta$ ed $m_h \sim 100$ GeV è accessibile attraverso i processi $H/A \rightarrow \mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$ ed $H^\pm \rightarrow \tau\nu$, che coinvolgono i bosoni A , H ed H^\pm , mentre non è accessibile a nessuno dei processi finora considerati per il bosone h ($h \rightarrow \bar{b}b$ ed $h \rightarrow \gamma\gamma$) (Figura 5.2). Il processo $pp \rightarrow \bar{b}b h \rightarrow \bar{b}b \mu^+\mu^-$ è stato proposto come possibile mezzo di ricerca del bosone neutro h in questa regione. Ad alto $\tan\beta$ gli accoppiamenti del bosone h ai leptoni carichi (e, μ e τ) ed ai quarks di tipo down (d,c,b) subiscono un rafforzamento rispetto agli accoppiamenti del Modello Standard (Sezione 2.1,

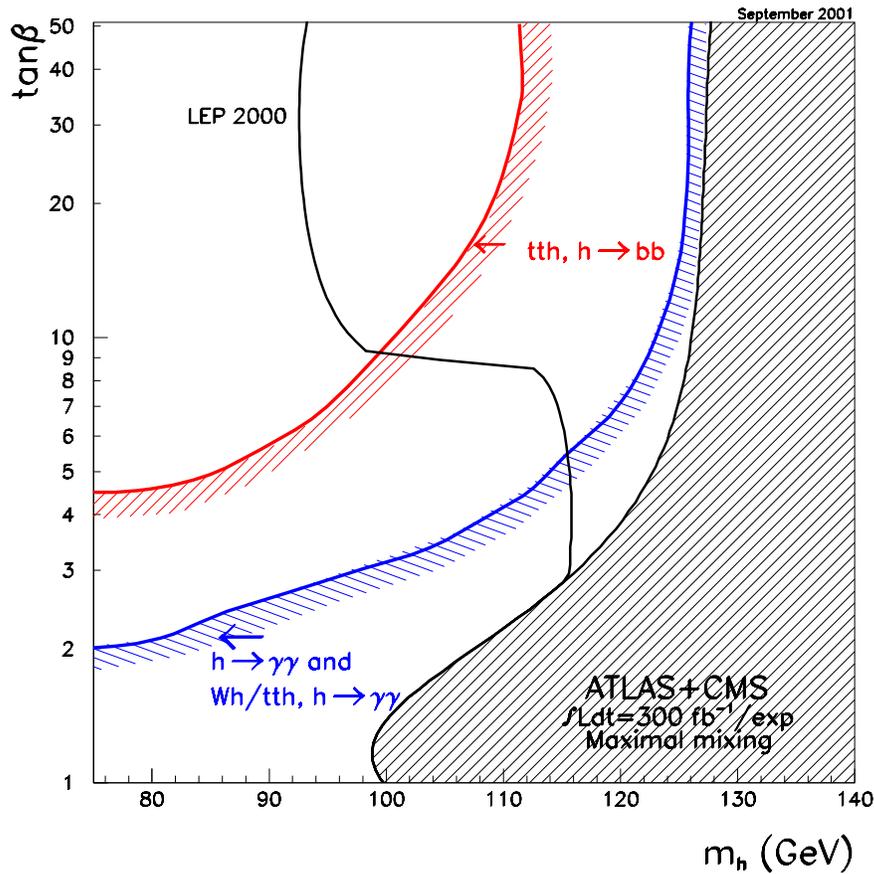


Figura 5.2: Sensibilità degli esperimenti ATLAS e CMS alla scoperta del bosone neutro h nello scenario m_h^{max} del modello MSSM. Sono mostrate le curve di scoperta a 5σ per una luminosità integrata pari a 300 fb^{-1} nel piano $(\tan\beta, m_h)$ per il processo di produzione associata $tth \rightarrow tt\bar{b}$ ed i processi $Wh/tth \rightarrow W\gamma\gamma/tt\gamma\gamma$. Sono inclusi i limiti stabiliti dagli esperimenti a LEP ed i limiti imposti dalla teoria (regione tratteggiata in diagonale).

Tabella 2.2). Tuttavia, poichè tali accoppiamenti sono proporzionali alla massa dei fermioni (Sezione 2.1, Tabella 2.1), il decadimento del bosone h in elettroni è soppresso rispetto al decadimento in muoni. Il decadimento in leptoni τ , sebbene favorito di un fattore $(\frac{m_\tau}{m_\mu})^2$ rispetto al decadimento in muoni, non è facilmente rivelabile a causa della difficile identificazione dei leptoni τ . Al contrario per il processo $b\bar{b} h \rightarrow b\bar{b} \mu^+ \mu^-$ si possono sfruttare pienamente le potenzialità del rivelatore ATLAS: ci si può avvalere delle prestazioni dello spettrometro per l'identificazione e la ricostruzione della coppia di muoni e della capacità del rivelatore interno di identificare *jets* adronici prodotti dal quark b .

5.2 Il processo $pp \rightarrow b\bar{b} h \rightarrow b\bar{b} \mu^+ \mu^-$

Nella regione ad alto $\tan\beta$ ed $m_h \sim 100$ GeV il bosone A risulta sperimentalmente indistinguibile dal bosone h , in quanto le sezioni d'urto di produzione, i fattori di decadimento in coppie di muoni, le masse e le larghezze intrinseche delle due particelle sono molto simili. Tuttavia i rispettivi accoppiamenti ai bosoni vettoriali ed ai fermioni sono diversi, si tratta quindi di una questione abbastanza delicata. Nello studio qui presentato si è perciò tenuto conto del contributo derivante dal bosone A (Figure 5.9, 5.10).

5.2.1 I processi di produzione

Il processo di produzione associata del bosone h con una coppia $b\bar{b}$ può avvenire attraverso l'interazione di due gluoni ($gg \rightarrow b\bar{b} h \rightarrow b\bar{b} \mu^+ \mu^-$) oppure l'interazione di una coppia quark-antiquark ($q\bar{q} \rightarrow b\bar{b} h \rightarrow b\bar{b} \mu^+ \mu^-$). Le Figure 5.3 e 5.4 mostrano i diagrammi di Feynman al livello fondamentale, (*tree level*), che contribuiscono ai processi di produzione associata $hb\bar{b}$ con conseguente decadimento del bosone h in una coppia di muoni.

La sezione d'urto totale dei processi di segnale è data dal prodotto $\sigma \cdot Br(h \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ ed è pari a circa 0.1 pb per $\tan\beta = 30$ ed $m_h = 110$ GeV (Figura 5.9).

5.2.2 I processi di fondo

Nelle interazioni protone-protone possono avvenire ulteriori processi con lo stesso stato finale del processo in studio (una coppia $\mu^+ \mu^-$ associata a due *jets* b). Tra questi i più rilevanti sono:

- la produzione associata di un bosone vettoriale neutro Z/γ^* con due *jets* b con successivo decadimento del bosone vettoriale in una coppia di muoni ($gg, q\bar{q} \rightarrow b\bar{b} Z/\gamma^* \rightarrow b\bar{b} \mu^+ \mu^-$).

La sezione d'urto di tale processo è pari a circa 1500 pb per $m_Z > 80$ GeV, come ottenuto dal Montecarlo PYTHIA6.203. I diagrammi di Feynman, a livello fondamentale, che contribuiscono a questo processo (Figure 5.5 e 5.6) hanno la stessa struttura dei diagrammi che contribuiscono ai processi

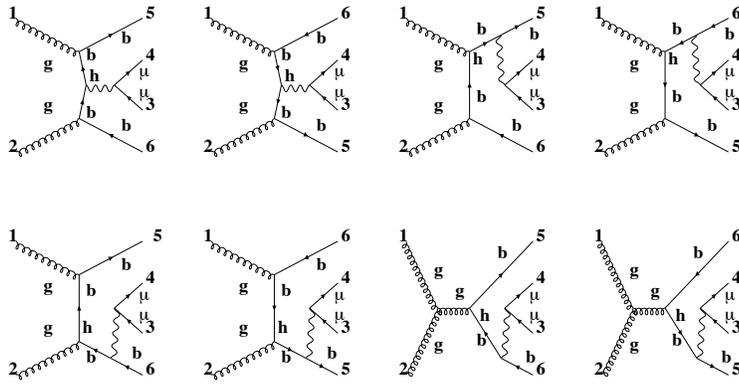


Figura 5.3: Diagrammi di Feynman, a livello fondamentale, che contribuiscono al processo $gg \rightarrow b\bar{b} h \rightarrow b\bar{b} \mu^+ \mu^-$.

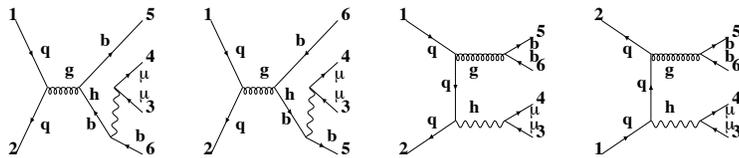


Figura 5.4: Diagrammi di Feynman, a livello fondamentale, che contribuiscono al processo $q\bar{q} \rightarrow b\bar{b} h \rightarrow b\bar{b} \mu^+ \mu^-$.

di segnale (Figure 5.3 e 5.4), ciò si riflette nell'estrema difficoltà di discriminazione tra i due processi. È stato proposto un metodo di valutazione della quantità di eventi provenienti da questo processo basato su dati sperimentali, evitando le incertezze insite nella simulazione Montecarlo. Tale metodo si basa sull'osservazione che l'analogo processo in cui i muoni sono sostituiti da elettroni ha la stessa sezione d'urto del processo di fondo in studio, grazie all'universalità degli accoppiamenti dei leptoni carichi con il bosone Z . Inoltre lo stato finale con due *jets* b ed una coppia e^+e^- non contiene eventi provenienti dal bosone h il cui decadimento in elettroni è fortemente soppresso. Questo processo può quindi essere usato per una stima di tale fondo, previa una correzione che tenga conto del fenomeno di *inner bremsstrahlung*² [91,92] proprio degli elettroni.

²Gli elettroni, in quanto relativamente leggeri, emettono fotoni attraverso processi di irradiazione: per ottenere l'energia dell'elettrone subito dopo la sua creazione nel decadimento dello Z è quindi necessario includere anche i fotoni rivelati attorno alla traccia dell'elettrone stesso.

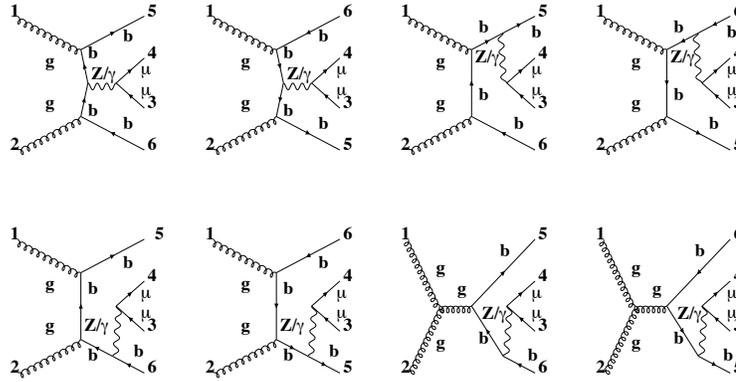


Figura 5.5: Diagrammi di Feynman, a livello fondamentale, che contribuiscono al processo $gg \rightarrow b\bar{b} Z/\gamma^* \rightarrow b\bar{b} \mu^+ \mu^-$.

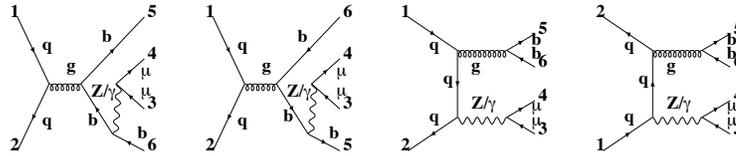


Figura 5.6: Diagrammi di Feynman, a livello fondamentale, che contribuiscono al processo $q\bar{q} \rightarrow b\bar{b} Z/\gamma^* \rightarrow b\bar{b} \mu^+ \mu^-$.

- la produzione associata di due bosoni vettoriali Z con successivi decadimenti in una coppia di muoni ed una coppia di jets b ($gg, q\bar{q} \rightarrow ZZ \rightarrow b\bar{b} \mu^+ \mu^-$).

La sezione d'urto di tale processo è trascurabile (0.15 pb) rispetto alla sezione d'urto del precedente processo di fondo, ma è comunque dello stesso ordine di grandezza della sezione d'urto del segnale. Tale processo può essere facilmente soppresso applicando opportune selezioni cinematiche sulla massa invariante delle coppie di particelle presenti nello stato finale.

- la produzione associata di quarks top ($gg, q\bar{q} \rightarrow t\bar{t} \rightarrow bW^+ \bar{b}W^- \rightarrow b\mu^+ \nu_\mu \bar{b}\mu^- \bar{\nu}_\mu$).

La sezione d'urto per questo processo è pari a circa 5.84 pb. La presenza di neutrini nello stato finale permette di sopprimere tale fondo imponendo selezioni sull'energia mancante nello stato finale. I due jets b presenti nello stato finale di questo processo sono in genere più energetici dei due jets b presenti nel processo di segnale e quindi sono di più facile identificazione.

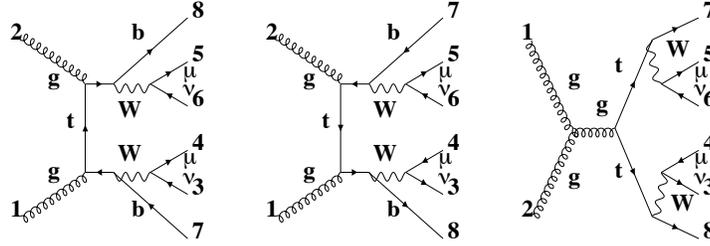


Figura 5.7: Diagrammi di Feynman, a livello fondamentale che contribuiscono al processo $gg \rightarrow t\bar{t} \rightarrow bW^+\bar{b} W^- \rightarrow b\mu^+\nu_\mu \bar{b}\mu^-\bar{\nu}_\mu$. Il diagramma per il processo di fusione di quarks si ottiene dal terzo diagramma sostituendo i due gluoni entranti con due quarks; il suo contributo alla sezione d'urto totale del processo di produzione associata $t\bar{t}$ è del 10% circa.

Questo implica che imporre l'identificazione di entrambi i *jets* b sopprime più il segnale che questo fondo.

5.3 Generazione degli eventi

L'analisi è stata condotta su eventi generati dal Montecarlo PYTHIA6.203, per la simulazione dell'apparato ATLAS è stato usato il programma di simulazione approssimata ATLFast (versione 2.60) ed ATLFast-B. Lo studio è stato eseguito nello scenario di alta luminosità, $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, e su un campione di dati equivalente ad una luminosità integrata $\int \mathcal{L} dt = 300 \text{ fb}^{-1}$. I processi di segnale ($gg, q\bar{q} \rightarrow b\bar{b}h \rightarrow b\bar{b}\mu^+\mu^-$) sono stati simulati nello scenario m_h^{max} del modello MSSM ed in modo da esplorare la seguente regione dello spazio dei parametri: $15 < \tan\beta < 50$ e $95 \text{ GeV} < m_h < 125 \text{ GeV}$. Sono stati simulati i seguenti processi di fondo: $Z \rightarrow \mu^+\mu^- + jetjet$, $ZZ \rightarrow b\bar{b}\mu^+\mu^-$ e $t\bar{t} \rightarrow bW^+\bar{b}W^- \rightarrow b\mu^+\nu_\mu \bar{b}\mu^-\bar{\nu}_\mu$.

5.4 Estrazione del segnale dal fondo

Lo stato finale dei processi di segnale è caratterizzato dalla presenza di una coppia di muoni molto energetici ed adroni b. Sono state proposte una serie di selezioni in modo da aumentare il rapporto tra il numero di eventi di segnale ed il numero di eventi di fondo. Al campione di dati viene applicata una preselezione che richiede la presenza di una coppia $\mu^+\mu^-$ ciascuno con impulso trasverso $p_T > 10 \text{ GeV}$ e pseudorapidità $|\eta| < 2.5$, e di due *jets* b con impulso trasverso $p_T > 15 \text{ GeV}$ e pseudorapidità $|\eta| < 2.5$. Con tale criterio si tiene conto dell'accettanza geometri-

ca del sistema di rivelazione composto dal rivelatore interno e dallo spettrometro per muoni.

Quindi vengono applicate ulteriori selezioni sull'impulso trasverso dei singoli muoni e dei *jets* b, sull'impulso trasverso mancante totale e sulla massa invariante della coppia di muoni (Tabella 5.1).

Lo studio delle distribuzioni in impulso trasverso dei due muoni e dei due *jets* b per gli eventi di segnale e per gli eventi di fondo ha portato all'individuazione degli intervalli indicati nei criteri di selezione applicati all'impulso trasverso di queste particelle. Tali criteri selezionano i due muoni ed i due *jets* b prodotti nella zona tipica degli eventi di segnale. La selezione sull'impulso trasverso mancante totale è appositamente studiata per la soppressione del fondo derivante dalla produzione associata di quarks top.

variabile	limite inferiore GeV	limite superiore GeV
$P_T^{\mu 1}$	25	100
$P_T^{\mu 2}$	25	60
$M_{\mu^+\mu^-}$	$m_h - 2.5$	$m_h + 2.5$
P_T^{b1}	60	
P_T^{b2}	55	
P_T^{miss}	25	

Tabella 5.1: Criteri di selezione imposti nell'analisi dei campioni di dati simulati per il processo $b\bar{b}h/A \rightarrow b\bar{b}\mu^+\mu^-$ e per i processi di fondo $Z \rightarrow \mu^+\mu^- + jetjet$, $ZZ \rightarrow b\bar{b}\mu^+\mu^-$ e $t\bar{t} \rightarrow bW^+\bar{b}W^- \rightarrow b\mu^+\nu_\mu \bar{b}\mu^-\bar{\nu}_\mu$.

L'analisi è stata condotta su campioni di dati che differiscono nelle richieste di identificazione dei *jets* b. In particolare si sono esaminati i tre casi:

- **double b tag**: identificazione di entrambi i *jets* b,
- **single b tag**: identificazione di almeno un *jet* b,
- **single b tag + jet veto**: identificazione di un solo *jet* b.

L'analisi del primo campione ha portato alla conclusione che la richiesta di identificazione di entrambi i *jets* b sopprime più gli eventi di segnale che gli eventi di fondo, in quanto un'errata identificazione dei *jets* b è più probabile per i processi di segnale che per i processi di fondo (in particolare per la produzione associata di quarks top). I risultati delle analisi degli altri due campioni considerati, molto simili tra di loro, producono un rapporto tra eventi di segnale ed eventi di fondo maggiore che nel caso precedente. La significatività del segnale rispetto al fondo è stata stimata dal rapporto S/\sqrt{B} , dove S e B sono rispettivamente il numero di eventi di

single b-tag, $m_h = 120$ GeV, $\tan\beta = 20$				
	$N_{h \rightarrow \mu^+ \mu^-}$	$N_{t\bar{t}}$	N_{ZZ}	N_{z+jets}
N_{gen}	6852	1708800	34800	482387097
presel.	1124	1025601	12336	3242320
$P_T^{\mu 1}$	925	728693	9375	2679018
$P_T^{\mu 2}$	671	397964	6753	2048573
$M_{\mu^+ \mu^-}$	462	13548	19	4984
P_T^{b1}	428	7598	16	4585
P_T^{b2}	372	3176	13	4068
P_T^{miss}	372	2446	13	4068

single b-tag + jet veto, $m_h = 120$ GeV, $\tan\beta = 20$				
	$N_{h \rightarrow \mu^+ \mu^-}$	$N_{t\bar{t}}$	N_{ZZ}	N_{z+jets}
N_{gen}	6852	1708800	34800	482387097
presel.	1038	889906	9982	3083120
$P_T^{\mu 1}$	850	628865	7574	2545633
$P_T^{\mu 2}$	616	342550	5429	1947525
$M_{\mu^+ \mu^-}$	425	11695	17	4801
P_T^{b1}	396	7036	15	4438
P_T^{b2}	342	3027	12	3939
P_T^{miss}	342	2294	12	3939

Tabella 5.2: In alto: Analisi del campione **single b-tag**. In basso: Analisi del campione **single b-tag + jet veto**. Numero atteso di eventi per il processo di segnale $b\bar{b}h/A \rightarrow b\bar{b}\mu^+\mu^-$, $N_{h \rightarrow \mu^+ \mu^-}$, e numero atteso di eventi per i vari processi di fondo: $t\bar{t} \rightarrow bW^+\bar{b}W^- \rightarrow b\mu^+\nu_\mu \bar{b}\mu^-\bar{\nu}_\mu$, $N_{t\bar{t}}$, $ZZ \rightarrow b\bar{b}\mu^+\mu^-$, N_{ZZ} , e $Z \rightarrow \mu^+\mu^- + jetjet$, N_{z+jets} , nei vari passi della selezione: generati dal Montecarlo, N_{gen} ; dopo la preselezione (vedi testo); dopo la selezione sull'impulso trasverso del muone piú energetico, $P_T^{\mu 1}$, e meno energetico, $P_T^{\mu 2}$; dopo la selezione sulla massa invariante della coppia di muoni, $M_{\mu^+ \mu^-}$; dopo la selezione sull'impulso trasverso del *jet* b piú energetico, P_T^{b1} , e meno energetico, P_T^{b2} ; e dopo la selezione sull'impulso trasverso mancante totale, P_T^{miss} . I numeri si riferiscono al campione con $m_h = 120$ GeV e $\tan\beta = 20$.

double b tag, $m_h = 120$ GeV, $\tan\beta = 20$				
	$N_{h \rightarrow \mu^+ \mu^-}$	$N_{t\bar{t}}$	N_{ZZ}	N_{z+jets}
N_{gen}	6852	1708800	34800	482387097
presel.	250	726196	6757	513664
$P_T^{\mu 1}$	192	516833	5025	425124
$P_T^{\mu 2}$	137	283617	3620	314581
$M_{\mu^+ \mu^-}$	90	9648	11	738
P_T^{b1}	70	2831	7	586
P_T^{b2}	63	1869	6	536
P_T^{miss}	63	1409	6	536

Tabella 5.3: Analisi del campione **double b-tag**. Numero atteso di eventi per il processo di segnale $b\bar{b}h/A \rightarrow b\bar{b}\mu^+\mu^-$, $N_{h \rightarrow \mu^+ \mu^-}$, e numero atteso di eventi per i vari processi di fondo: $t\bar{t} \rightarrow bW^+\bar{b}W^- \rightarrow b\mu^+\nu_\mu \bar{b}\mu^-\bar{\nu}_\mu$, $N_{t\bar{t}}$, $ZZ \rightarrow b\bar{b}\mu^+\mu^-$, N_{ZZ} , e $Z \rightarrow \mu^+\mu^- + jetjet$, N_{z+jets} , nei vari passi della selezione: generati dal Montecarlo, N_{gen} ; dopo la preselezione (vedi testo); dopo la selezione sull'impulso trasverso del muone piú energetico, $P_T^{\mu 1}$, e meno energetico, $P_T^{\mu 2}$; dopo la selezione sulla massa invariante della coppia di muoni, $M_{\mu^+ \mu^-}$; dopo la selezione sull'impulso trasverso del *jet* b piú energetico, P_T^{b1} , e meno energetico, P_T^{b2} ; e dopo la selezione sull'impulso trasverso mancante totale, P_T^{miss} . I numeri si riferiscono al campione con $m_h = 120$ GeV e $\tan\beta = 20$.

segnale ed il numero di eventi di fondo che superano le selezioni imposte³. In Figura 5.8 sono riportate le curve di scoperta nel piano $(\tan\beta, m_h)$ e per ciascuno dei tre campioni di dati analizzati. Tali curve sono definite dai punti in cui la significatività del segnale rispetto al fondo, S/\sqrt{B} , è superiore a cinque deviazioni standard⁴: sotto questa condizione si può escludere che gli eventi osservati siano originati da fluttuazioni statistiche dei processi di fondo, e quindi possono essere attribuiti alla rivelazione del processo di segnale. Le curve in Figura 5.8 mostrano che l'apparato ATLAS è sufficientemente sensibile al processo $pp \rightarrow b\bar{b}h \rightarrow b\bar{b}\mu^+\mu^-$ per la scoperta del bosone h nella regione

$$15 < \tan\beta < 50 \quad e \quad 95 \text{ GeV} < m_h < 125 \text{ GeV} \quad (5.1)$$

dello spazio dei parametri dello scenario m_h^{max} del modello MSSM.

³Il numero di eventi per bin segue una distribuzione Poissoniana la cui deviazione standard è pari a \sqrt{N} , dove N è il valore atteso del numero di eventi. Quindi il rapporto S/\sqrt{B} permette di valutare se la rivelazione di eventi di un eventuale segnale derivi da una fluttuazione del numero di eventi del fondo.

⁴equivalente ad una probabilità che gli eventi osservati siano originati da fluttuazioni statistiche dei processi di fondo di 10^{-7}

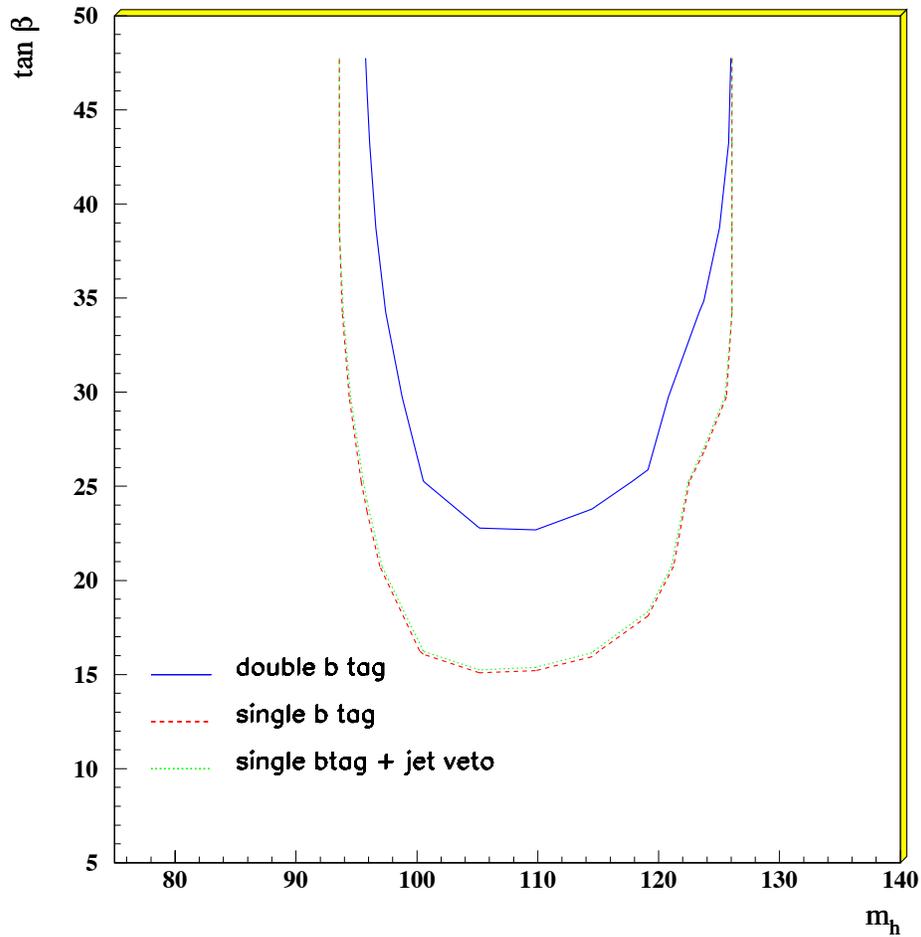


Figura 5.8: Sensibilità dell'apparato ATLAS al processo $b\bar{b} h \rightarrow b\bar{b} \mu^+ \mu^-$ nello scenario m_h^{max} del modello MSSM. Sono mostrate le curve di scoperta a 5σ per una luminosità integrata pari a 300 fb^{-1} nel piano $(\tan\beta, m_h)$ per i tre campioni di dati analizzati: identificazione di entrambi i *jets* b (double b tag), di almeno un *jet* b (single b tag) e di un solo *jet* b (single b tag + jet veto).

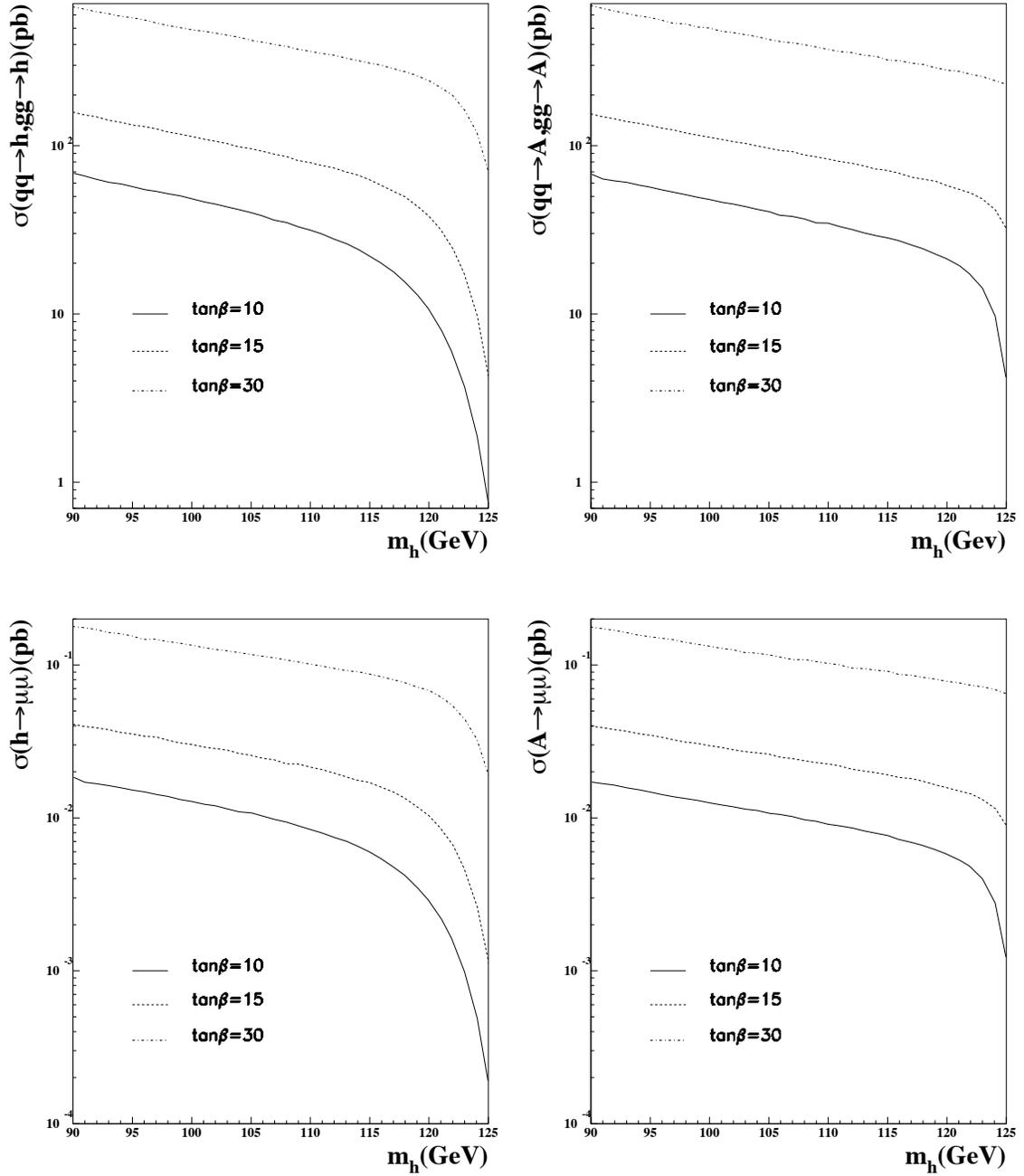


Figura 5.9: a) In alto a sinistra: Sezione d'urto di produzione del bosone h nei processi di fusione di gluoni e di quarks. b) In alto a destra: Sezione d'urto di produzione del bosone A nei processi di fusione di gluoni e di quarks. c) In basso a sinistra: Prodotto della sezione d'urto di produzione e del rapporto di decadimento in $\mu^+\mu^-$ del bosone h . d) In basso a destra: Prodotto della sezione d'urto di produzione e del rapporto di decadimento in $\mu^+\mu^-$ del bosone A . Le tre curve corrispondono ai valori $\tan\beta = 10, 15, 30$ rispettivamente [82].

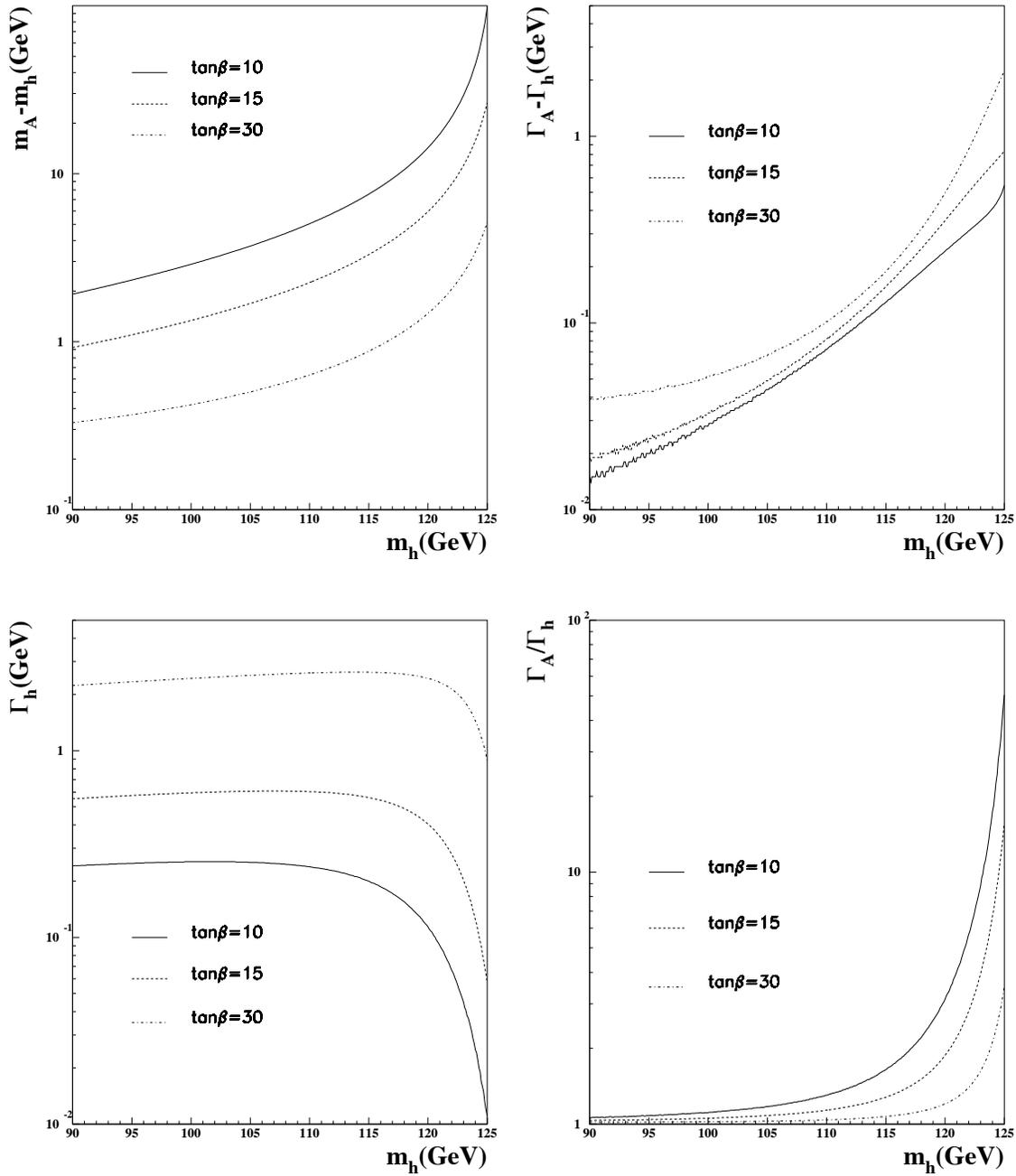


Figura 5.10: a) In alto a sinistra: Differenza di massa tra i bosoni h ed A in funzione di m_h . b) In alto a destra: Differenza tra le larghezze intrinseche dei bosoni h ed A in funzione di m_h . c) In basso a sinistra: Larghezza intrinseca del bosone h in funzione di m_h . d) In basso a destra: Rapporto tra le larghezze intrinseche dei bosoni h ed A in funzione di m_h . Le tre curve corrispondono ai valori $\tan\beta = 10, 15, 30$ rispettivamente [82].

Capitolo 6

Studio delle prestazioni del rivelatore ATLAS per il processo $pp \rightarrow b\bar{b} h \rightarrow b\bar{b} \mu^+ \mu^-$

In questo capitolo viene descritto lo studio delle prestazioni dell'apparato ATLAS per il processo $pp \rightarrow b\bar{b} h \rightarrow b\bar{b} \mu^+ \mu^-$. Il campione di eventi è ottenuto dal generatore Montecarlo PYTHIA 6.203. La simulazione è stata eseguita sia in modo completo (GEANT3-DICE), cioè tenendo conto delle descrizioni dettagliate dell'apparato e delle interazioni delle particelle con gli elementi rivelatori ed i materiali inerti che lo compongono (Sezione 4.1), sia in modo approssimato utilizzando il programma di simulazione approssimata ATLFAST 2.60, in cui tali descrizioni sono implementate attraverso parametrizzazioni meno accurate (Sezione 4.8). L'analisi è focalizzata sullo studio dei sottosistemi di rivelazione cruciali per il processo $pp \rightarrow b\bar{b} h \rightarrow b\bar{b} \mu^+ \mu^-$, cioè lo spettrometro per muoni ed il rivelatore interno. Le prestazioni di tali sistemi di rivelazione sono state studiate sia nel caso di utilizzo individuale che combinato, cioè tenendo conto delle informazioni provenienti da entrambi i sistemi. Infine i risultati ottenuti nella simulazione completa sono stati confrontati con gli analoghi risultati forniti dalla simulazione approssimata in modo da verificare la consistenza del programma di simulazione approssimata e giustificare l'uso nello studio presentato nella sezione precedente. L'intera catena di produzione degli eventi (generazione, simulazione del rivelatore e ricostruzione) è eseguita all'interno dell'infrastruttura ATLSIM¹.

6.1 Generazione degli eventi

Il campione di dati consiste in 10000 eventi del processo $pp \rightarrow b\bar{b} h \rightarrow b\bar{b} \mu^+ \mu^-$ del modello MSSM nello scenario m_h^{max} , nel punto dello spazio dei parametri $m_h = 100$ GeV e $\tan\beta = 20$. Gli eventi sono stati prodotti con il generatore

¹versione 01-02-07 del 27 luglio 2002

PYTHIA 6.203 [82]. I parametri di ingresso del generatore sono stati scelti in modo che la simulazione di collisioni pp , all'energia nel centro di massa di LHC ($\sqrt{s} = 14$ TeV), riproducesse la complessa fenomenologia propria delle collisioni adroniche e si è tenuto conto della possibilità di interazioni multiple ad ogni incrocio dei fasci. Per le funzioni di distribuzione partoniche del protone è stata scelta la parametrizzazione CTEQ5L [58]. Allo stato iniziale e finale dei processi di collisione ad alta energia (*hard scattering*) vengono aggiunte correzioni derivanti dai processi di irradiazione delle particelle. I processi di adronizzazione sono descritti in base al modello di frammentazione di Peterson [93] per i quarks b e c ed al modello di Lund [94] per i quarks leggeri. Il generatore PYTHIA 6.203 simula il modello MSSM basato su una Lagrangiana efficace di rottura soffice di Supersimmetria [95] con parametri definiti alla scala elettrodebole. La descrizione del settore di Higgs include le correzioni radiative alle relazioni che definiscono lo spettro di massa valide al primo ordine dello sviluppo perturbativo [96,97]. I parametri di ingresso che definiscono il settore di Higgs sono $\tan\beta$, m_A , i parametri di massa e gli accoppiamenti trilineari per la terza generazione di quarks scalari (stop), il parametro di massa degli higgsino (μ). Inoltre vengono richieste le masse del gluino, del quark t, del bosone Z e la costante di interazione forte ($m_{\tilde{g}}$, m_t , m_Z , ed α_S) da cui dipendono le correzioni ad alto $\tan\beta$ all'accoppiamento di Yukawa del quark b. Per completare la descrizione del modello MSSM si richiedono i parametri di massa dei superpartners dei bosoni di gauge $U(1)_Y$ ed $SU(2)_L$ (M_1 ed M_2) e dei fermioni del Modello Standard (M_{SUSY}) e gli accoppiamenti trilineari dei quarks b e t e del leptone τ (A_b , A_t ed A_τ). Tali parametri sono stati scelti in modo da simulare lo scenario m_h^{max} del modello MSSM. Sono stati fissati i seguenti valori per i parametri del modello: $M_{SUSY} = 1$ TeV, $\mu = 200$ GeV, $M_1 = 200$ GeV, $M_2 = 200$ GeV, $m_{\tilde{g}} = 800$ GeV, $m_t = 175$ GeV, $A_b = A_t = A_\tau = \sqrt{6} \cdot M_{SUSY}$, $\tan\beta = 20$ e $m_A = 100$ GeV (equivalenti ad $m_h = 100$ GeV).

6.2 Simulazione completa del rivelatore

Il campione di eventi generati è stato elaborato dal programma di simulazione e ricostruzione completa dell'apparato ATLAS (Sezioni 4.1-4.7). Sulle particelle in ingresso al programma di simulazione, generate dal Montecarlo PYTHIA6.203, è stata imposta la selezione $|\eta| < 2.7$, che tiene conto dell'accettanza geometrica del sistema di rivelazione. Le descrizioni della mappa del campo magnetico e della geometria dello spettrometro per muoni sono state ottenute rispettivamente dal file *bmagatlas02.dat* (Sezione 4.3) e dal database *amdb.simrec.p.03* (Sezione 4.2). La ricostruzione è stata eseguita da Muonbox² (Sezione 4.7.2) nello spettrometro per muoni, e da xKalman++³ (Sezione 4.7.1) nel rivelatore interno. Infine le tracce ricostruite nello spettrometro sono state combinate con le tracce ricostruite nel rivelatore interno mediante l'algoritmo STACO (Sezione 4.7.3). Il processo di di-

²versione 6.03.07

³versione 11 giugno 2002

gitizzazione non è stato eseguito in quanto questo tipo di simulazione va oltre lo scopo di tale lavoro, che consiste nel confronto tra i programmi di simulazione approssimata e completa per quanto riguarda la risposta dell'apparato ATLAS. Infatti il programma di simulazione approssimata non contiene alcuna parametrizzazione del sistema elettronico di lettura dei segnali dei rivelatori.

6.3 Analisi della simulazione completa

L'analisi degli eventi ottenuti dalla simulazione completa del rivelatore è stata diretta allo studio dell'accettazione, dell'efficienza di ricostruzione e della risoluzione dello spettrometro per muoni e del rivelatore interno. Sono state studiate le prestazioni dei due sottosistemi di rivelazione operanti sia indipendentemente l'uno dall'altro che in modo combinato.

6.3.1 Spettrometro per muoni

L'accettazione geometrica dello spettrometro per il canale in studio è stimata dal rapporto tra il numero di eventi generati in cui entrambi i muoni derivanti dal decadimento $h \rightarrow \mu^+ \mu^-$ sono stati prodotti nella zona di copertura angolare dello spettrometro, $N_{|\eta|<2.7}^{gen}$, ed il numero totale degli eventi generati, N_{tot}^{gen} (Tabella 6.1). In tal modo si è ottenuta un'accettazione geometrica del 79% circa.

L'efficienza di ricostruzione dello spettrometro per muoni per il decadimento $h \rightarrow \mu^+ \mu^-$ è data dal rapporto tra il numero di eventi ricostruiti in cui sono stati identificati un μ^+ ed un μ^- , N_{MS}^{rec} , ed il numero di eventi generati in cui ciascun muone della coppia è stato prodotto nell'intervallo di accettazione geometrica del rivelatore, $N_{|\eta|<2.7}^{gen}$ (Tabella 6.1). La stima ricavata dell'efficienza di ricostruzione dello spettrometro per muoni è pari all'85%.

L'analisi degli eventi ricostruiti dallo spettrometro è stata diretta allo studio delle risoluzioni e delle efficienze di ricostruzione nelle tre variabili misurate dal

N_{tot}^{gen}	$N_{ \eta <2.7}^{gen}$	N_{MS}^{rec}
10000	7864	6693

Tabella 6.1: Numero di eventi totali prodotti dal generatore, N_{tot}^{gen} , numero di eventi generati in cui entrambi i muoni derivanti dal decadimento del bosone h sono stati prodotti nella regione di copertura angolare dello spettrometro $N_{|\eta|<2.7}^{gen}$, e numero di eventi ricostruiti in cui lo spettrometro ha identificato almeno un μ^+ ed un μ^- , N_{MS}^{rec} .

rivelatore: p_T , η e ϕ . Data la complessità del processo in studio in ciascun evento possono essere prodotti ulteriori muoni non derivanti dal decadimento $h \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Quindi è necessario selezionare tra le possibili combinazioni $\mu^+ \mu^-$ di muoni identificati dallo spettrometro la coppia prodotta dal decadimento del bosone h . Per valutare la corrispondenza tra una traccia generata ed una traccia ricostruita dal rivelatore si è definito l'errore relativo di ricostruzione

$$\epsilon = (|\Delta p_T/p_{T_{gen}}| + |\Delta \eta/\eta_{gen}| + |\Delta \phi/\phi_{gen}|), \quad (6.1)$$

dove $\Delta x = |x_{rec} - x_{gen}|$, con $x = p_T, \eta, \phi$. Per ogni μ^+/μ^- ricostruito è stato calcolato l'errore relativo di ricostruzione rispetto alla corrispondente traccia generata del μ^+/μ^- prodotto nel decadimento del bosone h . Il criterio di selezione adottato sceglie tra le possibili coppie $\mu^+ \mu^-$ quella composta dai muoni ricostruiti con errore relativo di ricostruzione, ϵ , minimo. I risultati, ottenuti dalle distribuzioni riportate nelle Figure da 6.1 a 6.6, sono riassunti nella Tabella 6.2.

	p_T	η	ϕ
Efficienze di ricostruzione	83%	85%	85%
Risoluzioni relative medie	10%	4%	2%

Tabella 6.2: Efficienze di ricostruzione e risoluzioni relative medie in impulso trasverso, p_T , pseudorapidità, η , angolo ϕ , dello spettrometro per muoni. L'efficienza di ricostruzione in impulso trasverso si riferisce ai valori di $p_T \sim 10$ GeV con cui è prodotto il bosone h nel processo in studio.

Nello studio della risoluzione in massa dello spettrometro non è stata imposta alcuna selezione agli eventi ricostruiti, bensì sono state considerate tutte le possibili coppie $\mu^+ \mu^-$ ricostruite. La Figura 6.7 mostra la distribuzione in massa invariante delle coppie di muoni generate cui è sovrapposta la corrispondente distribuzione delle coppie di muoni ricostruite dallo spettrometro. La risoluzione in massa dello spettrometro, σ_{res}^{MS} è ricavata con un fit gaussiano a tre parametri (p_0, p_1 e p_2):

$$f(x) = p_0 \cdot e^{-0.5 \cdot \left(\frac{x-p_1}{p_2}\right)^2}, \quad (6.2)$$

della distribuzione della differenza tra la massa invariante delle coppie di muoni generate dal Montecarlo e la massa invariante delle coppie di muoni ricostruite dallo spettrometro (Figura 6.7). Il fit⁴ ha prodotto la seguente stima per la risoluzione in massa dello spettrometro per muoni:

$$\sigma_{res}^{MS} = 2.54 \pm 0.04 \text{ GeV}. \quad (6.3)$$

⁴eseguito con l'applicazione ROOT [98]

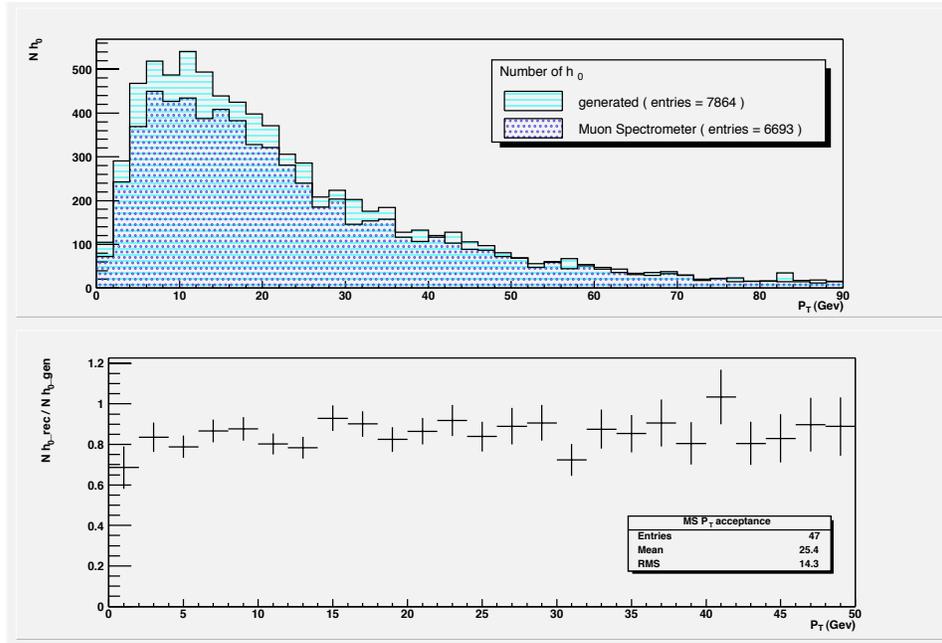


Figura 6.1: Efficienza di ricostruzione in impulso trasverso, p_T , dello spettrometro per muoni per il decadimento $h \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ($m_h = 100$ GeV). In alto: Distribuzione in impulso trasverso delle coppie di muoni generate (in azzurro chiaro) cui è sovrapposta la corrispondente distribuzione delle coppie di muoni ricostruite dallo spettrometro (in azzurro scuro). In basso: Rapporto del numero di bosoni h ricostruiti dallo spettrometro e del numero di bosoni h generati riportato in funzione dell'impulso trasverso.

Per il particolare processo in studio l'impulso trasverso della coppia di muoni, e quindi del bosone h , è attorno ai 10 GeV. Per tale valore di impulso trasverso si ottiene un'efficienza di ricostruzione dell'83% circa.

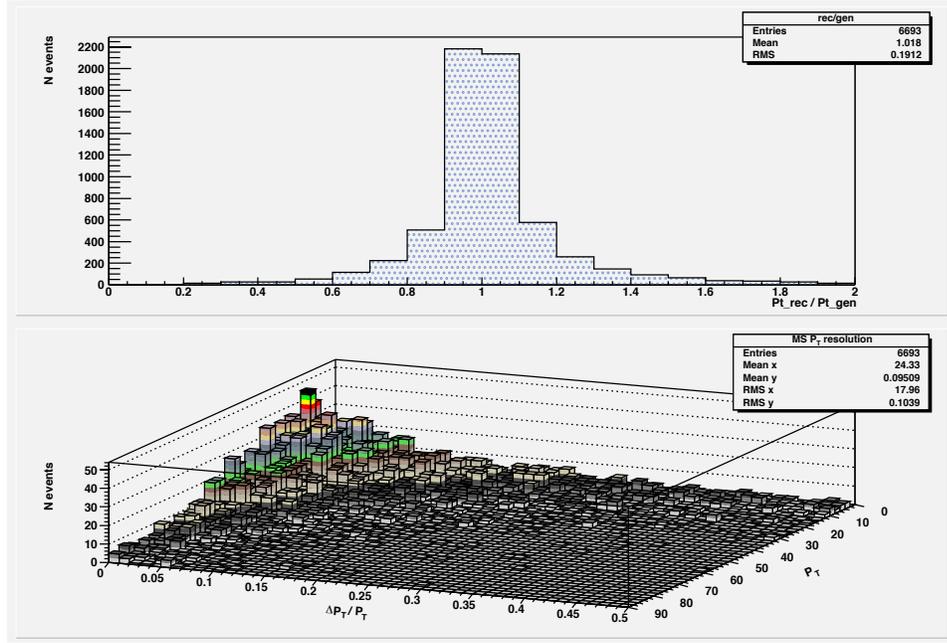


Figura 6.2: Risoluzione in impulso trasverso, p_T , dello spettrometro per coppie di muoni prodotte nel decadimento del bosone h , ($m_h = 100$ GeV). In alto: Numero di eventi ricostruiti in funzione del rapporto tra l'impulso trasverso della coppia di muoni ricostruita dallo spettrometro, $p_{T,rec}$, e della coppia di muoni generata, $p_{T,gen}$. In basso: Numero di eventi ricostruiti dallo spettrometro in funzione dell'impulso trasverso della coppia di muoni generata $p_{T,gen}$ e dell'errore relativo di ricostruzione in impulso trasverso: $|\Delta p_T/p_{T,gen}| = |p_{T,gen} - p_{T,rec}|/p_{T,gen}$. La deviazione dell'impulso trasverso ricostruito dall'impulso trasverso generato è minore del 20% per il 68% degli eventi. Il valore medio dell'errore relativo di ricostruzione in impulso trasverso, $|\Delta p_T/p_{T,gen}|$, è del 10% circa.

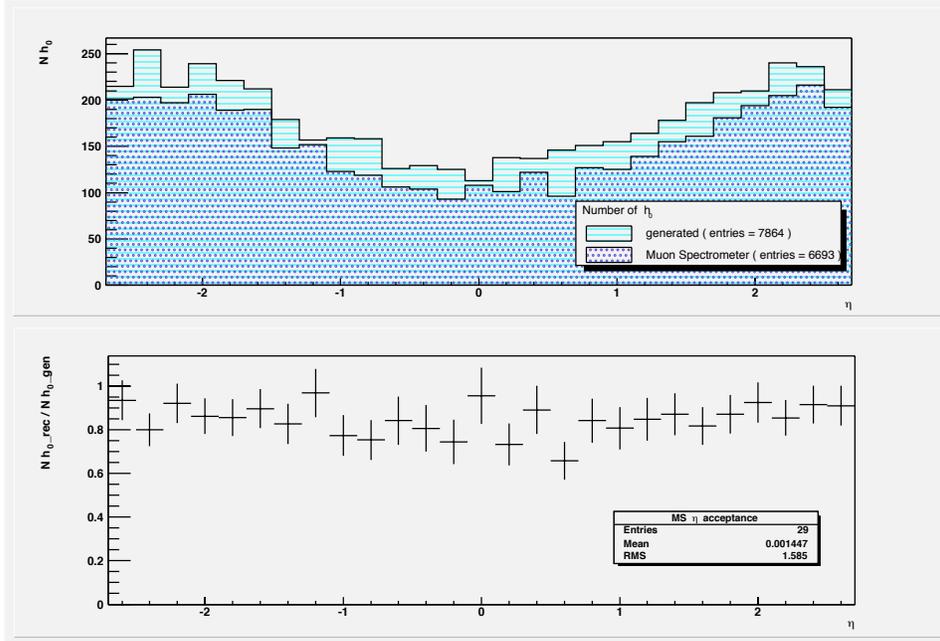


Figura 6.3: Efficienza di ricostruzione in pseudorapidità, η , dello spettrometro per muoni per il decadimento $h \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ($m_h = 100$ GeV). In alto: Distribuzione in pseudorapidità delle coppie di muoni generate (in azzurro chiaro) cui è sovrapposta la corrispondente distribuzione delle coppie di muoni ricostruite dallo spettrometro (in azzurro scuro). In basso: Rapporto del numero di bosoni h ricostruiti dallo spettrometro e del numero di bosoni h generati riportato in funzione della pseudorapidità.

Il bosone h è prodotto preminantemente a grandi angoli rispetto alla direzione dei fasci. L'efficienza di ricostruzione media è pari all'85%.

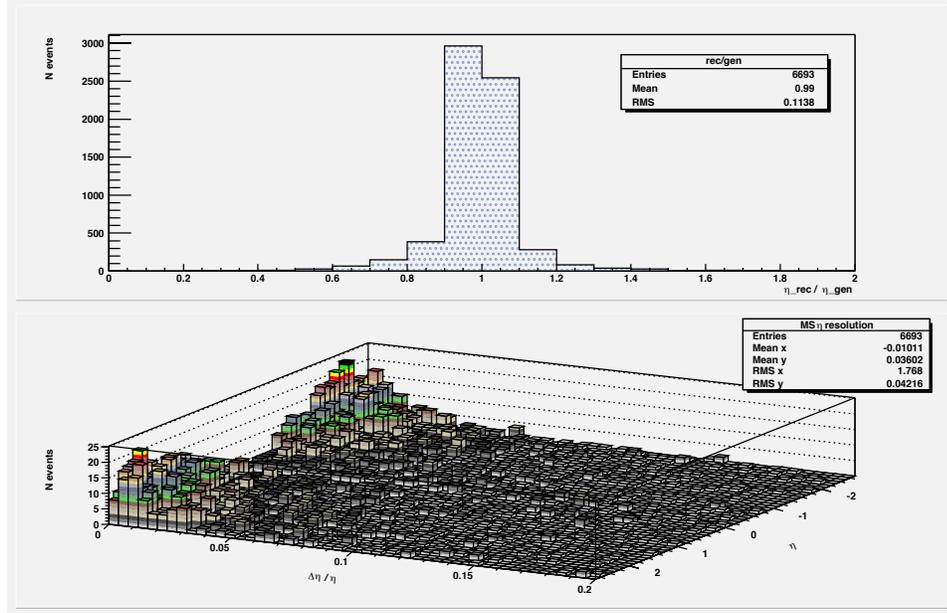


Figura 6.4: Risoluzione in pseudorapidità, η , dello spettrometro per coppie di muoni prodotte nel decadimento del bosone h , ($m_h = 100$ GeV). In alto: Numero di eventi ricostruiti in funzione del rapporto tra la pseudorapidità della coppia di muoni ricostruita dallo spettrometro, η_{rec} , e della coppia di muoni generata, η_{gen} . In basso: Numero di eventi ricostruiti dallo spettrometro in funzione della pseudorapidità della coppia di muoni generata η_{gen} e dell'errore relativo di ricostruzione in pseudorapidità: $|\Delta\eta/\eta_{gen}| = |\eta_{gen} - \eta_{rec}|/\eta_{gen}$. La deviazione della pseudorapidità ricostruita dalla pseudorapidità generata è minore dell'11% per il 68% degli eventi. Il valore medio dell'errore relativo di ricostruzione in pseudorapidità, $|\Delta\eta/\eta_{gen}|$, è del 4% circa.

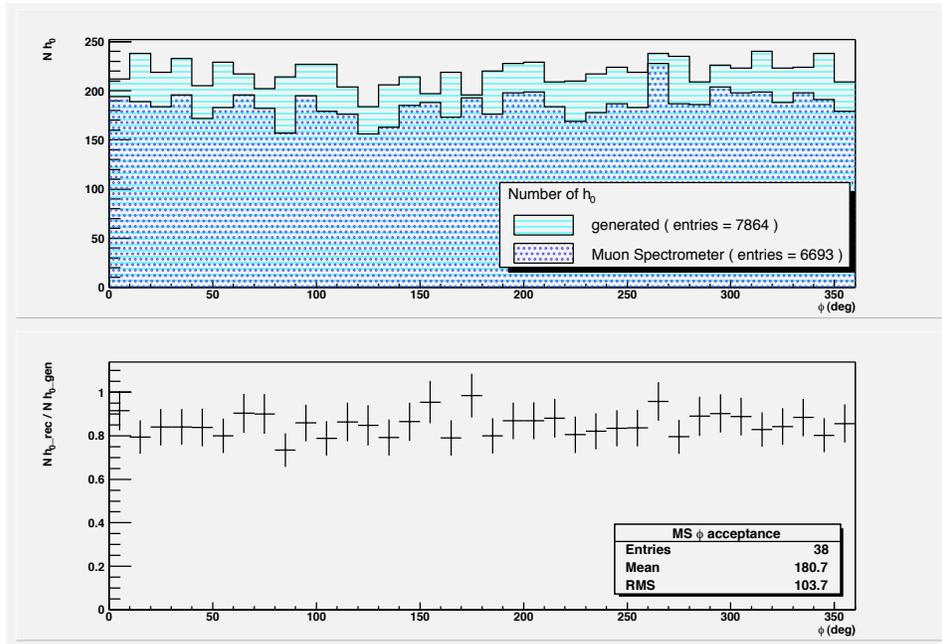


Figura 6.5: Efficienza di ricostruzione nell'angolo ϕ dello spettrometro per muoni per il decadimento $h \rightarrow \mu^+\mu^-$ ($m_h = 100$ GeV). In alto: Distribuzione nell'angolo ϕ delle coppie di muoni generate (in azzurro chiaro) cui è sovrapposta la corrispondente distribuzione delle coppie di muoni ricostruite dallo spettrometro (in azzurro scuro). In basso: Rapporto del numero di bosoni h ricostruiti dallo spettrometro e del numero di bosoni h generati riportato in funzione dell'angolo ϕ . Le distribuzioni nell'angolo ϕ sono uniformi. L'efficienza di ricostruzione nell'angolo ϕ è in media dell'85%.

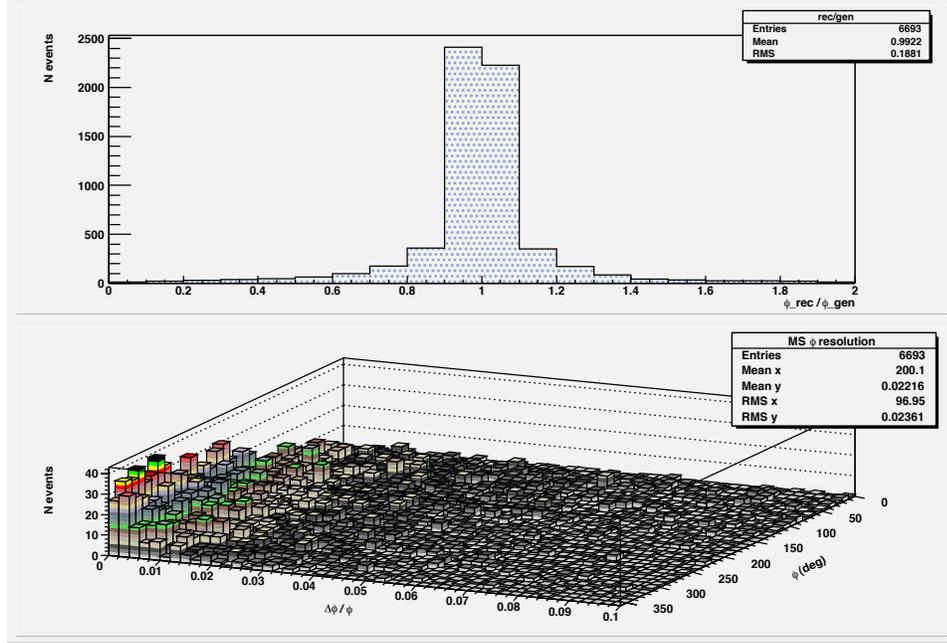


Figura 6.6: Risoluzione nell'angolo ϕ dello spettrometro per coppie di muoni prodotte nel decadimento del bosone h ($m_h = 100$ GeV). In alto: Numero di eventi ricostruiti in funzione del rapporto tra l'angolo ϕ della coppia di muoni ricostruita dallo spettrometro, ϕ_{rec} , e della coppia di muoni generata, ϕ_{gen} . In basso: Numero di eventi ricostruiti in funzione dell'angolo ϕ della coppia di muoni generata, ϕ_{gen} , e dell'errore relativo di ricostruzione nell'angolo ϕ : $|\Delta\phi/\phi| = |\phi_{gen} - \phi_{rec}|/\phi_{gen}$. La deviazione dell'angolo ϕ ricostruito dall'angolo ϕ generato è minore del 18% per il 68% degli eventi. Il valore medio dell'errore relativo di ricostruzione nell'angolo ϕ , $|\Delta\phi/\phi_{gen}|$, è del 2% circa.

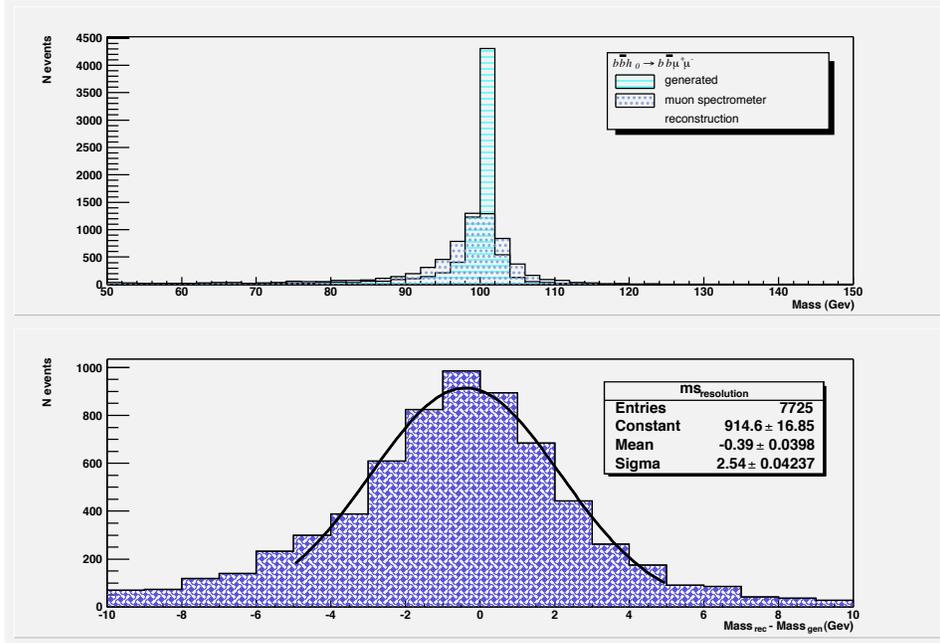


Figura 6.7: Risoluzione in massa dello spettrometro per il processo $h \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ($m_h = 100$ GeV e $\tan\beta = 20$). In alto: Distribuzioni in massa invariante delle coppie di muoni generate (in azzurro chiaro) e ricostruite dallo spettrometro in prossimità della zona di collisione dei fasci (in azzurro scuro). In basso: Distribuzione della differenza tra la massa invariante delle coppie di muoni ricostruite e delle coppie di muoni generate ($M_{rec} - M_{gen}$). La funzione gaussiana, $f(x) = p_0 \cdot \exp(-0.5 \cdot (\frac{x-p_1}{p_2})^2)$, risultante dal fit è disegnata in nero e le stime dei tre parametri sono riportati nella legenda ($p_0 = 914.6 \pm 16.9$ GeV, $p_1 = -0.39 \pm 0.04$ GeV e $p_2 = 2.54 \pm 0.04$ GeV).

6.3.2 Rivelatore interno

L'accettazione geometrica del rivelatore interno per il canale in studio è ottenuta dal rapporto tra il numero di eventi generati in cui entrambi i muoni derivanti dal decadimento del bosone h sono stati prodotti all'interno della zona coperta dal rivelatore ($|\eta| < 2.5$), $N_{|\eta|<2.5}^{gen}$, ed il numero totale di eventi generati, N_{tot}^{gen} (Tabella 6.3). In tal modo si è ottenuta un'accettazione geometrica pari al 74% circa.

Nel rivelatore interno non viene eseguita l'identificazione dei muoni. Il programma di ricostruzione xKalman provvede l'etichettatura delle particelle ricostruite, permettendo di individuare la corrispondente particella generata dal Montecarlo. Quindi nello studio delle efficienze di ricostruzione e delle risoluzioni i muoni prodotti nel decadimento del bosone h sono stati estratti facendo uso dell'etichetta posta dal programma di ricostruzione.

L'efficienza di ricostruzione del rivelatore interno sul campione di dati prodotto è data dal rapporto tra il numero di eventi simulati, $N_{|\eta|<2.7}^{gen}$, ed il numero di eventi ricostruiti in cui siano presenti i due muoni prodotti nel decadimento del bosone h , N_{ID}^{rec} . Si è ottenuta un'efficienza del 93% circa. L'efficienza di ricostruzione "pura"⁵ è data dal rapporto tra il numero di eventi in cui sono stati ricostruiti i due muoni, N_{ID}^{rec} , ed il numero di eventi generati in cui ciascun muone della coppia è stato prodotto nell'intervallo di accettazione geometrica del rivelatore, $N_{|\eta|<2.5}^{gen}$. In tal modo si è ricavata la seguente stima dell'efficienza di ricostruzione del rivelatore interno: 99% (Tabella 6.3).

L'analisi degli eventi ricostruiti dal rivelatore interno ha permesso di ricavare le risoluzioni e le efficienze di ricostruzione nelle tre quantità misurate: impulso trasverso, p_T , pseudorapidità, η , ed angolo ϕ . I risultati, ottenuti dalle distribuzioni riportate nelle Figure da 6.8 a 6.13, sono riassunti nella Tabella 6.4.

Nello studio della risoluzione in massa del rivelatore interno sono state con-

⁵in cui non si tiene conto dell'accettazione geometrica

N_{tot}^{gen}	$N_{ \eta <2.7}^{gen}$	$N_{ \eta <2.5}^{gen}$	N_{ID}^{rec}
10000	7864	7367	7274

Tabella 6.3: Numero di eventi totali prodotti dal generatore, N_{tot}^{gen} , numero di eventi in ingresso al programma di simulazione dell'apparato ATLAS, $N_{|\eta|<2.7}^{gen}$, numero di eventi generati in cui entrambi i muoni derivanti dal decadimento del bosone h sono stati prodotti nella regione di copertura angolare del rivelatore interno $N_{|\eta|<2.5}^{gen}$, e numero di eventi in cui il rivelatore ha ricostruito i due muoni, N_{ID}^{rec} .

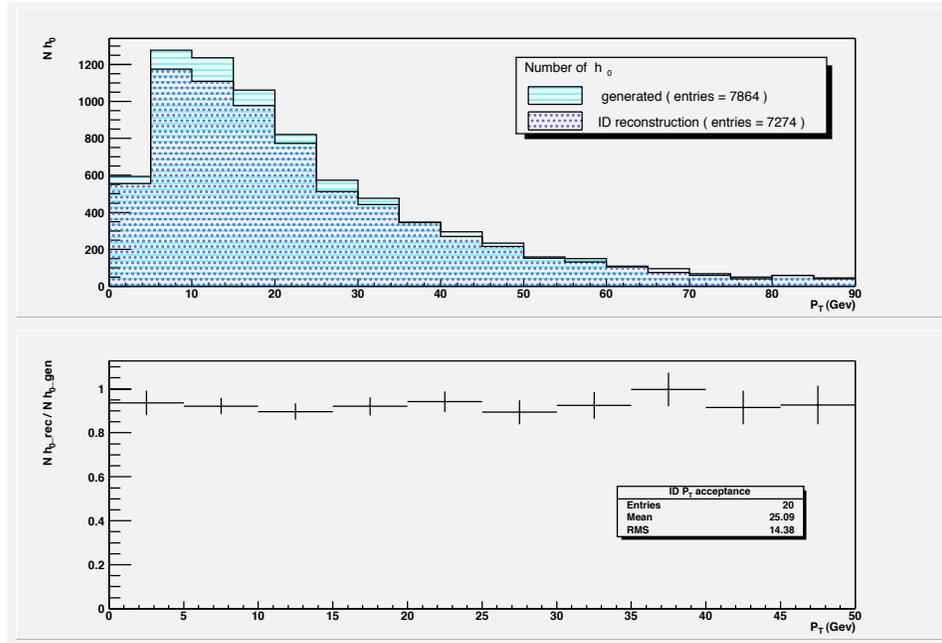


Figura 6.8: Efficienza di ricostruzione in impulso trasverso, p_T , del rivelatore interno per il decadimento $h \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ($m_h = 100$ GeV). In alto: Distribuzione in impulso trasverso delle coppie di muoni generate (in azzurro chiaro) cui è sovrapposta la corrispondente distribuzione delle coppie di muoni ricostruite dal rivelatore interno (in azzurro scuro). In basso: Rapporto del numero di bosoni h ricostruiti dal rivelatore interno e del numero di bosoni h generati, riportato in funzione dell'impulso trasverso.

Per il particolare processo in studio l'impulso trasverso della coppia di muoni, e quindi del bosone h , è attorno ai 10 GeV. Per tale valore di impulso trasverso si ottiene un'efficienza di ricostruzione del 92% circa.

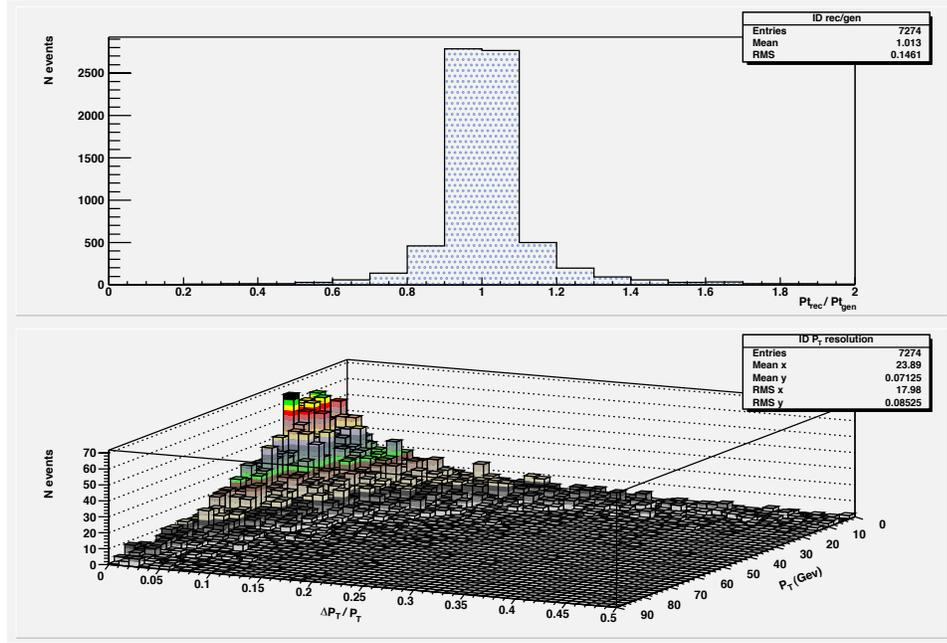


Figura 6.9: Risoluzione in impulso trasverso, p_T , del rivelatore interno per coppie di muoni prodotte nel decadimento del bosone h , ($m_h = 100$ GeV). In alto: Numero di eventi ricostruiti in funzione del rapporto tra l'impulso trasverso della coppia di muoni ricostruita dal rivelatore interno, $p_{T,rec}$, e della coppia di muoni generata, $p_{T,gen}$. In basso: Numero di eventi ricostruiti dal rivelatore interno in funzione dell'impulso trasverso della coppia di muoni generata $p_{T,gen}$ e dell'errore relativo di ricostruzione in impulso trasverso: $|\Delta p_T/p_{T,gen}| = |p_{T,gen} - p_{T,rec}|/p_{T,gen}$. La deviazione dell'impulso trasverso ricostruito dall'impulso trasverso generato è minore del 15% per il 68% degli eventi. Il valore medio dell'errore relativo di ricostruzione in impulso trasverso, $|\Delta p_T/p_{T,gen}|$, è del 7% circa.

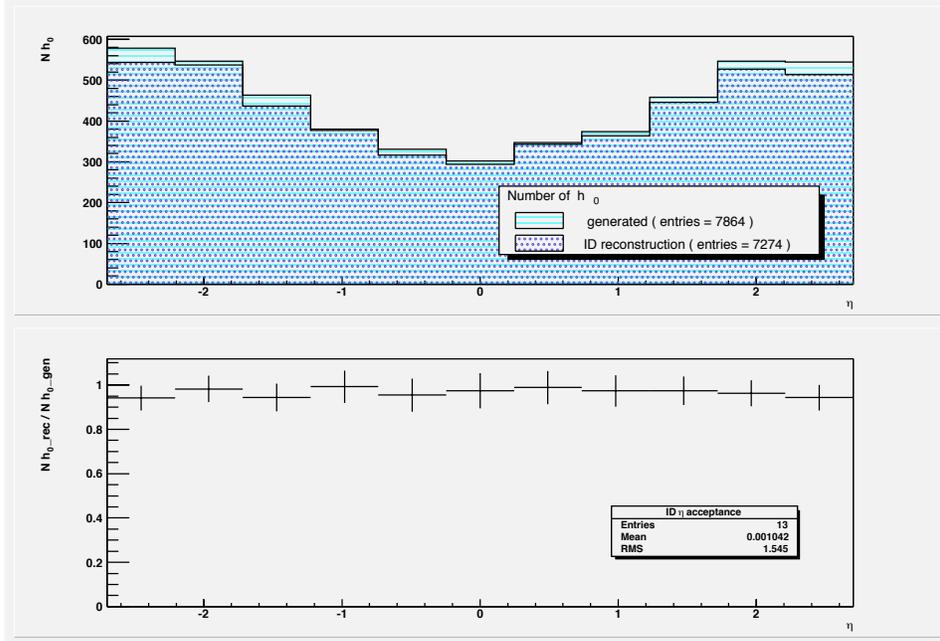


Figura 6.10: Efficienza di ricostruzione in pseudorapidità, η , del rivelatore interno per il decadimento $h \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ($m_h = 100$ GeV). In alto: Distribuzione in pseudorapidità delle coppie di muoni generate (in azzurro chiaro) cui è sovrapposta la corrispondente distribuzione delle coppie di muoni ricostruite dal rivelatore interno (in azzurro scuro). In basso: Rapporto del numero di bosoni h ricostruiti dal rivelatore interno e del numero di bosoni h generati riportato in funzione della pseudorapidità.

L'efficienza di ricostruzione è uniforme in tutto l'intervallo di copertura angolare del rivelatore interno ed è in media pari al 97%.

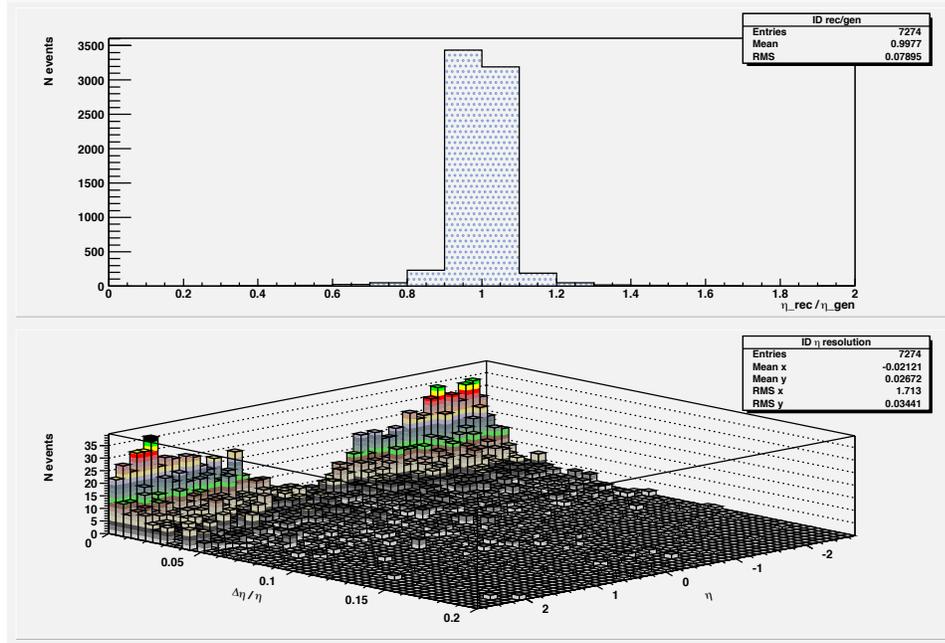


Figura 6.11: Risoluzione in pseudorapidità, η , del rivelatore interno per coppie di muoni prodotte nel decadimento del bosone h , ($m_h = 100$ GeV). In alto: Numero di eventi ricostruiti in funzione del rapporto tra la pseudorapidità della coppia di muoni ricostruita dal rivelatore interno, η_{rec} , e della coppia di muoni generata, η_{gen} . In basso: Numero di eventi ricostruiti dal rivelatore interno in funzione della pseudorapidità della coppia di muoni generata η_{gen} e dell'errore relativo di ricostruzione in pseudorapidità: $|\Delta\eta/\eta_{gen}| = |\eta_{gen} - \eta_{rec}|/\eta_{gen}$. La deviazione della pseudorapidità ricostruita dalla pseudorapidità generata è minore dell'8% per il 68% degli eventi. Il valore medio dell'errore relativo di ricostruzione in pseudorapidità, $|\Delta\eta/\eta_{gen}|$, è del 3% circa.

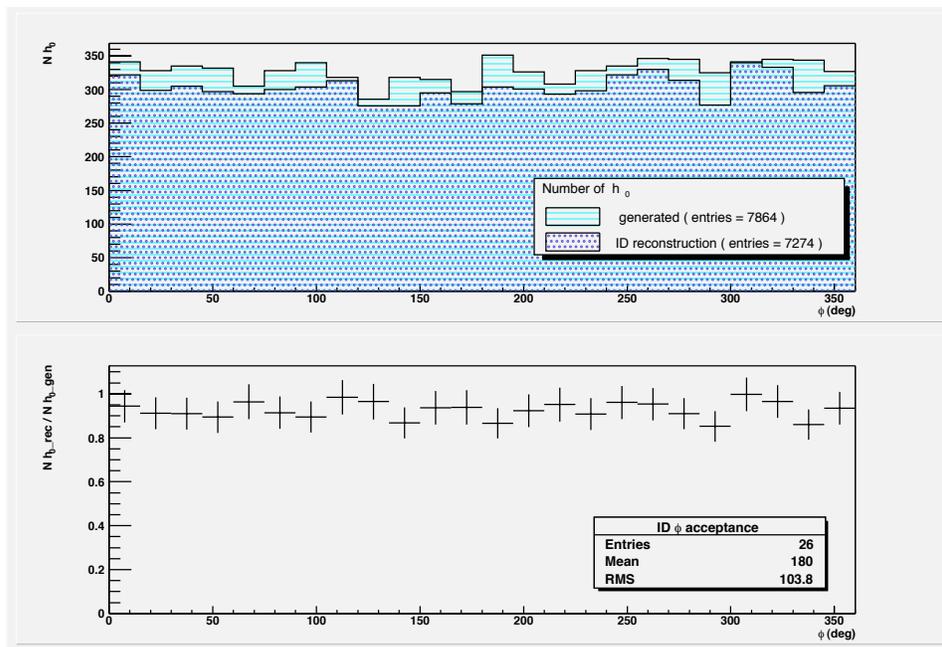


Figura 6.12: Efficienza di ricostruzione nell'angolo ϕ del rivelatore interno per il decadimento $h \rightarrow \mu^+\mu^-$ ($m_h = 100$ GeV). In alto: Distribuzione nell'angolo ϕ delle coppie di muoni generate (in azzurro chiaro) cui è sovrapposta la corrispondente distribuzione delle coppie di muoni ricostruite dal rivelatore interno (in azzurro scuro). In basso: Rapporto del numero di bosoni h ricostruiti dal rivelatore interno e del numero di bosoni h generati riportato in funzione dell'angolo ϕ . L'efficienza di ricostruzione nell'angolo ϕ è in media del 92%.

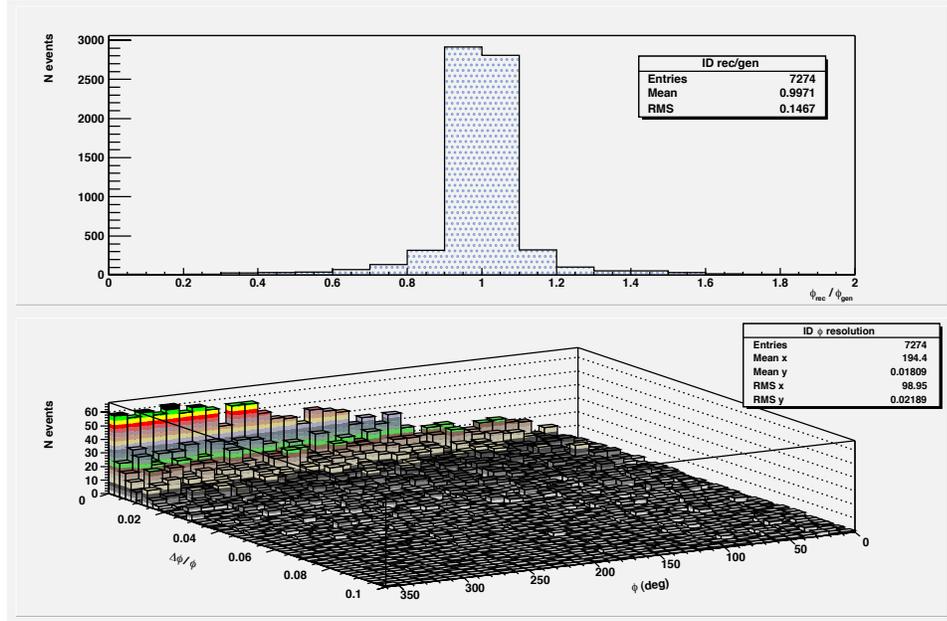


Figura 6.13: Risoluzione nell'angolo ϕ del rivelatore interno per coppie di muoni prodotte nel decadimento del bosone h ($m_h = 100$ GeV). In alto: Numero di eventi ricostruiti in funzione del rapporto tra l'angolo ϕ della coppia di muoni ricostruita dal rivelatore interno, ϕ_{rec} , e della coppia di muoni generata, ϕ_{gen} . In basso: Numero di eventi ricostruiti in funzione dell'angolo ϕ della coppia di muoni generata, ϕ_{gen} , e dell'errore relativo di ricostruzione nell'angolo ϕ : $|\Delta\phi|/\phi = |\phi_{gen} - \phi_{rec}|/\phi_{gen}$. La deviazione dell'angolo ϕ ricostruito dall'angolo ϕ generato è minore del 15% per il 68% degli eventi. Il valore medio dell'errore relativo di ricostruzione nell'angolo ϕ , $|\Delta\phi|/\phi_{gen}$, è del 2% circa.

	p_T	η	ϕ
Efficienze di ricostruzione	92%	97%	92%
Risoluzioni relative medie	7%	3%	2%

Tabella 6.4: Efficienze di ricostruzione e risoluzioni relative medie in impulso trasverso, p_T , pseudorapidità, η , angolo ϕ , del rivelatore interno. L'efficienza di ricostruzione in impulso trasverso si riferisce ai valori di $p_T \sim 10$ GeV con cui è prodotto il bosone h nel processo in studio.

siderate tutte le possibili coppie di particelle di carica opposta ricostruite, senza usare l'etichettatura provvista dal programma di ricostruzione. La Figura 6.14 mostra la distribuzione in massa invariante delle coppie di particelle di carica opposta ricostruite nel rivelatore interno: la risonanza del bosone h emerge da un fondo continuo derivante da particelle cariche non provenienti dal decadimento $h \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Per estrarre il segnale dal fondo è stato eseguito un fit con un esponenziale decrescente a due parametri, (p_0 e p_1):

$$f(x) = e^{p_0 + p_1 \cdot x}, \quad (6.4)$$

sull'intera distribuzione in modo da ottenere una stima del fondo e sottrarlo alla distribuzione complessiva (Figura 6.15). La Figura 6.16 mostra la distribuzione in massa invariante delle particelle di carica opposta cui è stato sottratto il fondo. La risoluzione in massa del rivelatore interno, σ_{res}^{ID} , è ricavata dalla differenza tra le deviazioni standard della distribuzione in massa invariante delle coppie di muoni prodotte nel decadimento del bosone h generate dal Montecarlo, σ_{nom}^h (Figura 6.17), e della distribuzione in massa invariante delle coppie di particelle di segnale ricostruite dal rivelatore interno, σ_{tot}^{ID} (Figura 6.16). Infatti l'una, σ_{nom}^h , costituisce una stima della larghezza intrinseca del bosone h , mentre l'altra, σ_{tot}^{ID} , è il risultato della sovrapposizione della larghezza intrinseca del bosone h e della risoluzione del rivelatore. La stima delle rispettive deviazioni standard delle due distribuzioni sono state ottenute con fit gaussiani a tre parametri (Equazione (6.2)). Si sono ricavati i seguenti valori:

$$\sigma_{nom}^h = 1.41 \pm 0.02 \text{ GeV}, \quad \sigma_{tot}^{ID} = 3.19 \pm 0.04 \text{ GeV}, \quad (6.5)$$

da cui la risoluzione in massa del rivelatore interno risulta pari a

$$\sigma_{res}^{ID} = 1.78 \pm 0.06 \text{ GeV}. \quad (6.6)$$

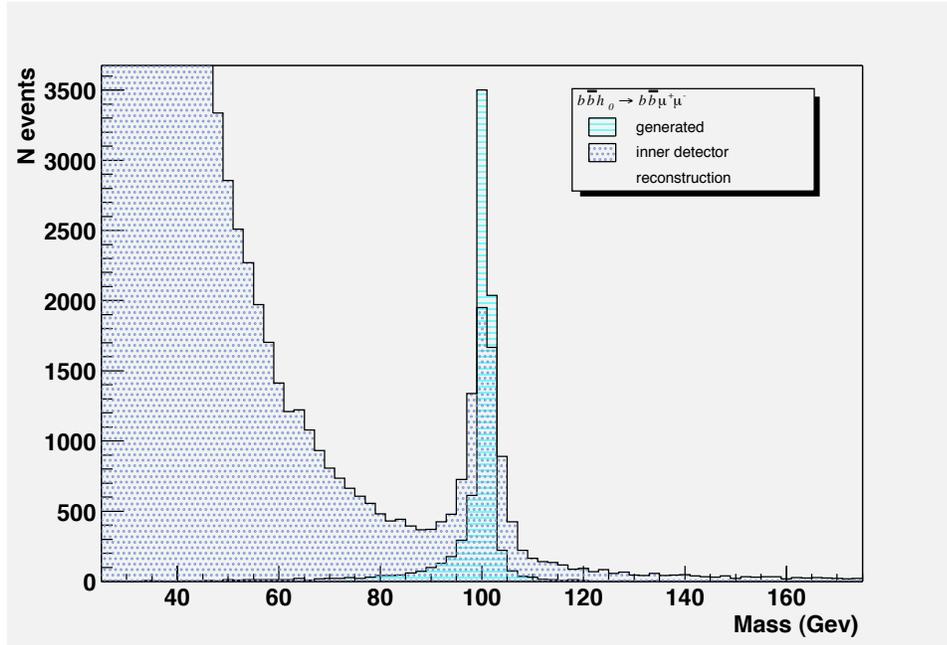


Figura 6.14: Distribuzioni in massa invariante delle coppie di particelle cariche ricostruite dal rivelatore interno (azzurro scuro) e delle coppie di muoni generate dal Montecarlo (azzurro chiaro) prodotte nel decadimento $h \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ($m_h = 100$ GeV e $\tan\beta = 20$).

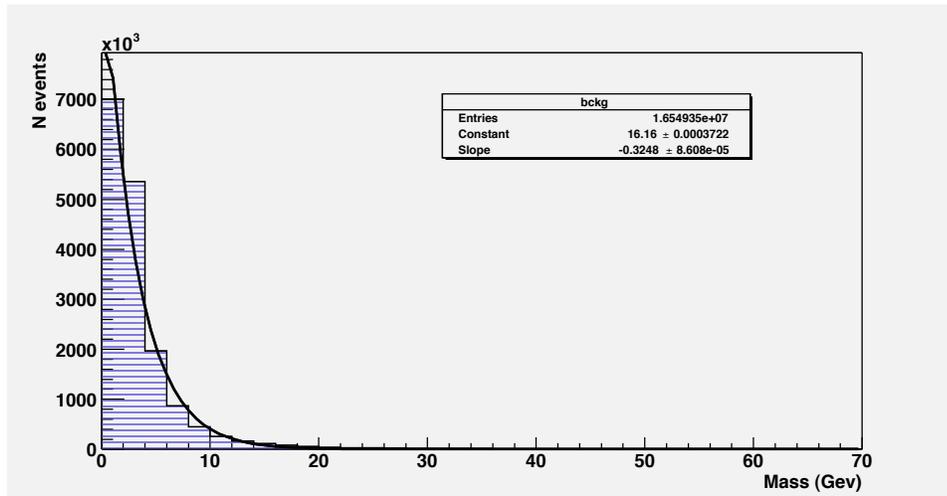


Figura 6.15: Fit del fondo della distribuzione in massa invariante delle coppie di particelle cariche ricostruite dal rivelatore interno con la funzione esponenziale $f(x) = \exp(p_0 + p_1 \cdot x)$, disegnata in nero. Nella legenda sono riportate le stime dei parametri p_0 e p_1 .

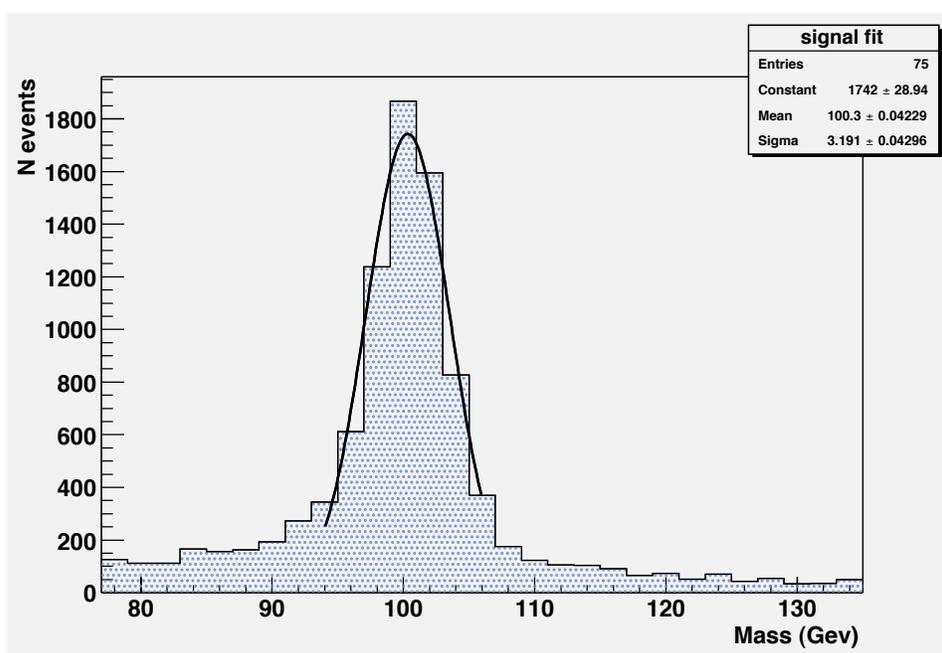


Figura 6.16: Fit della distribuzione in massa invariante delle coppie di particelle del prodotte dal decadimento $h \rightarrow \mu^+ \mu^-$, ricostruite dal rivelatore interno. La funzione gaussiana, $f(x) = p_0 \cdot \exp(-0.5 \cdot (\frac{x-p_1}{p_2})^2)$, risultante dal fit è disegnata in nero e le stime dei tre parametri sono riportate nella legenda ($p_0 = 1742 \pm 29$ GeV, $p_1 = 100.30 \pm 0.04$ GeV e $p_2 = 3.19 \pm 0.04$ GeV).

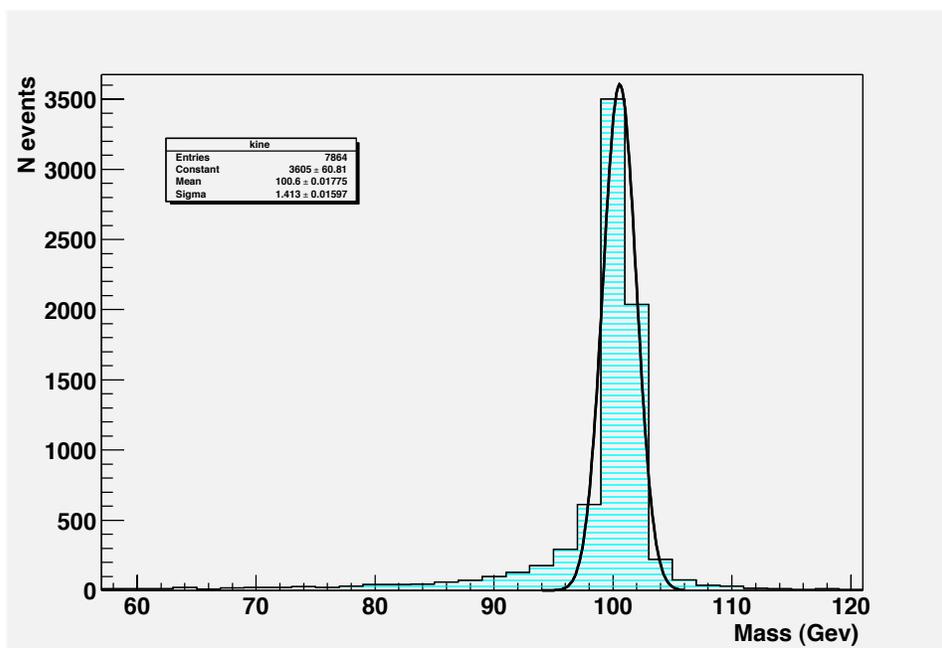


Figura 6.17: Fit della distribuzione in massa invariante delle coppie di muoni generate dal Montecarlo, derivanti dal decadimento $h \rightarrow \mu^+ \mu^-$. La funzione gaussiana, $f(x) = p_0 \cdot \exp(-0.5 \cdot (\frac{x-p_1}{p_2})^2)$, risultante dal fit è disegnata in nero e le stime dei tre parametri sono riportate nella legenda ($p_0 = 3605 \pm 61$ GeV, $p_1 = 100.60 \pm 0.02$ GeV e $p_2 = 1.41 \pm 0.02$ GeV).

6.3.3 Combinazione statistica delle ricostruzioni dello spettrometro per muoni e del rivelatore interno

Le ricostruzioni eseguite indipendentemente dal rivelatore interno e dallo spettrometro per muoni sono state combinate statisticamente per mezzo dell'algoritmo STACO.

Il rapporto tra il numero di eventi in cui la ricostruzione combinata ha prodotto almeno una coppia di muoni ed il numero totale di eventi simulati, $N_{|\eta|<2.7}^{gen}$, ha prodotto la seguente stima per l'efficienza di ricostruzione in modo combinato:

$$\epsilon_{rec}^{comb} = 74\%. \quad (6.7)$$

L'analisi è stata orientata allo studio delle risoluzioni e delle efficienze di ricostruzione in impulso trasverso, p_T , pseudorapidità, η ed angolo ϕ del sistema di rivelazione combinato per il processo $h \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Nei casi in cui sono stati ricostruiti più di due muoni si è scelta la coppia $\mu^+ \mu^-$ con errore relativo di ricostruzione ϵ minimo (Equazione 6.1). I risultati di tale studio, desunti dalle distribuzioni riportate nelle Figure da 6.18 a 6.23, sono riassunti nella Tabella 6.5.

	p_T	η	ϕ
Efficienze di ricostruzione	75%	80%	75%
Risoluzioni relative medie	6%	2%	2%

Tabella 6.5: Efficienze di ricostruzione e risoluzioni relative medie in impulso trasverso, p_T , pseudorapidità, η , angolo ϕ , del sistema combinato, rivelatore interno e spettrometro per muoni. L'efficienza di ricostruzione in impulso trasverso si riferisce ai valori di $p_T \sim 10$ GeV con cui è prodotto il bosone h nel processo in studio.

Nello studio della risoluzione in massa del sistema combinato, rivelatore interno e spettrometro per muoni, sono state considerate tutte le possibili coppie $\mu^+ \mu^-$ ricostruite in ogni evento, senza imporre alcuna ulteriore selezione. La distribuzione in massa invariante delle coppie di muoni derivanti dalla combinazione statistica delle ricostruzioni dei due rivelatori è mostrata in Figura 6.24 sovrapposta alla distribuzione delle coppie di muoni generate dal Montecarlo. La risoluzione in massa della ricostruzione combinata dello spettrometro e del rivelatore interno, σ_{res}^{comb} è ricavata con un fit gaussiano a tre parametri (Equazione (6.2)) della distribuzione della differenza tra la massa invariante delle coppie di muoni generate dal Montecarlo e la massa invariante delle coppie di muoni ricostruite (Figura 6.24). Si è così ottenuta la seguente stima della risoluzione in massa del sistema di

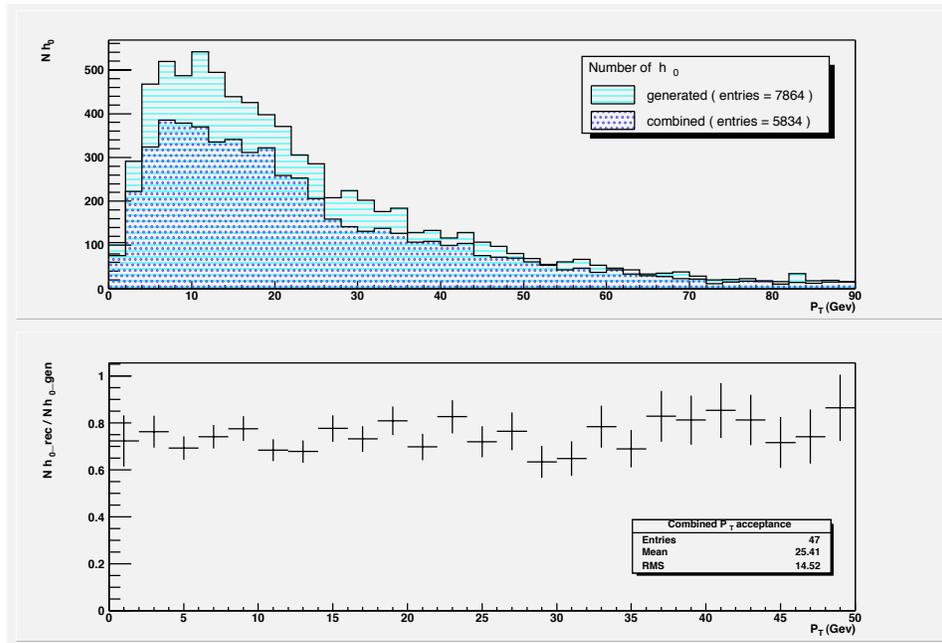


Figura 6.18: Efficienza di ricostruzione in impulso trasverso p_T del sistema combinato, rivelatore interno e spettrometro per muoni, per il processo $h \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ($m_h = 100$ GeV). In alto: Distribuzione in impulso trasverso delle coppie di muoni generate (in azzurro chiaro) cui è sovrapposta la corrispondente distribuzione delle coppie di muoni ricostruite (in azzurro scuro). In basso: Rapporto del numero di bosoni h ricostruiti e del numero di bosoni h generati, riportato in funzione dell'impulso trasverso.

Per il particolare processo in studio l'impulso trasverso della coppia di muoni, e quindi del bosone h , è attorno ai 10 GeV. Per tale valore di impulso trasverso si ottiene un'efficienza di ricostruzione del 75% circa.

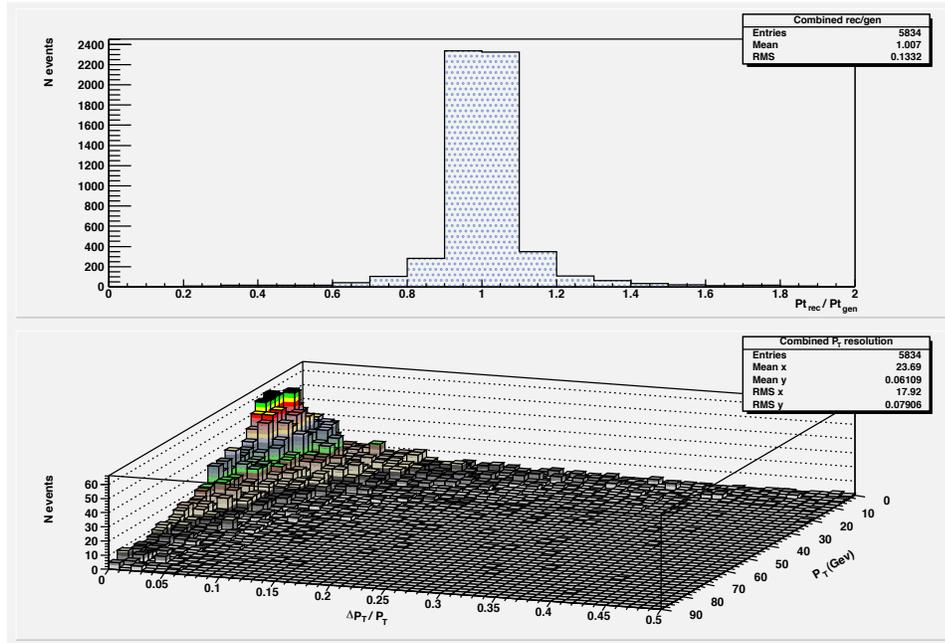


Figura 6.19: Risoluzione in impulso trasverso p_T del sistema combinato per coppie di muoni prodotte nel decadimento del bosone h ($m_h = 100$ GeV). In alto: Numero di eventi ricostruiti in funzione del rapporto tra l'impulso trasverso della coppia di muoni ricostruita, $p_{T\text{rec}}$, e della coppia di muoni generata, $p_{T\text{gen}}$. In basso: Numero di eventi ricostruiti in funzione dell'impulso trasverso della coppia di muoni generata, $p_{T\text{gen}}$ e dell'errore relativo di ricostruzione in impulso trasverso, $|\Delta p_T/p_T| = |p_{T\text{gen}} - p_{T\text{rec}}|/p_{T\text{gen}}$. La deviazione dell'impulso trasverso ricostruito, $p_{T\text{rec}}$, dall'impulso trasverso generato, $p_{T\text{gen}}$, è minore del 13% per il 68% degli eventi. Il valore medio dell'errore relativo di ricostruzione in impulso trasverso, $|\Delta p_T/p_{T\text{gen}}|$, è del 6% circa.

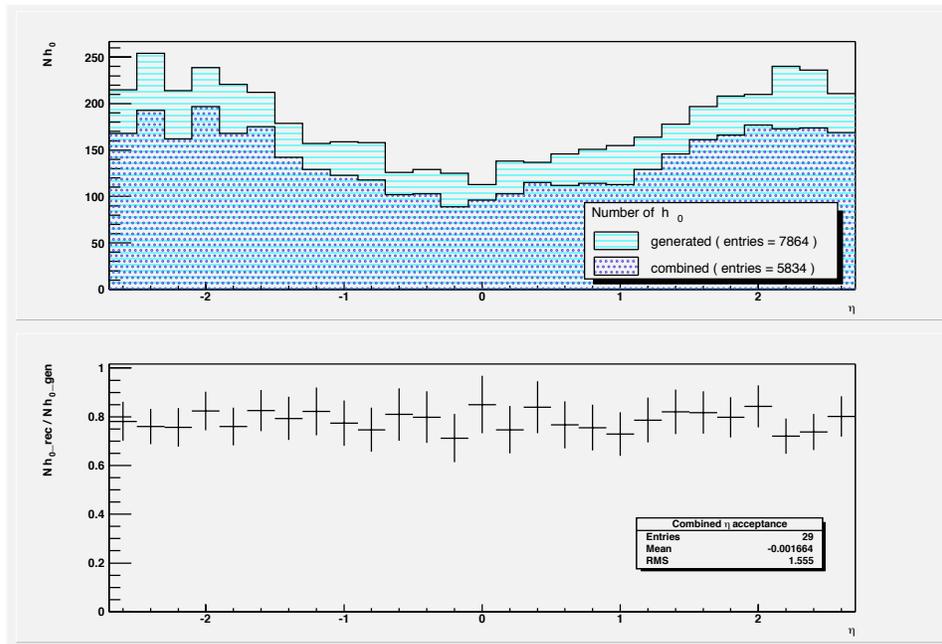


Figura 6.20: Efficienza di ricostruzione in pseudorapidità, η , del sistema combinato, rivelatore interno e spettrometro per muoni, per il processo $h \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ($m_h = 100$ GeV). In alto: Distribuzione in pseudorapidità delle coppie di muoni generate (in azzurro chiaro) cui è sovrapposta la corrispondente distribuzione delle coppie di muoni ricostruite (in azzurro scuro). In basso: Rapporto del numero di bosoni h ricostruiti e del numero di bosoni h generati, riportato in funzione della pseudorapidità .

L'efficienza di ricostruzione in pseudorapidità è mediamente dell'80%.

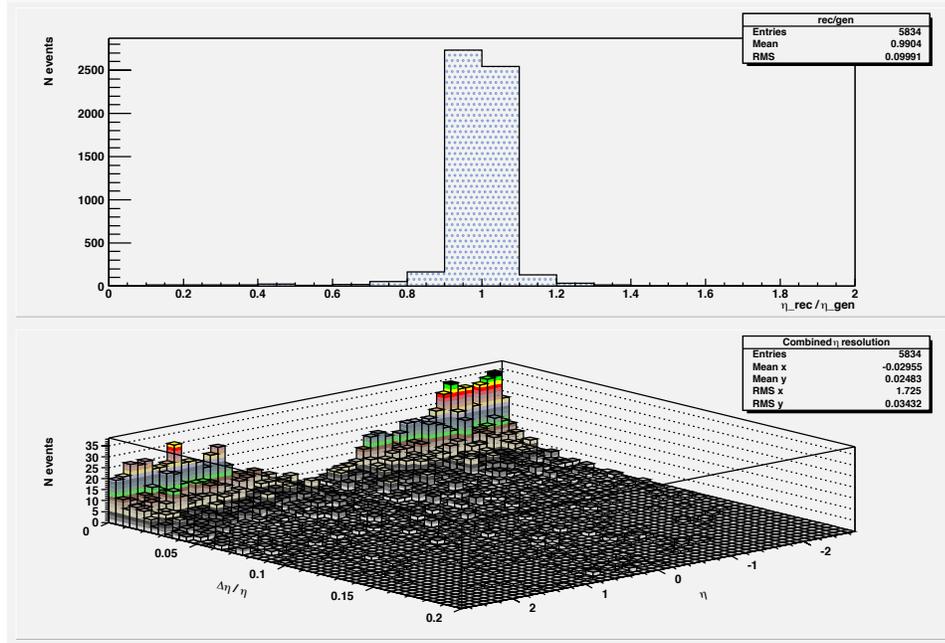


Figura 6.21: Risoluzione in pseudorapidità, η , del sistema combinato per coppie di muoni prodotte nel decadimento del bosone h ($m_h = 100$ GeV). In alto: Numero di eventi ricostruiti in funzione del rapporto tra la pseudorapidità della coppia di muoni ricostruita, η_{rec} , e della pseudorapidità della coppia di muoni generata, η_{gen} . In basso: Numero di eventi ricostruiti in funzione della pseudorapidità della coppia di muoni generata e dell'errore relativo di ricostruzione in pseudorapidità: $|\Delta\eta/\eta| = |\eta_{gen} - \eta_{rec}|/|\eta_{gen}|$. La deviazione della pseudorapidità ricostruita, η_{rec} , dalla pseudorapidità generata, η_{gen} , è minore del 10% per il 68% degli eventi. Il valore medio dell'errore relativo di ricostruzione in pseudorapidità, $|\Delta\eta/\eta_{gen}|$, è del 2% circa.

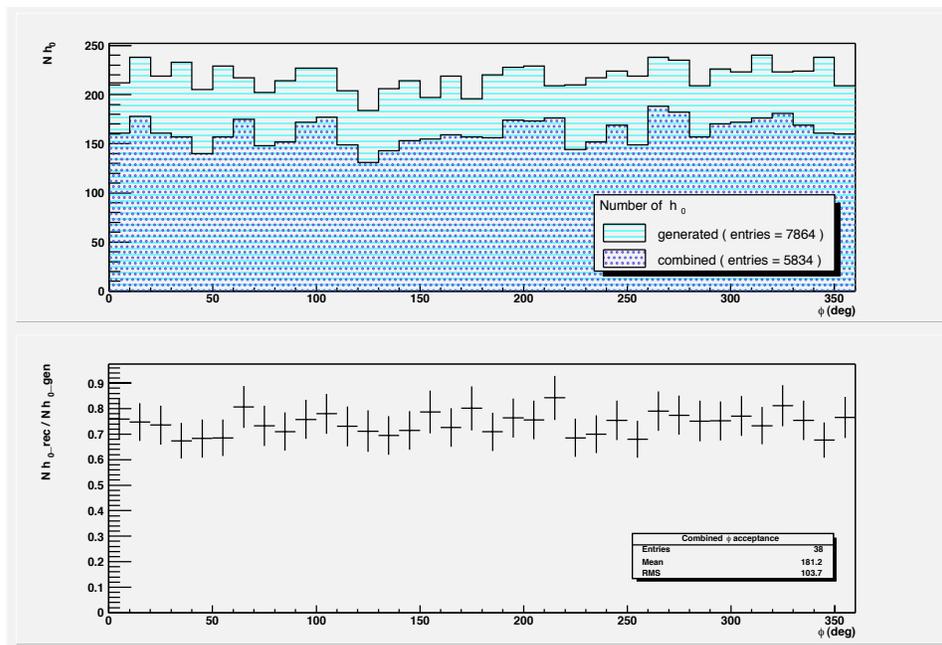


Figura 6.22: Efficienza di ricostruzione nell'angolo ϕ del sistema combinato, rivelatore interno e spettrometro per muoni, per il processo $h \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ($m_h = 100$ GeV). In alto: Distribuzione nell'angolo ϕ delle coppie di muoni generate (in azzurro chiaro) e delle coppie di muoni ricostruite (in azzurro scuro). In basso: Rapporto del numero di bosoni h ricostruiti e del numero di bosoni h generati in funzione dell'angolo ϕ .

L'efficienza di ricostruzione nell'angolo ϕ è mediamente del 75%.

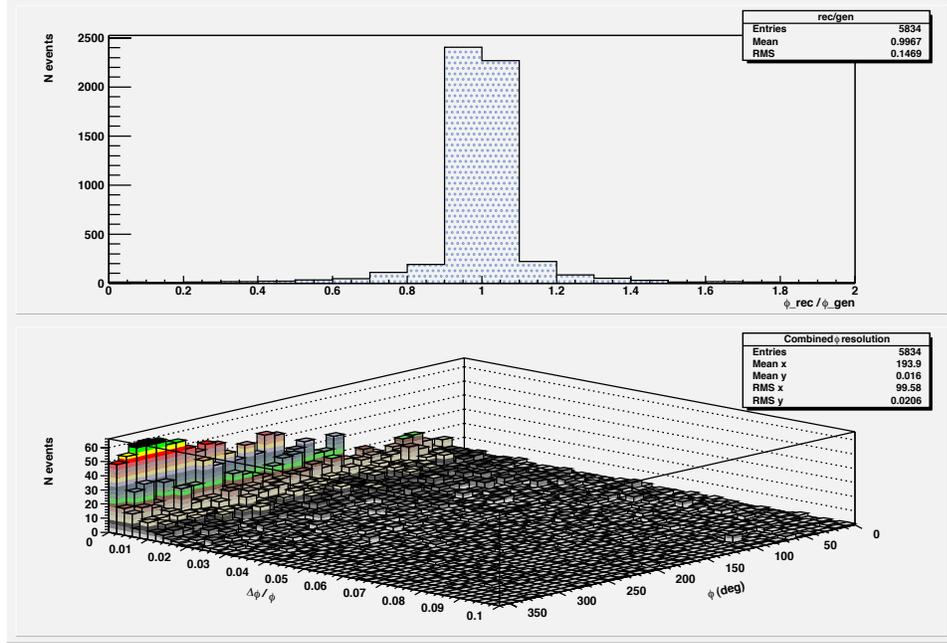


Figura 6.23: Risoluzione nell'angolo ϕ del sistema combinato per coppie di muoni prodotte nel decadimento del bosone h ($m_h = 100$ GeV). In alto: Numero di eventi ricostruiti in funzione del rapporto tra l'angolo ϕ della coppia di muoni ricostruita, ϕ_{rec} , e l'angolo ϕ della coppia di muoni generata, ϕ_{gen} . In basso: Numero di eventi ricostruiti in funzione dell'angolo ϕ della coppia di muoni generata e dell'errore relativo di ricostruzione nell'angolo ϕ : $|\Delta\phi/\phi| = |\phi_{gen} - \phi_{rec}|/\phi_{gen}$. La deviazione dell'angolo ϕ ricostruito, ϕ_{rec} , dall'angolo ϕ generato, ϕ_{gen} , è minore del 15% per il 68% degli eventi. Il valore medio dell'errore relativo di ricostruzione nell'angolo ϕ , $|\Delta\phi/\phi_{gen}|$, è del 2% circa.

rivelazione combinato per il decadimento $h \rightarrow \mu^+ \mu^-$:

$$\sigma_{res}^{comb} = 1.58 \pm 0.02 \text{ GeV}. \quad (6.8)$$

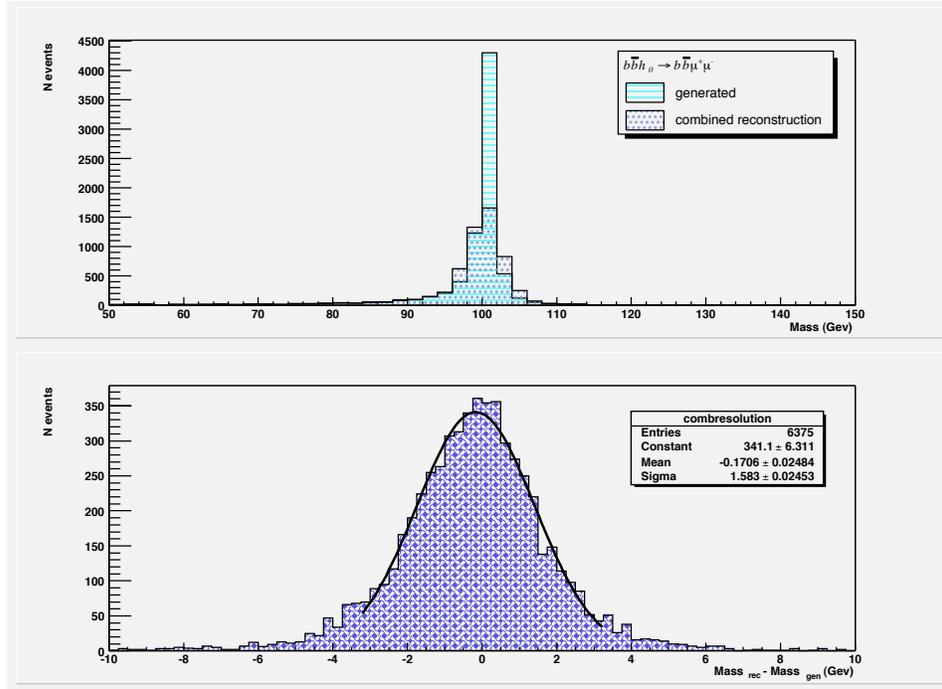


Figura 6.24: Risoluzione in massa della ricostruzione combinata del rivelatore interno e dello spettrometro per muoni per il processo $h \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ($m_h = 100 \text{ GeV}$ e $\tan\beta = 20$). In alto: Distribuzione in massa invariante delle coppie di muoni generate dal Montecarlo (in azzurro chiaro), cui è sovrapposta la corrispondente distribuzione delle coppie di muoni ricostruite dal sistema combinato (in azzurro scuro). In basso: Distribuzione della differenza tra la massa invariante delle coppie di muoni ricostruite e la massa invariante delle coppie di muoni generate ($M_{rec} - M_{gen}$). La funzione gaussiana, $f(x) = p_0 \cdot \exp(-0.5 \cdot (\frac{x-p_1}{p_2})^2)$, risultante dal fit è disegnata in nero e le stime dei tre parametri sono riportati nella legenda ($p_0 = 341 \pm 6 \text{ GeV}$, $p_1 = -0.17 \pm 0.02 \text{ GeV}$ e $p_2 = 1.58 \pm 0.02 \text{ GeV}$).

6.4 Simulazione approssimata del rivelatore

Lo stesso campione di eventi generati dal Montecarlo è stato elaborato dal programma di simulazione approssimata dell'apparato ATLAS⁶, in cui sono stati scelti valori dei parametri di ingresso che riproducessero il sistema di rivelazione combinato rivelatore interno e spettrometro per muoni. Tra le possibili parametrizzazioni della dispersione in impulso dei muoni è stata scelta quella che tiene conto sia dello spettrometro per muoni che del rivelatore interno. Sulle particelle in ingresso è stata imposta la selezione $p_T > 6$ GeV ed $|\eta| < 2.5$, che tiene conto dell'accettazione geometrica del sistema combinato.

6.5 Analisi della simulazione approssimata

L'analisi degli eventi ottenuti dalla simulazione approssimata dell'apparato ATLAS ha permesso di ricavare le risoluzioni e le efficienze di ricostruzione in p_T , η e ϕ risultanti dalla parametrizzazione del sistema di rivelazione inserita nel programma ATLFAST. L'efficienza di ricostruzione per il canale $h \rightarrow \mu^+ \mu^-$ è data dal rapporto tra il numero di eventi in cui è stata ricostruita la coppia di muoni ed il numero di eventi generati in cui la coppia di muoni rientra nell'intervallo di accettazione geometrica definito nei parametri di ingresso al programma di simulazione ($|\eta| < 2.5$ e $p_T > 6$ GeV) (Tabella 6.6). Si è ottenuta un'efficienza di ricostruzione pari al 73%, compatibile con quanto ottenuto nella simulazione dettagliata del sistema combinato, rivelatore interno e spettrometro per muoni.

Lo studio delle prestazioni dell'apparato ATLAS è stato condotto in maniera analoga allo studio fatto nel caso della simulazione completa. In particolare tra le possibili coppie $\mu^+ \mu^-$ ricostruite si è scelta quella con minimo errore relativo di ricostruzione $\epsilon = (|\Delta p_T/p_{Tgen}| + |\Delta \eta/\eta_{gen}| + |\Delta \phi/\phi_{gen}|)$. I risultati dello

⁶ATLFAST versione 2.60 del 10 novembre 2001

N_{tot}^{gen}	$N_{ \eta <2.5,p_T>6}^{gen}$	$N_{atlfast}^{rec}$
10000	7326	5341

Tabella 6.6: Numero di eventi totali prodotti dal generatore, N_{tot}^{gen} , numero di eventi generati in cui entrambi i muoni derivanti dal decadimento del bosone h sono stati prodotti nella regione di accettazione definita nel programma di simulazione approssimata ATLFAST $N_{|\eta|<2.5,p_T>6}^{gen}$, e numero di eventi ricostruiti in cui sono stati identificati almeno un μ^+ ed un μ^- , N_{MS}^{rec} .

	p_T	η	ϕ
Efficienze di ricostruzione	75%	75%	73%
Risoluzioni relative medie	5%	2%	2%

Tabella 6.7: Efficienze di ricostruzione e risoluzioni relative medie in impulso trasverso, p_T , pseudorapidità, η , angolo ϕ , ottenute dalla simulazione approssimata dell'apparato ATLAS. L'efficienza di ricostruzione in impulso trasverso si riferisce ai valori di $p_T \sim 10$ GeV con cui è prodotto il bosone h nel processo in studio.

studio delle risoluzioni e delle efficienze di ricostruzione in impulso trasverso, p_T , pseudorapidità, η ed angolo ϕ , ottenuti dalle distriuzioni riportate nelle Figure da 6.25 a 6.30, sono riassunti nella Tabella 6.7.

Nello studio della risoluzione in massa sono state considerate tutte le combinazioni $\mu^+\mu^-$ di muoni ricostruiti. La Figura 6.31 mostra le distribuzioni in massa invariante delle coppie di muoni generate dal Montecarlo e delle coppie di muoni ricostruite dal programma di simulazione approssimata ATLFAST. La risoluzione in massa del rivelatore risultante dalla simulazione approssimata, $\sigma_{res}^{atlfast}$, è ricavata con un fit gaussiano a tre parametri (Equazione (6.2)) della distribuzione della differenza tra la massa invariante delle coppie di muoni generate dal Montecarlo e la massa invariante delle coppie di muoni ricostruite da ATLFAST. Si è ottenuta la seguente stima per la risoluzione in massa del rivelatore:

$$\sigma_{res}^{atlfast} = 1.33 \pm 0.01 \text{ GeV}. \quad (6.9)$$

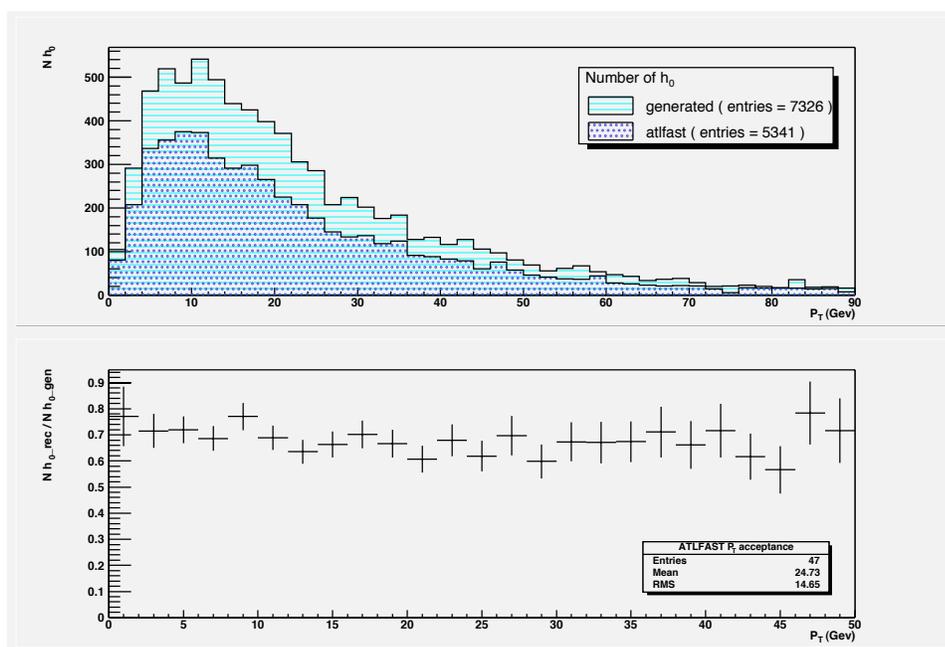


Figura 6.25: Efficienza di ricostruzione in impulso trasverso p_T nel programma ATLFast. In alto: Distribuzioni in impulso trasverso delle coppie di muoni generate (azzurro chiaro) e delle coppie di muoni ricostruite (azzurro scuro) prodotte nel decadimento del bosone h ($m_h = 100$ GeV). In basso: Rapporto del numero di bosoni h ricostruiti e del numero di bosoni h generati in funzione di p_T . L'efficienza di ricostruzione in impulso trasverso è del 75% circa per valori di impulso $p_T \sim 10$ GeV tipici del processo in studio.

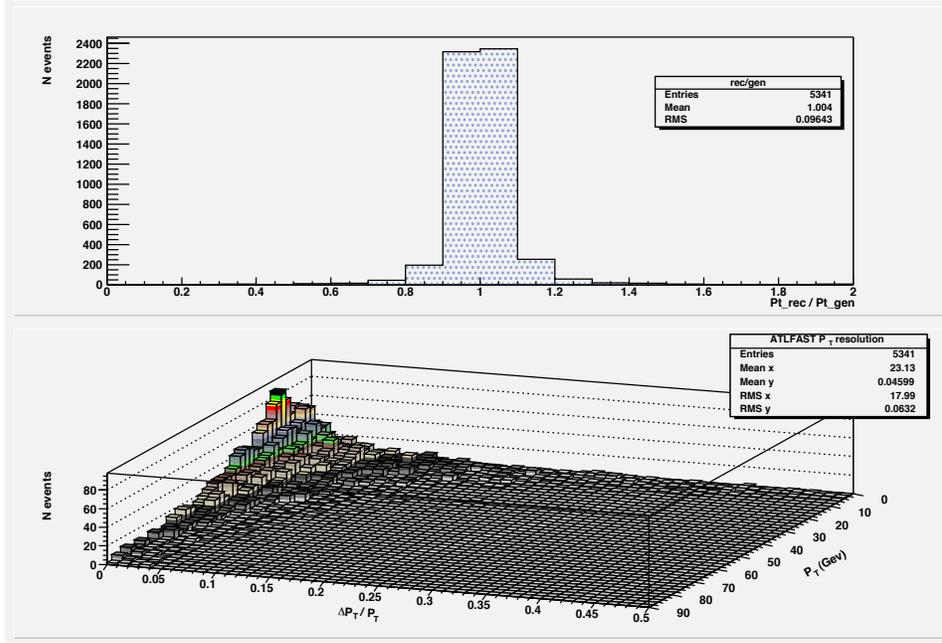


Figura 6.26: Risoluzione in impulso trasverso p_T del programma ATLFAS per il decadimento del bosone $h \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ($m_h = 100$ GeV). In alto: Numero di eventi ricostruiti in funzione del rapporto tra l'impulso trasverso della coppia di muoni ricostruita, p_{Trec} , e della coppia di muoni generata, p_{Tgen} . In basso: Numero di eventi ricostruiti in funzione dell'impulso trasverso della coppia di muoni generata, p_{Tgen} e dell'errore relativo di ricostruzione in impulso trasverso: $|\Delta p_T/p_T| = |p_{Tgen} - p_{Trec}|/p_{Tgen}$. La deviazione dell'impulso trasverso ricostruito, p_{Trec} , dall'impulso trasverso generato, p_{Tgen} , è minore del 10% per il 68% degli eventi. Il valore medio dell'errore relativo di ricostruzione in impulso trasverso, $|\Delta p_T/p_{Tgen}|$, è del 5% circa.

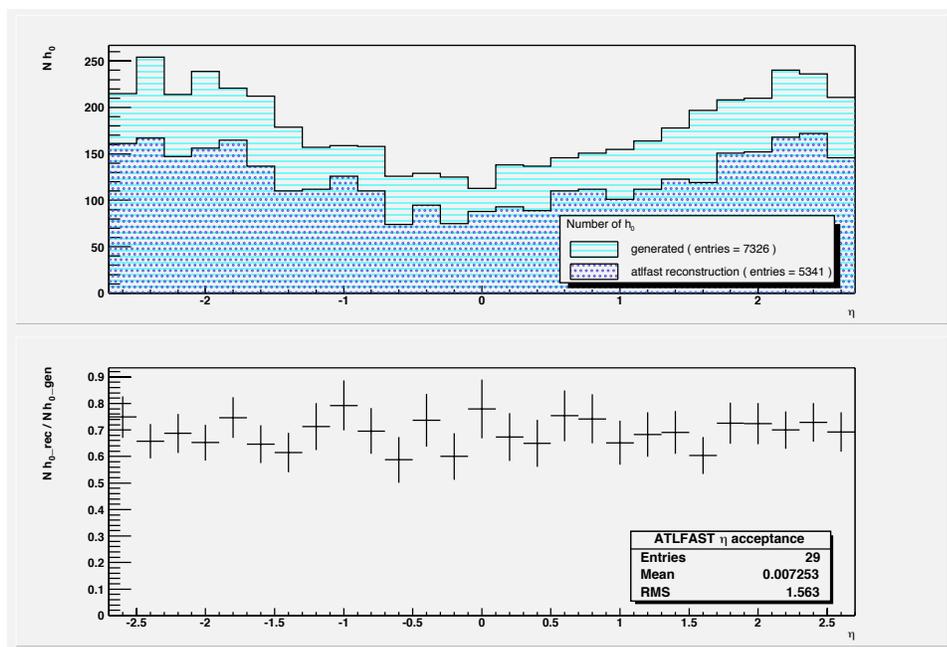


Figura 6.27: Efficienza di ricostruzione in pseudorapidità η del programma di simulazione approssimata ATLFAST. In alto: Distribuzioni in pseudorapidità delle coppie di muoni generate (in azzurro chiaro) e delle coppie di muoni ricostruite (in azzurro scuro) prodotte nel decadimento del bosone h ($m_h = 100$ GeV). In basso: Rapporto del numero di bosoni h ricostruiti e del numero di bosoni h generati in funzione della pseudorapidità.

L'efficienza di ricostruzione media in pseudorapidità è pari al 75% circa

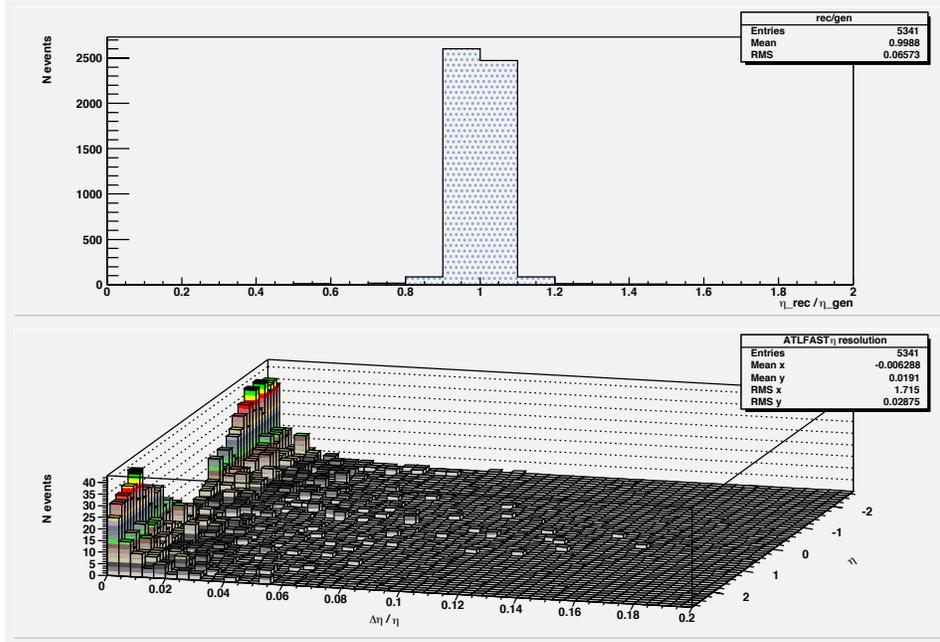


Figura 6.28: Risoluzione in pseudorapidità η del programma di simulazione approssimata ATLFAST per il decadimento del bosone $h \rightarrow \mu^+\mu^-$ ($m_h = 100$ GeV). In alto: Numero di eventi ricostruiti in funzione del rapporto tra la pseudorapidità della coppia di muoni ricostruita, η_{rec} , e la pseudorapidità della coppia di muoni generata, η_{gen} . In basso: Numero di eventi ricostruiti in funzione della pseudorapidità della coppia di muoni generata e dell'errore relativo di ricostruzione in pseudorapidità: $|\Delta\eta/\eta| = |\eta_{gen} - \eta_{rec}|/|\eta_{gen}|$. La deviazione della pseudorapidità ricostruita dalla pseudorapidità generata è minore del 10% per il 68% degli eventi. Il valore medio dell'errore relativo di ricostruzione in pseudorapidità, $|\Delta\eta/\eta_{gen}|$, è del 2% circa.

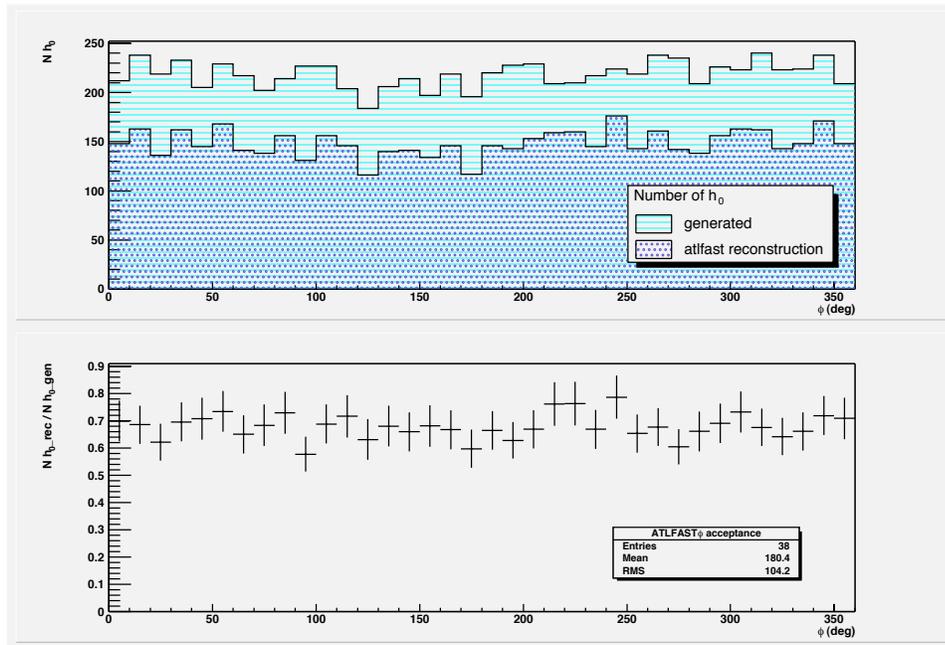


Figura 6.29: Efficienza di ricostruzione nell'angolo ϕ del programma di simulazione approssimata ATLFASPhi. In alto: Distribuzioni nell'angolo ϕ delle coppie di muoni generate (in azzurro chiaro) e delle coppie di muoni ricostruite (in azzurro scuro) prodotte nel decadimento del bosone h ($m_h = 100$ GeV). In basso: Rapporto del numero di bosoni h ricostruiti e del numero di bosoni h generati in funzione dell'angolo ϕ .

L'efficienza di ricostruzione media nell'angolo ϕ è del 73%.

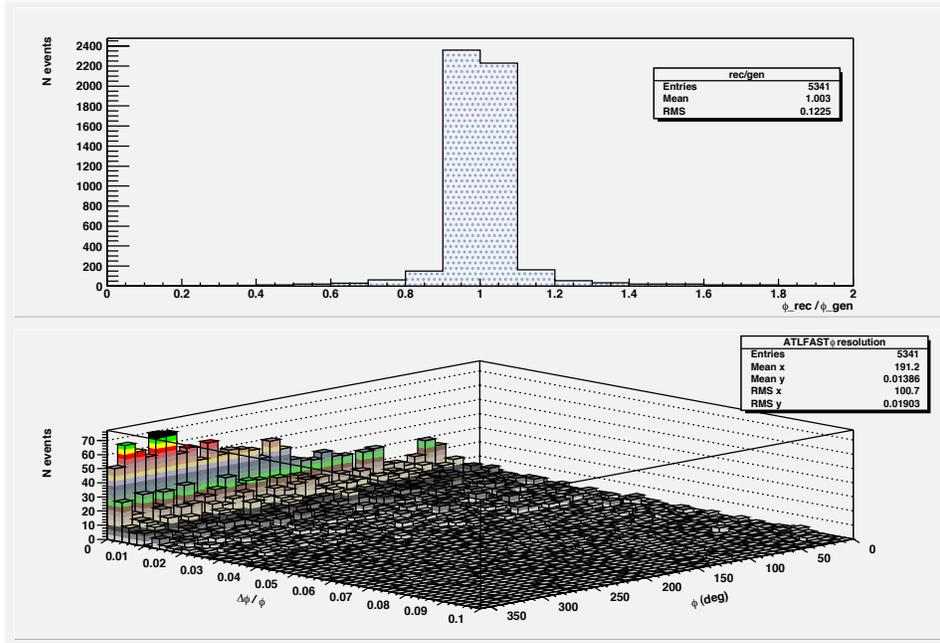


Figura 6.30: Risoluzione nell'angolo ϕ del programma di simulazione approssimata ATLFAST per coppie di muoni prodotte nel decadimento del bosone h ($m_h = 100$ GeV). In alto: Numero di eventi ricostruiti in funzione del rapporto tra l'angolo ϕ della coppia di muoni ricostruita, ϕ_{rec} , e della coppia di muoni generata, ϕ_{gen} . In basso: Numero di eventi ricostruiti in funzione dell'angolo della coppia di muoni generata e dell'errore relativo di ricostruzione nell'angolo ϕ : $|\Delta\phi/\phi| = |\phi_{gen} - \phi_{rec}|/\phi_{gen}$. La deviazione dell'angolo ϕ ricostruito dall'angolo ϕ generato è minore del 12% per il 68% degli eventi. Il valore medio dell'errore relativo di ricostruzione nell'angolo ϕ , $|\Delta\eta/\eta_{gen}|$, è del 2% circa.

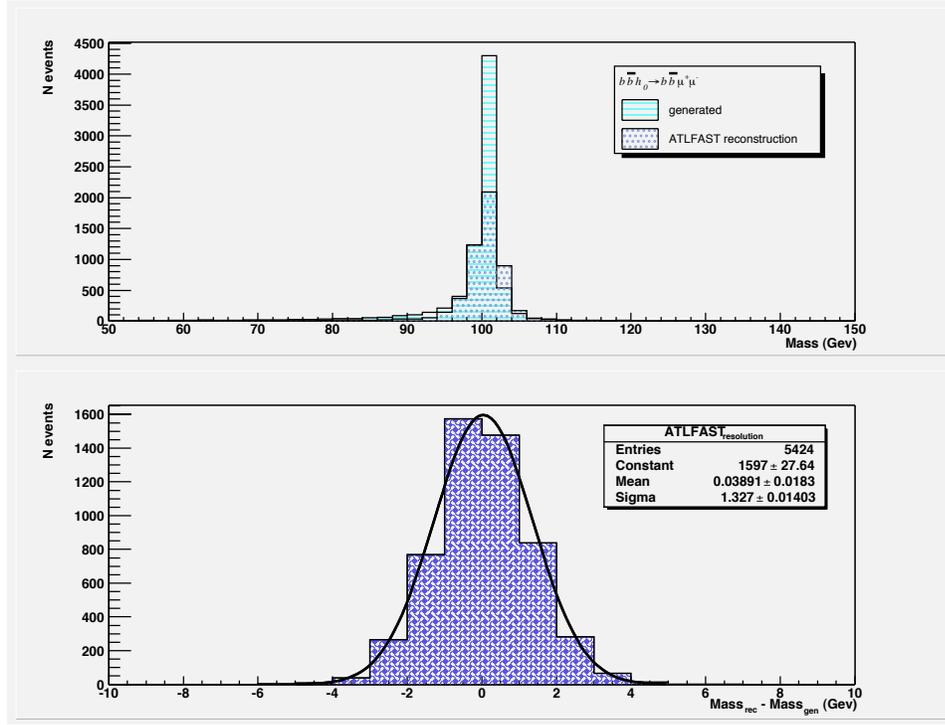


Figura 6.31: Risoluzione in massa della ricostruzione eseguita dal programma di simulazione approssimata ATLFASST per il processo $h \rightarrow \mu^+\mu^-$ ($m_h = 100$ GeV e $\tan\beta = 20$). In alto: Distribuzione in massa invariante delle coppie di muoni generate dal Montecarlo (in azzurro chiaro) cui è sovrapposta la distribuzione in massa invariante delle coppie di muoni ricostruite da ATLFASST (in azzurro scuro). In basso: Distribuzione della differenza tra la massa invariante delle coppie di muoni ricostruite e delle coppie di muoni generate ($M_{rec} - M_{gen}$). La funzione gaussiana, $f(x) = p_0 \cdot \exp(-0.5 \cdot (\frac{x-p_1}{p_2})^2)$, risultante dal fit è disegnata in nero e le stime dei tre parametri sono riportati nella legenda ($p_0 = 1597 \pm 28$ GeV, $p_1 = 0.039 \pm 0.018$ GeV e $p_2 = 1.33 \pm 0.01$ GeV).

6.6 Analisi comparata

I risultati ottenuti nello studio della ricostruzione combinata degli eventi prodotti dal programma di simulazione completa dell'apparato ATLAS sono stati confrontati con i risultati prodotti dal programma di simulazione approssimata ATLF-FAST. Le efficienze di ricostruzione in impulso trasverso, pseudorapidità ed angolo ϕ e l'efficienza di ricostruzione globale sono in buon accordo (Tabella 6.8). Le ri-

	ϵ_{p_T} ($p_T \sim 10$ GeV)	ϵ_η	ϵ_ϕ	ϵ_{rec}
Simulazione completa	75%	80%	75%	74%
Simulazione approssimata	75%	75%	73%	73%

Tabella 6.8: Efficienze di ricostruzione in impulso trasverso, ϵ_{p_T} , pseudorapidità, ϵ_η , angolo ϕ , ϵ_ϕ , e globale ϵ_{rec} , nel caso della ricostruzione combinata eseguita su eventi prodotti dalla simulazione completa dell'apparato ATLAS e nel caso della simulazione approssimata ATLF-FAST.

soluzioni relative in impulso trasverso, pseudorapidità ed angolo ϕ sono ottenute dalla deviazione standard delle distribuzioni dei rapporti tra la grandezza ricostruita e quella misurata ($p_{T\,rec}/p_{T\,gen}$, η_{rec}/η_{gen} e ϕ_{rec}/ϕ_{gen} rispettivamente). Le previsioni del programma ATLF-FAST sulle risoluzioni relative in impulso trasverso, pseudorapidità ed angolo ϕ sono lievemente più ottimistiche, ma comunque compatibilicon le analoghe previsioni del programma di simulazione completa. Le due stime delle risoluzioni in massa sono consistenti (Tabella 6.9).

	σ_{p_T}	σ_η	σ_ϕ	σ_m
Simulazione completa	13%	10%	15%	1.55 ± 0.03 GeV
Simulazione approssimata	10%	7%	12%	1.33 ± 0.01 GeV

Tabella 6.9: Risoluzioni relative in impulso trasverso, σ_{p_T} , pseudorapidità, σ_η , angolo ϕ , σ_ϕ , e risoluzione in massa σ_m , nel caso della ricostruzione combinata eseguita su eventi prodotti dalla simulazione completa dell'apparato ATLAS e nel caso della simulazione approssimata ATLF-FAST.

Conclusioni

Il processo $pp \rightarrow b\bar{b}h \rightarrow b\bar{b}\mu^+\mu^-$ permetterà di accedere a regioni dello spazio dei parametri dell'estensione Supersimmetrica Minimale del Modello Standard (MSSM) non ancora esplorate. Lo studio sull'osservabilità di tale processo con l'apparato ATLAS, condotto su campioni di dati ottenuti dal programma di simulazione approssimata ATLFAST, ha permesso di individuare la regione dello spazio dei parametri dello scenario m_h^{max} del modello MSSM accessibile all'esperimento ATLAS tramite tale processo e di stabilire le strategie di estrazione del segnale dal fondo. L'utilizzo combinato del rivelatore interno e dello spettrometro per muoni per l'identificazione e la misura dei *jets* b e dei μ fornirà la sensibilità necessaria ad una eventuale scoperta o all'esclusione del bosone neutro h nella regione

$$15 < \tan\beta < 50 \text{ e } 95 \text{ GeV} < m_h < 125 \text{ GeV}. \quad (6.10)$$

L'affidabilità della simulazione approssimata per lo studio di tale processo è stata confermata dallo studio comparato delle prestazioni dell'apparato ATLAS condotto su due campioni di dati relativi al processo $pp \rightarrow b\bar{b}h \rightarrow b\bar{b}\mu^+\mu^-$, ottenuti rispettivamente dal programma di simulazione approssimata ATLFAST e dal programma di simulazione dettagliata del rivelatore. Tale studio ha inoltre permesso di valutare le accettanze, le efficienze di ricostruzione e le risoluzioni in massa aspettate per il rivelatore interno e lo spettrometro per muoni. La combinazione delle misure provenienti da questi due rivelatori permette di raggiungere una risoluzione in massa pari a

$$1.55 \pm 0.03 \text{ GeV}, \quad (6.11)$$

con un'efficienza di ricostruzione ed un'accettanza geometrica del 74% circa nel caso $m_h = 100 \text{ GeV}$ e $\tan\beta = 20$.

Bibliografia

- [1] S. Glashow. *Nucl. Phys.*, 22:579, 1961.
- [2] S. Weinberg. *Phys. Rev. Lett.*, 19:1264, 1967.
- [3] A. Salam. *Elementary Particle Theory. Ed. N.Svartholm, Stockholm, Almquist and Wiksells*, page 367, 1968.
- [4] M. Veltman. *Nucl. Phys.*, B7:637, 1968.
- [5] G. M. t'Hooft. *Nucl. Phys.*, B35:167, 1971.
- [6] G. M. t'Hooft M. Veltman. *Nucl. Phys.*, B44:189, 1972.
- [7] G. M. t'Hooft M. Veltman. *Nucl. Phys.*, B50:318, 1972.
- [8] P. W. Higgs. *Phys. Lett.*, 12:132, 1964.
- [9] P. W. Higgs. *Phys. Rev. Lett.*, 13:508, 1964.
- [10] P. W. Higgs. *Phys. Rev. Lett.*, 145:1156, 1966.
- [11] F. Englert and R. Brout. *Phys. Rev. Lett.*, 13:321, 1964.
- [12] G. S. Guralnik *et al.*. *Phys. Rev. Lett.*, 13:585, 1964.
- [13] G. Arnison *et al.*The UA1 Collaboration. *Phys. Lett.*, B122, 1983.
- [14] G. Arnison *et al.*The UA1 Collaboration. *Phys. Lett.*, B126, 1983.
- [15] J. Alitti *et al.*The UA2 Collaboration. *Phys. Lett.*, B276, 1992.
- [16] The ALEPH, DELPHI, L3, and OPAL Collaborations, The LEP Electroweak Working Group, and and The SLD Heavy Flavour Group. *A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model. LEPEWWG/2002-01*, 2002.
- [17] Steven Weinberg. Implications of dynamical symmetry breaking. *Phys. Rev.*, D13:974–996, 1976.

- [18] S. Weinberg. Implications of dynamical symmetry breaking: An addendum. *Phys. Rev.*, D19:1277–1280, 1979.
- [19] Leonard Susskind. Dynamics of spontaneous symmetry breaking in the Weinberg- Salam theory. *Phys. Rev.*, D20:2619–2625, 1979.
- [20] D.Cavalli *et al.*. The Higgs Working Group: Summary Report. *HEP-PH/020356*, 2002.
- [21] The ALEPH, DELPHI, L3, and OPAL Collaborations, and the LEP Higgs working group. Searches for Standard Model Higgs Boson at LEP. *LHWG Note 2002-01*, 2002.
- [22] J. Ellis. *Proceedings of the International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies*, 1991.
- [23] Hans Peter Nilles. Supersymmetry, supergravity and particle physics. *Phys. Rept.*, 110:1, 1984.
- [24] Howard E. Haber and Gordon L. Kane. The search for supersymmetry: Probing physics beyond the standard model. *Phys. Rept.*, 117:75, 1985.
- [25] Riccardo Barbieri. Looking beyond the standard model: The supersymmetric option. *Riv. Nuovo Cim.*, 11N4:1–45, 1988.
- [26] Sidney R. Coleman and J. Mandula. ALL POSSIBLE SYMMETRIES OF THE S MATRIX. *Phys. Rev.*, 159:1251–1256, 1967.
- [27] Rudolf Haag, Jan T. Lopuszanski, and Martin Sohnius. ALL POSSIBLE GENERATORS OF SUPERSYMMETRIES OF THE S MATRIX. *Nucl. Phys.*, B88:257, 1975.
- [28] S. Martin, “A supersymmetry primer ”,
Kane,G.L. ed.;
HEP-PH/9709356 (1999).
- [29] M. Peskin, “Beyond Standard Model ”,
SLAC-PUB7479; HEP-PH/9705479 (1997);
Lectures given in The 1996 European School of High Energy Physics, Carry-
Le-Rouet 1996.
- [30] The ALEPH Collaboration : A. Heister et al. Search for scalar leptons in e^+e^- collisions at centre-of- mass energies up to 209-GeV. *Phys. Lett.*, B526:206–220, 2002.
- [31] The ALEPH Collaboration : A. Heister et al. Search for scalar quarks in e^+e^- collisions at $s^{1/2}$ up to 209-GeV. *Phys. Lett.*, B537:5–20, 2002.

- [32] The OPAL Collaboration : G. Abbiendi et al. Search for scalar top and scalar bottom quarks at LEP. *Phys. Lett.*, B545:272–284, 2002.
- [33] The ALEPH Collaboration : R. Barate et al. Search for a scalar top almost degenerate with the lightest neutralino in $e^+ e^-$ collisions at $s^{**}(1/2)$ up to 202-GeV. *Phys. Lett.*, B488:234–246, 2000.
- [34] The ALEPH Collaboration : A. Heister et al. Absolute lower limits on the masses of selectrons and sneutrinos in the MSSM. *Phys. Lett.*, B544:73–88, 2002.
- [35] The L3 Collaboration : M. Acciarri *et al.*. Search for Scalar Leptons in e^+e^- collisions at $\sqrt{s} = 189$ GeV. *Phys. Lett.*, B471:280), (1999).
- [36] The L3 Collaboration. Search for Supersymmetry in e^+e^- collisions at $\sqrt{s} = 202\text{-}208$ GeV. *L3 note 2731; Winter Conferences 2002.*, 2002.
- [37] M. Acciarri *et al.*L3 Collaboration. *Phys. Lett.*, B 503:21, 2001.
- [38] G. Abbiendi *et al.*OPAL Collaboration. *Eur. Phys. J.*, C 12:567, 2000.
- [39] J. Abdallah *et al.*DELPHI Collaboration. *Eur. Phys. J.*, C 23:409, 2002.
- [40] T. Affolder and others. CDF Collaboration. Search for scalar top and scalar bottom quarks in p anti- p collisions at $s^{**}(1/2) = 1.8\text{-TeV}$. *Phys. Rev. Lett.*, 84:5704–5709, 2000.
- [41] T. Affolder and others. CDF Collaboration. Search for the supersymmetric partner of the top quark in p anti- p collisions at $\sqrt{s} = 1.8\text{-TeV}$. *Phys. Rev.*, D63:091101, 2001.
- [42] Richard. CDF Collaboration Haas. Search for SUSY with missing transverse energy and jets at CDF. *Int. J. Mod. Phys.*, A16S1B:793–796, 2001.
- [43] T. Affolder and others. CDF Collaboration. Search for gluinos and scalar quarks in p anti- p collisions at $s^{**}(1/2) = 1.8\text{-TeV}$ using the missing energy plus multijets signature. *Phys. Rev. Lett.*, 88:041801, 2002.
- [44] T. Affolder and others. CDF Collaboration. Search for gluinos and squarks using like-sign dileptons in p anti- p collisions at $s^{**}(1/2) = 1.8\text{-TeV}$. *Phys. Rev. Lett.*, 87:251803, 2001.
- [45] Marcela Carena et al. Report of the Tevatron Higgs working group. 2000.
- [46] E. Accomando et al. *Physics Reports*, 299:1–78, 1998.
- [47] K. Hagiwara et al. Review of Particle Physics. *Physical Review D*, 66:010001+, 2002.

- [48] H.E. Haber S. Dawson, J.F. Gunion and G.L. Kane. *The Physics of the Higgs Bosons: Higgs Hunter's Guide*. Addison-Wesley, Menlo Park, page 307, 1989.
- [49] M. Carena, S. Heinemeyer, C. E. M. Wagner, and G. Weiglein. Suggestions for improved benchmark scenarios for Higgs- boson searches at LEP2. 1999.
- [50] L. Demortier, others, The Top Averaging Group for The CDF, and D0 Collaboration. *FERMILAB-TM-2084*, September, 1999.
- [51] LEP Higgs Working Group. Searches for the neutral Higgs bosons of the MSSM: Preliminary combined results using LEP data collected at energies up to 209-GeV. *LHWG Note 2001-04*, 2001.
- [52] LEP Higgs Working Group. Conference Note for the Winter 2001. *LHWG Note 2001-02*, 2001.
- [53] S. Abachi et al. Results from a search for a neutral scalar produced in association with a W boson in p anti-p collisions at $s^{*(1/2)} = 1.8\text{-TeV}$. Submitted to the 28th International Conference on High Energy Physics, Warwaw, Poland, July 25-31, 1996.
- [54] F. Abe et al. Search for new particles decaying into b anti-b and produced in association with W bosons decaying into $e\nu$ or $\mu\nu$ at the Tevatron. *Phys. Rev. Lett.*, 79:3819–3824, 1997.
- [55] T. Affolder et al. Search for neutral supersymmetric higgs bosons in p anti-p collisions at $s^{*(1/2)} = 1.8\text{-tev}$. *Phys. Rev. Lett.*, 86:4472–4478, 2001.
- [56] Michael Spira. QCD effects in Higgs physics. *Fortsch. Phys.*, 46:203–284, 1998.
- [57] The LHC study group. LHC: the Large Hadron Collider - Conceptual Design. *CERN/AC/95-05*, Vol. II., October 1995.
- [58] H. L. Lai et al. Global QCD analysis of parton structure of the nucleon: CTEQ5 parton distributions. *Eur. Phys. J.*, C12:375–392, 2000.
- [59] ATLAS Coll., ATLAS Technical Proposal, report CERN/LHCC/94-43 (1994).
- [60] CMS Coll., CMS Technical Proposal, report CERN/LHCC/94-38 (1994).
- [61] ALICE Coll., ALICE Technical Proposal, report CERN/LHCC/95-71 (1995).
- [62] LHCb Coll.,LHCb Technical Proposal, report CERN/LHCC/98-4 (1998).

- [63] ATLAS Coll., Magnet System Technical Design Report: Technical Design Report, report CERN/LHCC/97-18 (1997).
- [64] ATLAS Coll., Inner Detector Technical Design Report: Technical Design Report, report CERN/LHCC/97-17 (1997).
- [65] ATLAS Coll., Calorimeter Performance Technical Design Report: Technical Design Report, report CERN/LHCC/96-40 (1996).
- [66] ATLAS Coll., Muon Spectrometer Technical Design Report: Technical Design Report, report CERN/LHCC/97-2 (1997).
- [67] ATLAS Collaboration Computing Technical Proposal, 1996.
- [68] Elzbieta Richter-Was, Daniel Froidevaux, and Luc Poggioli. ATLFAST 2.0, a fast simulation package for ATLAS. *ATLAS Internal Note*, 1998.
- [69] A .Artamonov *et al.*, DICE-95 . ATL-SOFT-95-014 .
- [70] R. Brun and J. Zoll; ZEBRA - Data Structure Management System. CERN Program Library Q100. 1989.
- [71] R S DeWolf. Simulations for LHC : SLUG, GENZ and related packages. In *Workshop on detector and event simulation in high energy physics : Monte Carlo '91 - MC '91, Amsterdam, Netherlands, 8 - 12 Apr 1991 - NIKHEF, Amsterdam, 1991.*, page 11. Cambridge : Cavendish Lab., 24 May 1991.
- [72] R. Brun *et al.*, GEANT3, CERN/DD/EE/84-1 (1996).
- [73] <http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/SOFTWARE/DOCUMENTS/ATLSIM/related.html>.
- [74] C. Arnault ; AGE Version v1; ATL-SOFT-95-020 (1995).
- [75] L. Chevalier; AMDB_SIMREC: A structured data base for the ATLAS spectrometer simulation program (1997).
- [76] http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/DATABASE/detector_description.
- [77] S. Goldfarb. Detector Description Planning Document ATL-MUON-2001-015, 2001.
- [78] <http://www.w3.org/XML/>.
- [79] J. Giansiracusa. A Guide to Creating Compact Syntaxes in AGDD, 2001. <http://www.cern.ch/muondoc/software/Database>.

- [80] M. Paniccia. Documentation of Endcap Toroid Description, 2002. <http://www.cern.ch/muondoc/software/Database/DetectorDescription>.
- [81] F. Bergsma. Calculation of the ATLAS magnetic field ATL-TILECAL-95-054, 1995.
- [82] PYTHIA versions 6.203
T. Sjöstrand, Preprint CERN-TH/7112/93 (1993), revised August 1995; Comp. Phys. Comm. **82** (1994) 74; Preprint hep-ph/0001032 (2000).
- [83] ATLAS Collaboration Offline Software Group. DRAFT ATLAS ATRECON manual (version 0.015), 1994. ATL-SOFT-94-015.
- [84] D. Rousseau. CBNT. <http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/DOCUMENTS/reconstruction.html>.
- [85] I. Gavrilenko. Description of Global Pattern Recognition Program (xKalman), 1997. ATL-INDET-97-165.
- [86] M. Virchaux *et al.*. Muonbox: a full 3_D tracking program for Muon Reconstruction in the ATLAS Muon Spectrometer, June 1997. ATL-MUON-97-198.
- [87] J.F. Laporte *et al.*. <http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/MUON/StatComb.html>.
- [88] S. Gentile, M. Paniccia, and P. Violini. Search for supersymmetric Higgs in ATLAS detector at LHC. *under preparation*.
- [89] ATLAS Coll., ATLAS detector and Physics Performance: Technical Design Report, Volume 2, report CERN/LHCC/99-15 (1999).
- [90] Elzbieta Richter-Was et al. Minimal supersymmetric standard model Higgs rates and backgrounds in ATLAS. *Int. J. Mod. Phys.*, A13:1371–1494, 1998.
- [91] T. Erber, D. White, and H. G. Latal. Inner bremsstrahlung processes. *Acta Phys. Austriaca*, 44:315–336, 1976.
- [92] T. Erber, D. White, and H. G. Latal. Inner bremsstrahlung processes. ii. *Acta Phys. Austriaca*, 45:29–64, 1976.
- [93] Torbjorn Sjostrand. Status of fragmentation models. *Int. J. Mod. Phys.*, A3:751, 1988.
- [94] Bo Andersson. The Lund model. *Cambridge Monogr. Part. Phys. Nucl. Phys. Cosmol.*, 7:1–471, 1997.
- [95] J. F. Gunion and Howard E. Haber. Higgs bosons in supersymmetric models. 1. *Nucl. Phys.*, B272:1, 1986.

- [96] M. Carena, M. Quiros, and C. E. M. Wagner. Effective potential methods and the Higgs mass spectrum in the MSSM. *Nucl. Phys.*, B461:407–436, 1996.
- [97] M. Carena, J. R. Espinosa, M. Quiros, and C. E. M. Wagner. Analytical expressions for radiatively corrected Higgs masses and couplings in the MSSM. *Phys. Lett.*, B355:209–221, 1995.
- [98] R. Brun and F. Rademakers. ROOT: An object oriented data analysis framework. *Nucl. Instrum. Meth.*, A389:81–86, 1997.