



Università degli Studi di Pisa

FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI
Corso di Laurea Magistrale in Fisica

TESI DI LAUREA MAGISTRALE

Sviluppo di un nuovo trigger con identificazione di quark-b per il canale $H(b\bar{b})Z(\nu\bar{\nu})$ nell'esperimento CMS a LHC

Candidato:
Silvio Donato

Relatori:
Prof. Luigi Rolandi
Dott. Andrea Rizzi

Indice

| | |
|--|-----------|
| Introduzione | 5 |
| 1 Il bosone di Higgs | 7 |
| 1.1 Il modello teorico | 7 |
| 1.1.1 Teorie di gauge | 8 |
| 1.1.2 Unificazione elettrodebole | 8 |
| 1.1.3 Rottura spontanea di simmetria | 9 |
| 1.1.4 Il problema della massa per i bosoni di gauge | 10 |
| 1.1.5 Il problema della massa per quark e leptoni | 10 |
| 1.2 La ricerca ai collisionatori | 11 |
| 1.2.1 I canali di produzione | 11 |
| 1.2.2 I canali di decadimento | 13 |
| 1.2.3 Limiti alla massa del bosone | 13 |
| 1.3 La nuova particella scoperta dagli esperimenti CMS e ATLAS . | 15 |
| 1.3.1 Il canale $H(\gamma\gamma)$ a CMS | 17 |
| 1.3.2 Il canale $H(ZZ)$ a CMS | 17 |
| 1.3.3 Combinazione finale | 20 |
| 2 CMS a LHC | 23 |
| 2.1 LHC | 23 |
| 2.2 CMS | 25 |
| 2.2.1 I rivelatori | 27 |
| 2.2.2 La ricostruzione dell'evento | 32 |
| 2.2.3 Il trigger | 42 |
| 3 La ricerca del canale di decadimento $H(bb)$ a CMS | 47 |
| 3.1 Le motivazioni | 47 |
| 3.2 L'analisi di CMS | 47 |
| 3.2.1 I trigger utilizzati | 47 |
| 3.2.2 La ricostruzione dell'evento | 48 |
| 3.2.3 Il canale $Z(\nu\nu) + H(b\bar{b})$ | 52 |
| 3.2.4 I trigger | 52 |
| 3.2.5 Le analisi | 53 |
| 4 Il trigger per il canale $H(b\bar{b}) + Z(\nu\nu)$ a bassa MET | 55 |
| 4.1 Le motivazioni | 55 |
| 4.2 Il trigger a bassa MET | 55 |
| 4.2.1 Il trigger del 2011 | 56 |

| | | |
|---------------------|---|------------|
| 4.2.2 | Il Fast Pixel Vertexing | 57 |
| 4.2.3 | Combined Secondary Vertex | 59 |
| 4.2.4 | Particle Flow MET | 63 |
| 4.2.5 | Test finali e approvazione | 64 |
| 4.3 | Ricerca tagli di analisi su simulazioni | 67 |
| 4.3.1 | Topologia del segnale | 67 |
| 4.3.2 | I principali fondi | 68 |
| 4.3.3 | Le variabili utilizzate | 69 |
| 4.3.4 | I tagli finali | 69 |
| 4.4 | Misura dell'efficienza del trigger a bassa MET dai dati | 70 |
| 4.4.1 | Efficienza su MET | 72 |
| 4.4.2 | Efficienza sul b -tag | 73 |
| 4.4.3 | Efficienza sui jets | 75 |
| 4.4.4 | Confronto dati e simulazioni | 76 |
| 4.5 | Gli scale factor per simulazioni dei fondi | 77 |
| 4.5.1 | Le regioni di controllo | 77 |
| 4.6 | Conclusioni | 79 |
| 5 | Il trigger per il canale $H(b\ b) + Z(b\ b)$ | 89 |
| 5.1 | Scelta dei tagli offline | 89 |
| 5.2 | Realizzazione del trigger | 90 |
| 5.2.1 | Scelta dei tagli | 91 |
| 5.3 | Test finali e approvazione | 92 |
| 5.3.1 | Test sul timing | 92 |
| 5.3.2 | Conclusioni | 93 |
| 6 | Conclusioni | 95 |
| A | Glossario | 97 |
| Bibliografia | | 100 |

Introduzione

Sin dalla sua introduzione negli anni '60 [1][2][3], il Modello Standard (MS) ha avuto grande successo: i suoi parametri sono stati misurati con un precisione sempre migliore e le sue predizioni non sono mai state smentite [4]. L'unica particella descritta dal MS, che non era stata osservata, era il bosone di Higgs [5][6]. Recentemente, il 4 Luglio 2012, gli esperimenti CMS e ATLAS hanno annunciato la scoperta di un nuovo bosone con massa attorno a 125 GeV, compatibile con il bosone di Higgs predetto dal MS [9] [10]. La nuova particella è stata individuata come un eccesso di eventi nella distribuzione della massa invariante dei canali $pp \rightarrow \gamma\gamma$ e $pp \rightarrow ZZ$. Ora l'obiettivo degli esperimenti è quello di misurare precisamente le proprietà della nuova particella scoperta, e di confrontarle con quelle previste per il bosone di Higgs. Uno degli aspetti più importanti da misurare è l'accoppiamento della particella con i fermioni. Nel MS il principale decadimento del bosone di Higgs a bassa massa è $H \rightarrow b\bar{b}$. In caso di produzione diretta del bosone questo processo è molto difficile da osservare a causa del fondo irriducibile di QCD $pp \rightarrow b\bar{b}$. Per questo motivo il decadimento viene principalmente ricercato nel contesto della produzione associata $pp \rightarrow Z/W + H \rightarrow ll/\nu\nu/l\nu + b\bar{b}$, con $l = \mu, e$. Il decadimento leptonic del bosone vettore permette di ridurre il fondo QCD e di realizzare trigger che consentano di osservare tali canali. Inoltre la produzione associata $Z/W + H$, come mostrato in un recente articolo [11], è un canale particolarmente importante perché permette di misurare lo spin-parità della nuova particella scoperta.

Il lavoro centrale di questa tesi riguarda il canale $pp \rightarrow Z + H \rightarrow \nu\bar{\nu} + b\bar{b}$. Il decadimento invisibile del bosone Z genera un'elevata energia trasversa mancante (MET): in questa tesi viene proposto un nuovo trigger per estendere l'analisi di CMS sul canale alla regione $\text{MET} > 80 \text{ GeV}$ (attualmente viene richiesto $\text{MET} > 120 \text{ GeV}$). Il trigger deve avere una bassa soglia in MET e, per mantenere un rate accettabile, utilizzare criteri più complessi, come l'identificazione di quark b a livello di trigger e una più accurata ricostruzione della energia trasversa mancante. È inoltre importante trovare una corretta parametrizzazione dell'efficienza del trigger per poter utilizzare in futuro i dati raccolti per l'analisi dati.

La tesi è così strutturata:

- Il primo capitolo della tesi riguarda le motivazioni teoriche che hanno indotto a ipotizzare l'esistenza del bosone di Higgs. Vengono presentati anche i limiti sperimentali, diretti e indiretti, alla massa del bosone di Higgs. Infine viene presentata la scoperta della nuova particella da parte degli esperimenti di CMS e ATLAS.

- Nel secondo capitolo viene descritto l'esperimento CMS a LHC, i suoi rivelatori e gli algoritmi di ricostruzione utilizzati. Verrà inoltre discusso il funzionamento del sistema di trigger che viene utilizzato per selezionare i dati da registrare.
- Il terzo capitolo è dedicato alla ricerca del bosone di Higgs a CMS nel canale $pp \rightarrow Z/W + H \rightarrow ll/\nu\nu/l\nu + b\bar{b}$. Verranno spiegate le motivazioni fisiche della ricerca di questo canale e le ultime analisi pubblicate dalla collaborazione di CMS, dando particolare rilievo all'analisi $Z + H \rightarrow \nu\bar{\nu} + b\bar{b}$.
- Nel quarto capitolo vengono descritte le motivazioni che hanno spinto a estendere l'analisi del canale $pp \rightarrow Z + H \rightarrow \nu\bar{\nu} + b\bar{b}$ alla regione a bassa MET. Qui verrà illustrato il lavoro centrale di questa tesi: la realizzazione di un trigger che utilizza il *b*-tag e il Particle Flow per avere una bassa soglia in MET e mantenere un basso rate. Il trigger è entrato in funzione sin dalle prime collisioni a $\sqrt{s} = 8$ TeV. Utilizzando i dati raccolti è stata parametrizzata l'efficienza del trigger. Per verificare se l'utilizzo del trigger possa contribuire alla ricerca $H \rightarrow b\bar{b}$, sono stati individuati i tagli da utilizzare per una possibile analisi a bassa MET. Per la stima e la correzione dei fondi sono state individuate alcune regioni in cui vengono confrontate le simulazioni con i dati. Infine viene mostrato il plot sulla massa invariante dell'Higgs per questo canale ottenuto con i primi 5 fb^{-1} raccolti dal trigger. Nel rispetto delle politiche interne di CMS non verranno mostrati i dati per la regione di segnale perché l'analisi è ancora in corso e richiede ancora molti mesi di studio.
- Nel quinto capitolo viene descritta la realizzazione di nuovo trigger per osservare il canale $Z + H \rightarrow b\bar{b} + b\bar{b}$ e in generale segnature con 4 *b*-jet. Essendo un canale totalmente inesplorato, sono stati ricercati dei possibili tagli di analisi e, su di essi, si è cercato di ottimizzare il rate e l'efficienza del trigger.
- Un glossario degli acronimi e dei termini tecnici utilizzati nella tesi (appendice A) aiuta il lettore non a suo agio con il gergo di CMS.

Capitolo 1

Il bosone di Higgs

1.1 Il modello teorico

Il Modello Standard (MS) è una teoria quantistica di campo che descrive con ottima precisione tutti i fenomeni conosciuti nella fisica delle alte energie. È possibile trovare una descrizione completa del MS in molti manuali, ad esempio [12], [13], [14]. Le particelle elementari del MS vengono suddivise in due gruppi: i bosoni, ovvero le particelle a spin intero, e i fermioni, ovvero le particelle a spin semi-intero. Tra i bosoni vi sono i cosiddetti bosoni di gauge, che medianno le interazioni tra le particelle, e il bosone di Higgs, particella ipotizzata per spiegare la rottura della simmetria elettrodebole. Tra i fermioni troviamo due categorie: i leptoni e i quark. Ognuna delle categorie viene divisa a sua volta in tre “generazioni”, ognuna delle quali contiene una coppia di particelle. I leptoni della prima generazione sono l’elettrone (e), con carica -1 e massa 0.511 MeV e il neutrino elettronico (ν_e), particella neutra e con massa inferiore a due elettronvolt [15]. I quark della prima generazione sono il quark up (u), con carica +2/3, e il quark down (d), con carica -1/3; entrambi con massa dell’ordine del MeV. Le generazioni successive hanno caratteristiche analoghe alla prima, eccetto una maggiore massa. I leptoni presenti nel modello sono:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

e i quark sono:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

Per le particelle la teoria libera è descritta dall’azione:

$$S = \int \mathcal{L}_{\text{libera}} d^4x \quad (1.3)$$

dove la lagrangiana libera è, per i fermioni, quella di Dirac [16]:

$$\mathcal{L}_{\text{libera}} = \bar{\psi}_i (i\gamma^\mu \partial_\mu - m_i) \psi_i \quad (1.4)$$

dove: ψ_i descrivono i campi dei fermioni, γ_μ sono le matrici di Dirac e $\bar{\psi}_i = \psi_i^\dagger \gamma_0$. La teoria libera descrive il comportamento dei fermioni non interagenti di massa m_i .

Nei prossimi paragrafi verrà mostrato come la teoria di gauge, a partire da principi di simmetria, introduce le interazioni presenti tra le particelle e l'esistenza dei cosiddetti bosoni di gauge. Verrà poi mostrato come il bosone di Higgs può risolvere il problema della massa dei bosoni di gauge e dei fermioni.

1.1.1 Teorie di gauge

Per realizzare una teoria di gauge [17] è necessario fissare un gruppo di simmetria \mathcal{G} e descrivere il comportamento dei campi sotto l'azione di tale simmetria. Se la fisica descritta dalla teoria è invariante sotto una trasformazione del gruppo \mathcal{G} , si dice che essa ha una simmetria globale per il gruppo \mathcal{G} . Quando la simmetria è valida anche quando la trasformazione dipende dalle coordinate spazio-temporali x_μ , la simmetria viene detta locale. Una teoria è detta di gauge se la fisica che descrive non dipende dalle trasformazioni locali del gruppo \mathcal{G} . Quando si applica una trasformazione locale, i campi trasformano come: $\psi^i(x) = U^{ij}(x)\psi^j(x)$, dove $U^{ij}(x)$ dipende dalle coordinate spazio-temporali. Le derivate spazio-temporali, invece, non trasformano in modo covariante. Per questo motivo, nelle teorie di gauge la derivata è sostituita dalla “derivata covariante” definita nel seguente modo:

$$\partial_\mu \psi^i(x) \rightarrow D_\mu \psi^i(x) = \partial_\mu \psi^i(x) - i g t_a^{ij} A_\mu^a(x) \psi^j(x) \quad (1.5)$$

dove $A_\mu^a(x)$ sono i nuovi campi bosonici introdotti dalla teoria di gauge, t_a^{ij} sono i generatori del gruppo \mathcal{G} nella rappresentazione dei campi ψ^i e g è la costante di accoppiamento tra i campi ψ^i e $A_\mu^a(x)$. Perchè $D_\mu \psi^i(x)$ sia covariante si impone che $A_\mu^a(x)$ trasformi come:

$$A_\mu^a(x) \rightarrow U(x) A_\mu^a(x) U(x)^{-1} + \frac{i}{g} (\partial_\mu U(x)) U(x)^{-1} \quad (1.6)$$

In questo modo per rendere una teoria invariante sotto le trasformazioni locali basterà sostituire le derivate con le derivate covarianti e aggiungere il seguente termine cinetico per i bosoni di gauge:

$$\mathcal{L}_{\text{kin}} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} \quad (1.7)$$

dove $F_{\mu\nu}^a$ è dato da:

$$F_{\mu\nu} = \frac{[D_\mu, D_\nu]}{ig} = \partial_\mu A_\nu(x) - \partial_\nu A_\mu(x) + ig[A_\mu(x), A_\nu(x)] \quad (1.8)$$

La teoria di gauge, quindi, stabilisce le interazioni esistenti tra le particelle a partire da: i gruppi di simmetria, le costanti di accoppiamento e il comportamento dei campi sotto l'azione del gruppo.

1.1.2 Unificazione elettrodebole

Le simmetrie di gauge del MS sono:

$$SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y \quad (1.9)$$

dove la simmetria $SU(3)_C$ descrive le interazioni forti, mentre la simmetria $SU(2)_L \times U(1)_Y$ riguarda le interazioni elettodeboli. Qui verrà descritta solo la

parte riguardante le interazioni elettrodeboli, perché strettamente collegata alla fisica del bosone di Higgs.

Una volta determinato il gruppo di simmetria $SU(2)_L \times U(1)_Y$ è necessario fissare l'azione (la rappresentazione) del gruppo sui campi. Nel MS la simmetria $SU(2)_L$ agisce nella rappresentazione fondamentale ($T = \frac{1}{2}$) sulla parte left-handed (sinistrorsa) dei doppietti riportati in (1.1) e in (1.2). Sulle componenti right-handed (destrorsa) la simmetria agisce nella rappresentazione di singoletto ($T = 0$). Ai campi viene assegnato un numero quantico, detto di isospin debole, che è pari a $T_3 = 0$ per i singoletti e $T_3 = \pm \frac{1}{2}$ per i doppietti. I campi di gauge associati ai tre generatori del gruppo $SU(2)_L$ verranno chiamati W_i .

La simmetria $U(1)_Y$ invece agisce su tutti i campi fermionici come singoletto. Il numero quantico associato, detto di ipercarica debole, è definito da $Y = Q - T_3$. Si noti che, con questa definizione, i campi contenuti in un doppietto di $SU(2)_L$ hanno entrambi la stessa ipercarica. Il campo di gauge legato al generatore della simmetria $U(1)_Y$ verrà chiamato B . La derivata covariante per la simmetria $SU(2)_L \times U(1)_Y$ è quindi:

$$D_\mu = \partial_\mu - \frac{1}{2}i g W_\mu^i \sigma^i - i g' B_\mu \quad (1.10)$$

dove: g e g' sono le costanti di accoppiamento delle due simmetrie e σ^i sono le matrici di Pauli.

A questo punto la lagrangiana $\mathcal{L} = \bar{\psi}_i (i\gamma^\mu D_\mu - m_i) \psi_i - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu}$ presenta ancora dei problemi: tutti i bosoni di gauge sono privi di massa a differenza di quanto osservato in natura, il termine di massa dei fermioni rompe la simmetria $SU(2)_L$ e la teoria non è in grado di descrivere i decadimenti dei quark tra generazioni diverse. I primi due problemi verranno risolti grazie al meccanismo di Higgs, mentre il terzo grazie alla matrice Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) [7] [8]. Prima di presentare il meccanismo di Higgs è necessario un richiamo al concetto di rottura spontanea di simmetria.

1.1.3 Rottura spontanea di simmetria

La rottura spontanea di simmetria si presenta quando la lagrangiana di una teoria è invariante per una trasformazione, ma questa simmetria non si manifesta in modo esplicito perché il vuoto non rispetta la simmetria stessa. Per esempio, si consideri la teoria di gauge di un campo scalare complesso ϕ , descritto dalla lagrangiana:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + (D_\mu \phi)^* (D^\mu \phi) - \mu^2 \phi^* \phi - \lambda (\phi^* \phi)^2 \quad (1.11)$$

dove $D_\mu \phi = \partial_\mu \phi - i e A_\mu \phi$. In questa teoria la lagrangiana è invariante di gauge per $U(1)$ e per $\mu^2 > 0$ descrive il moto di un campo scalare. Se $\mu^2 < 0$ il minimo del potenziale non è situato a $\phi = 0$, ma nei valori in cui $|\phi|^2 = \frac{-\mu^2}{\lambda} := v^2$. In questo caso, qualunque punto di minimo venga scelto, non sarà invariante sotto le trasformazioni $U(1)$. Se parametrizziamo il campo come $\phi(x) = \rho(x) e^{i\theta(x)}$, è possibile riscrivere la derivata covariante nel seguente modo:

$$D_\mu \phi(x) = [\partial_\mu \rho(x) - i \rho(\partial_\mu \theta(x) - e A(x)_\mu) - i e A(x)_\mu (\rho(x) - v)] e^{i\theta(x)} \quad (1.12)$$

Sostituendolo nel seguente termine della lagrangiana, abbiamo:

$$|D_\mu \phi|^2 = (\partial_\mu \rho(x))^2 + e^2 (\rho(x) - v)^2 A(x)_\mu A(x)^\mu \quad (1.13)$$

In questo modo nella lagrangiana è scomparso il campo $\theta(x)$ e, nello stesso tempo, i campi $A_\mu(x)$ sono diventati massivi (il termine $e^2 v^2 A(x)_\mu A(x)^\mu$ è equivalente a un termine di massa per i bosoni di gauge). Questo processo che rende massivi i bosoni di gauge tramite la rottura spontanea di simmetria è del tutto generale e vale anche per altri gruppi di simmetria [5].

1.1.4 Il problema della massa per i bosoni di gauge

Il meccanismo appena descritto viene utilizzato nello MS per rendere massivi i bosoni W^\pm e Z^0 [2]. Per questo motivo vengono utilizzati quattro campi scalari, che vanno a formare un doppietto (per $SU(2)_L$) di campi scalari complessi: $\Phi(x) = \begin{pmatrix} \phi^+(x) \\ \phi^0(x) \end{pmatrix}$. La rottura spontanea della simmetria fa in modo che il campo Φ abbia un valore di aspettazione nel vuoto diverso da zero: $\langle \Phi(x) \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$. Il campo viene quindi riscritto come:

$$\Phi(x) = e^{\frac{1}{2} i \theta(x)^a \sigma^a} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix} \quad (1.14)$$

In modo analogo a quanto fatto nel paragrafo precedente, la lagrangiana non dipenderà più dai tre campi $\theta(x)^a$.

In essa, il termine $|D_\mu \Phi|^2$ contiene il termine di massa per i bosoni di gauge:

$$\frac{1}{4} [g^2 (|W^1|^2 + |W^2|^2) + (g W_\mu^3 - g' B_\mu)^2] [v^2 + \frac{h^2(x)}{2} + \frac{2v h(x)}{\sqrt{2}}] \quad (1.15)$$

per cui vengono definiti i campi di gauge autostati di massa:

$$\begin{aligned} W_\mu^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \pm i W_\mu^2) \\ Z_\mu^0 &= \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}} (g W_\mu^3 - g' B_\mu) \\ A_\mu &= \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}} (g W_\mu^3 + g' B_\mu) \end{aligned} \quad (1.16)$$

che hanno le masse: $m_W = g \frac{v}{2}$, $m_Z = \sqrt{g^2 + g'^2} \frac{v}{2}$, $m_A = 0$. Si noti che il termine (1.15) predice anche l'esistenza di interazioni tra il bosone di Higgs ($h(x)$) e i bosoni vettori Z^0 e W^\pm .

1.1.5 Il problema della massa per quark e leptoni

Come detto in precedenza, il termine di massa $m \bar{\psi}^i \psi^i$ viola la simmetria $SU(2)_L$. Questo problema viene risolto inserendo l'accoppiamento del campo di Higgs con i fermioni. Per l'elettrone questo termine è:

$$\begin{aligned} &-G_e [(\bar{\nu}_e, \bar{e})_L \cdot (\begin{smallmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{smallmatrix}) e_R + e_R (\phi^-, \bar{\phi}^0) \cdot (\begin{smallmatrix} \nu_e \\ e \end{smallmatrix})_L] \\ &= -\frac{G_e}{\sqrt{2}} v [\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L] - \frac{G_e}{\sqrt{2}} [\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L] h(x) \\ &= -m_e [\bar{e} e] - \frac{m_e}{v} h(x) [\bar{e} e] \end{aligned} \quad (1.17)$$

dove $G_e = \sqrt{2} m_e / v$.

Così viene risolto il problema della massa dell'elettrone e, in modo del tutto analogo, anche quello della massa per gli altri leptoni. Si noti che il modello predice che l'accoppiamento leptone - Higgs sia proporzionale alla massa del leptone.

Per i quark la situazione è più complessa per due aspetti. In primo luogo perché è necessario “dare massa” anche ai quark con $T_3 = -\frac{1}{2}$: per questo motivo si utilizza il campo $\Phi^C = -i\sigma^2 \Phi^*$ che trasforma come Φ , ma ha un valore di aspettazione nel vuoto pari a $\langle \Phi^C \rangle = \begin{pmatrix} v \\ 0 \end{pmatrix}$. In secondo luogo perché gli autostati di massa non coincidono con gli autostati di $SU(2)_L$: per questo si utilizza una matrice di rotazione per passare dalla base di autostati di massa a quelli di $SU(2)_L$. Nel complesso il termine che si ottiene è il seguente:

$$\begin{aligned} & -G_d^{ij}(\bar{u}_i, \bar{d}'_i)_L \cdot \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} d_j R - G_u^{ij}(\bar{u}_i, \bar{d}'_i)_L \cdot \begin{pmatrix} -\bar{\phi}^0 \\ \phi^- \end{pmatrix} u_j R + h.c. \\ &= -m_d^i \bar{d}'_i d_i (1 + \frac{h(x)}{v}) - m_u^i \bar{u}_i u_i (1 + \frac{h(x)}{v}) \end{aligned} \quad (1.18)$$

Anche in questo caso l’interazione con il bosone di Higgs è proporzionale alla massa delle particelle.

1.2 La ricerca ai collisionatori

I parametri del Modello Standard sono stati misurati con altissima precisione. L’unica particella prevista dal modello che non è stata ancora osservata, almeno fino all’estate 2012, è il bosone di Higgs. La sua massa (m_H) è un parametro libero del modello. Come mostrato nella sezione precedente, qualunque sia la massa del bosone di Higgs il MS è in grado di predire con esattezza gli accoppiamenti del bosone con tutte le altre particelle.

Nei prossimi paragrafi verranno mostrati i principali processi di produzione e di decadimento del bosone di Higgs previsti dal MS, in funzione di m_H . Verranno discussi i limiti, diretti e indiretti, ottenuti sperimentalmente sulla massa del bosone.

1.2.1 I canali di produzione

I principali canali di produzione del bosone di Higgs ai collisionatori adronici sono riportati in Figura 1.1 e sono: *gluon fusion*, *vector boson fusion*, produzione associata con bosoni vettori e produzione associata con coppia di quark top [19].

La produzione *gluon fusion* è caratterizzata da un’elevata sezione d’urto ($\approx 10 \text{ pb}$ per $m_H \approx 125 \text{ GeV}$) e dall’assenza di ulteriori jet o leptoni al prim’ordine non banale dello sviluppo perturbativo. Questo canale è utile per osservare quasi tutti i principali decadimenti del bosone di Higgs, eccetto il decadimento $H \rightarrow b\bar{b}$ a causa del fondo di QCD.

La produzione *vector boson fusion* ha una sezione d’urto più bassa ($\approx 2 \text{ pb}$ per $m_H \approx 125 \text{ GeV}$) ed è caratterizzata dalla presenza di due jet ad elevato p^\perp e con grande angolo tra loro. Anche in questo caso è possibile osservare quasi tutti i canali di decadimento del bosone.

La produzione associata con i bosoni vettore ha una bassa sezione d’urto (complessivamente $\approx 0.7 \text{ pb}$ per $m_H \approx 125 \text{ GeV}$) ed è un canale molto utile per ridurre il fondo di QCD nella ricerca del decadimento $H \rightarrow b\bar{b}$. La bassa sezione d’urto fa sì che questo processo sia utile solo per i decadimenti ad elevato Branching Ratio ($H \rightarrow b\bar{b}$, $H \rightarrow W^+W^-$, $H \rightarrow \tau\bar{\tau}$ per $m_H = 125 \text{ GeV}$).

La sezione d’urto molto bassa della produzione associata con una coppia di quark top (complessivamente $\approx 0.05 \text{ pb}$ per $m_H \approx 125 \text{ GeV}$) rende questo canale accessibile solo nel decadimento più probabile dell’Higgs ($H \rightarrow b\bar{b}$).

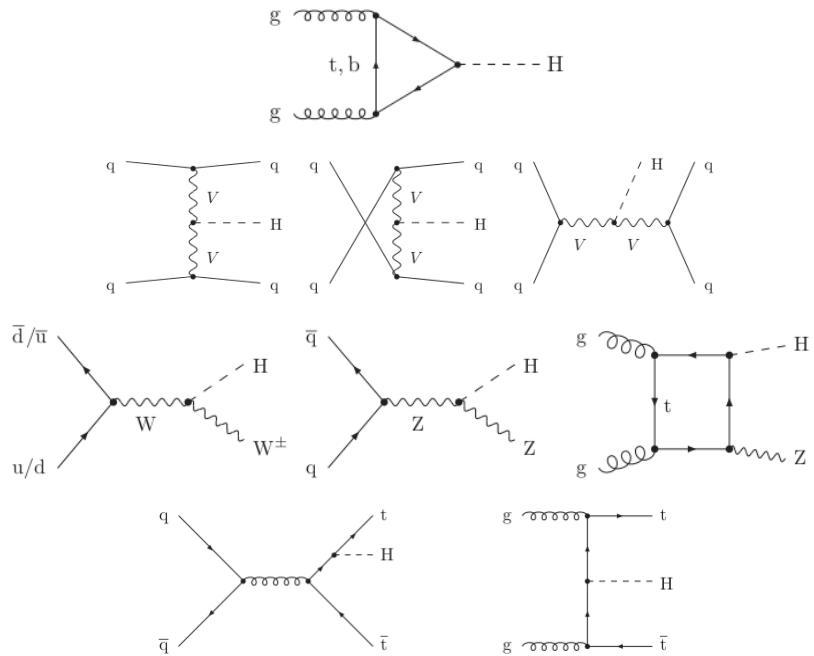


Figura 1.1: Diagrammi di Feynmann dei principali canali di produzione del bosone di Higgs. In ordine di riga, sono rappresentati i processi di: *gluon fusion*, *vector boson fusion*, produzione associata con bosoni vettori e produzione associata con coppia di quark top [19].

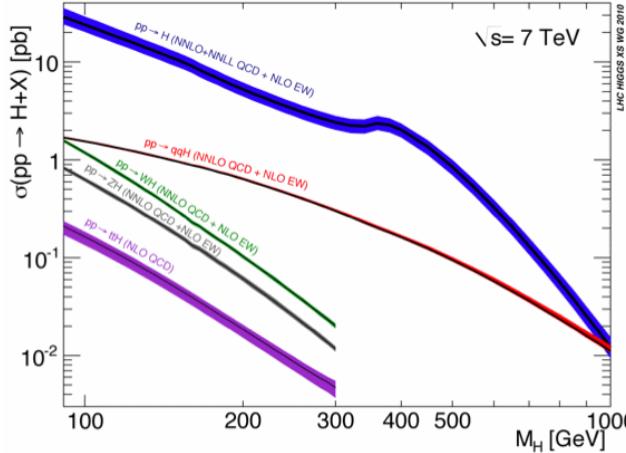


Figura 1.2: Sezione d’urto di produzione del bosone di Higgs per i diversi canali e in funzione della sua massa. Le sezioni d’urto sono state calcolate per le collisioni protone-protone con $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ [19].

La Figura 1.2 mostra la sezione d’urto dei quattro processi di produzione del bosone di Higgs a LHC.

1.2.2 I canali di decadimento

Secondo il MS, l’accoppiamento del bosone di Higgs è proporzionale alla massa dei fermioni e alla massa quadrata dei bosoni vettore. Solo le particelle più pesanti, infatti, hanno un Branching Ratio (BR) elevato, come mostrato in Figura 1.3. Per $m_H = 125 \text{ GeV}$ il principale canale di decadimento è $H \rightarrow b\bar{b}$.

1.2.3 Limiti alla massa del bosone

Limiti indiretti

Lo sviluppo perturbativo di alcuni processi previsti dal MS contengono termini sensibili alla massa del bosone di Higgs. La misura precisa di alcuni parametri (masse, sezioni d’urto, asimmetrie, etc...) viene sfruttato per stabilire dei limiti indiretti alla massa dell’Higgs. La Figura 1.4 mostra i più recenti limiti indiretti ottenuti dalla combinazione dei risultati degli esperimenti del LEP e del TEVATRON. Il limite superiore stabilito è $m_H < 158 \text{ GeV}$ al 95% di livello di confidenza [20].

Limiti diretti

La ricerca diretta del bosone di Higgs è stata svolta principalmente a LEP, a Tevatron ed, infine, a LHC.

Il Large Electron-Positron Collider (LEP), un collisionatore e^+e^- in funzione presso il CERN di Ginevra tra il 1989 e il 2000, ha raccolto dati fino ad un’energia di $\sqrt{s} = 209 \text{ GeV}$. Al LEP il bosone di Higgs è stato cercato

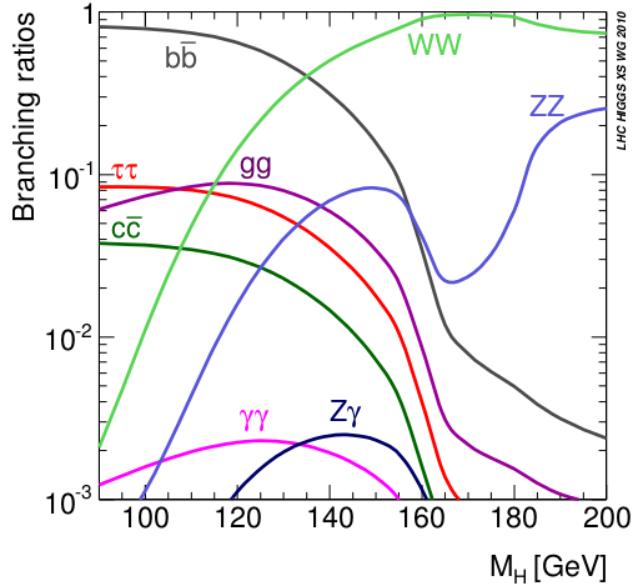


Figura 1.3: Branching Ratio dei canali di decadimento del bosone di Higgs, in funzione della sua massa [19].

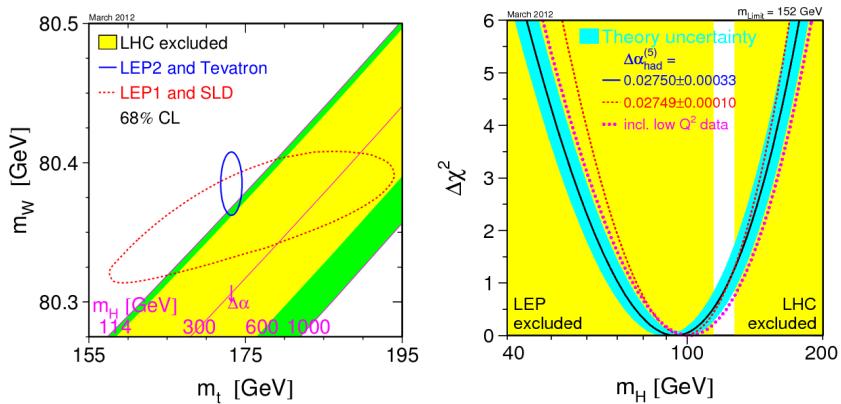


Figura 1.4: Sulla sinistra è riportata la misura del massa del top e del W, e le implicazioni indirette che queste hanno sulla massa dell'Higgs. Sulla destra è riportato il χ^2 del fit su tutte le misure indirette della massa dell'Higgs. Entrambi i grafici sono stati realizzati utilizzando i dati raccolti ai collisionatori del LEP e di Tevatron [20].

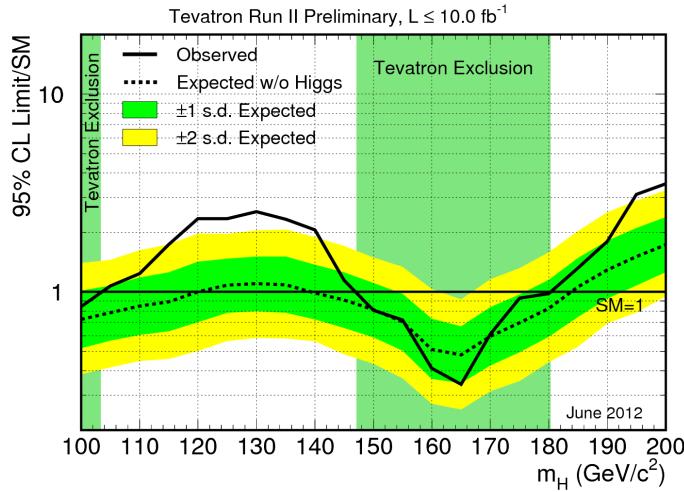


Figura 1.5: Limite di esclusione alla massa del bosone di Higgs ottenuto dagli esperimenti di Tevatron con il 95% di livello di confidenza [22][23].

soprattutto nel canale $e^+e^- \rightarrow ZH$, ma non è stato osservato alcun segnale significativo. Le ultime analisi presentate dagli esperimenti LEP hanno stabilito il limite $m_H > 114.4$ GeV al 95% di livello di confidenza [21].

Il Tevatron, un collisionatore $p\bar{p}$ situato presso i laboratori del Fermilab a Chicago, ha lavorato con un'energia $\sqrt{s} = 1.96$ TeV fino al 2011, raccogliendo una luminosità integrata $\int \mathcal{L} dt \approx 10 \text{ fb}^{-1}$. A Tevatron sono stati ricercati principalmente i decadimenti $H \rightarrow b\bar{b}$, $H \rightarrow W^-W^+$, $H \rightarrow \gamma\gamma$ per la ricerca dell'Higgs. Le ultime analisi pubblicate (Luglio 2012) hanno escluso le regioni $m_H < 103$ GeV e $147 \text{ GeV} < m_H < 180$ GeV, come mostrato in Figura 1.5. Per $m_H = (110 \div 145)$ GeV è stato osservato un eccesso di segnale, che per $m_H \approx 120$ GeV ha una significatività di circa tre deviazioni standard locali. L'eccesso è stato osservato negli eventi di produzione associata con i bosoni vettore, con il bosone di Higgs che decade in $H \rightarrow b\bar{b}$ [22][23].

Il Large Hadron Collider (LHC), che verrà descritto in dettaglio nel prossimo capitolo, è un collisionatore pp che dal 2010 al 2011 ha effettuato collisioni a $\sqrt{s} = 7$ TeV e nel 2012 a $\sqrt{s} = 8$ TeV. Nell'analisi del Luglio 2012, utilizzando circa 10 fb^{-1} di dati, gli esperimenti ATLAS e CMS hanno indipendentemente escluso ampie regioni per m_H , eccetto una piccola regione attorno a $m_H \approx 125$ GeV, come mostrato in Figura 1.6. Qui è stato osservato un eccesso di eventi di cinque deviazioni standard, compatibile con la presenza del bosone di Higgs previsto dal MS. Il prossimo paragrafo mostrerà come è stato individuato questo eccesso.

1.3 La nuova particella scoperta dagli esperimenti CMS e ATLAS

Il 4 Luglio 2012 gli esperimenti di CMS e ATLAS hanno annunciato indipendentemente la scoperta di una nuova particella, compatibile con il bosone di

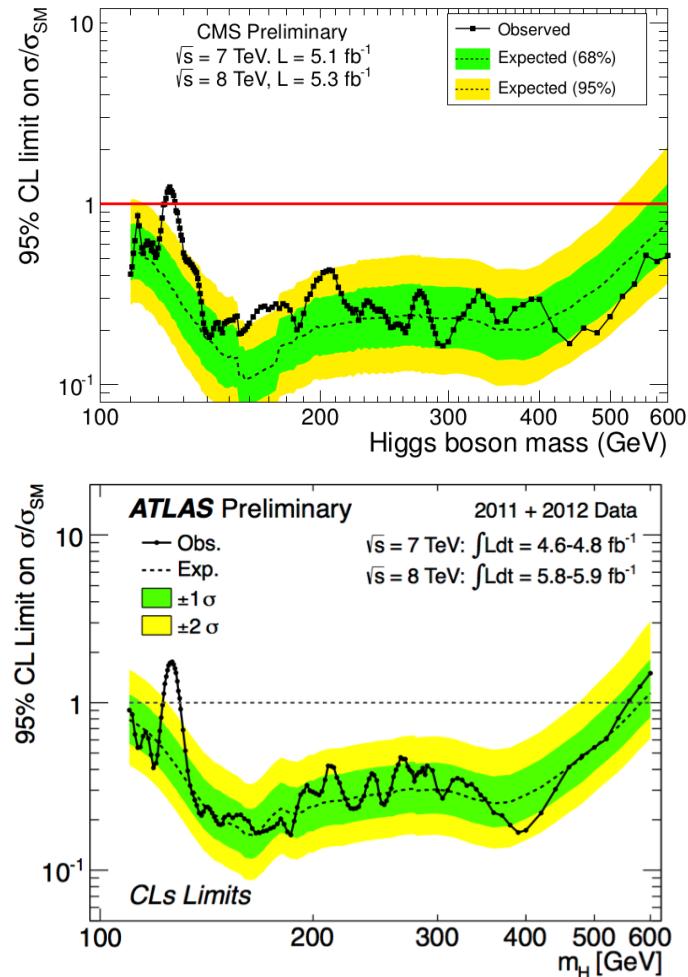


Figura 1.6: Limite di esclusione alla massa del bosone di Higgs ottenuto dagli esperimenti CMS (alto) e ATLAS (basso) con il 95% di livello di confidenza [9][10].

Higgs. I canali che hanno contribuito maggiormente a questa scoperta sono stati $pp \rightarrow H \rightarrow \gamma\gamma$ e $pp \rightarrow H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$. Nei prossimi paragrafi verranno brevemente descritte le analisi effettuate dalla collaborazione di CMS per questi due canali.

1.3.1 Il canale $H(\gamma\gamma)$ a CMS

Il canale $H(\gamma\gamma)$, nonostante abbia un BR inferiore a 0.3%, è uno dei canali più sensibili per osservare un bosone di Higgs di bassa massa ($100 \text{ GeV} < m_H < 150 \text{ GeV}$) [25]. Il calorimetro elettromagnetico permette di misurare direttamente l'energia dei fotoni, quindi di misurare la massa invariante della coppia di fotoni con un'ottima risoluzione ($\approx 2 \text{ GeV}$).

Il principale fondo irriducibile per il canale $H(\gamma\gamma)$ è la produzione di coppie di fotoni provenienti dalla QCD. Vi è anche un fondo riducibile dovuto all'errata identificazione di frammenti di jet come fotoni.

L'analisi [9] è stata effettuata separatamente in più categorie, in base a come sono stati ricostruiti i fotoni (es. produzione coppie e^+e^- , utilizzo calorimetri nell'end-cap o nel barrel) e alla presenza di jet nell'evento principale (produzione dell'Higgs attraverso la *vector boson fusion*). Per ogni categoria è stata effettuata un'analisi multivariata per migliorare la sensibilità del canale.

Il vertice primario dell'evento viene individuato in base alle caratteristiche delle tracce e dei fotoni ricostruiti. Nel caso in cui un fotone abbia interagito con il tracciatore producendo una coppia e^+e^- , le sue tracce sono particolarmente utili per identificare il vertice primario.

Gli eventi utilizzati sono stati selezionati applicando alcuni tagli sull'impulso trasverso e sulla pseudorapidità dei fotoni ($|\eta| < 2.5$, ovvero si richiede attraversi il tracciatore). Per migliorare la risoluzione sull'energia dei fotoni in questo tipo di eventi è stata effettuata un'analisi multivariata. Per verificare il corretto funzionamento, e ottenere correzioni e calibrazioni, sono stati utilizzati eventi di $Z \rightarrow e^+e^-$ confrontando i dati con le simulazioni.

Per l'analisi finale è stato realizzato un Boost Decision Tree (BDT) per dividere gli eventi tra categorie di diversa sensibilità e quindi massimizzare la discriminazione tra segnale e fondo. Sono state utilizzate le seguenti variabili: le caratteristiche della cascata elettromagnetica, la risoluzione sulla massa invariante della coppia di fotoni, la probabilità che il vertice primario venga ricostruito con un errore inferiore a 1 cm, le caratteristiche cinematiche della coppia di fotoni. Infine un fit polinomiale sulla distribuzione della massa invariante della coppia di fotoni, escludendo una regione vicina a m_H , ha permesso di stimare il fondo per ogni categoria. Dalla combinazione di tutte le categorie è stato osservato un eccesso di eventi attorno a $m_H = 125 \text{ GeV}$. La Figura 1.7 mostra la distribuzione della massa invariante delle coppie di fotoni, ripensando ogni categoria in base alla propria sensibilità. Per $m_H = 125 \text{ GeV}$, l'eccesso complessivo osservato è superiore a quattro volte la deviazione standard del fondo, come mostrato in Figura 1.8.

1.3.2 Il canale $H(ZZ) \rightarrow 4l$ a CMS

Il canale $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ è un canale molto sensibile alla scoperta dell'Higgs perché presenta pochi fondi e permette di misurare la massa dell'Higgs con

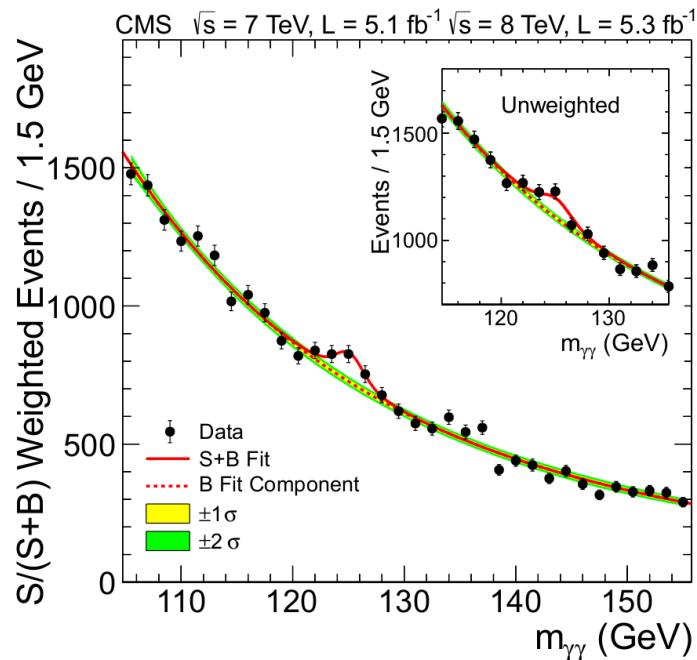


Figura 1.7: Nel riquadro piccolo è mostrata la distribuzione della massa invariante della coppia di fotoni, utilizzando tutte le categorie analizzate. Nel riquadro grande gli eventi sono stati ripesati secondo il valore $S/\sqrt{S + B}$ della categoria a cui appartengono, dove S è il segnale e B il fondo, entrambi stimati da simulazioni. [9].

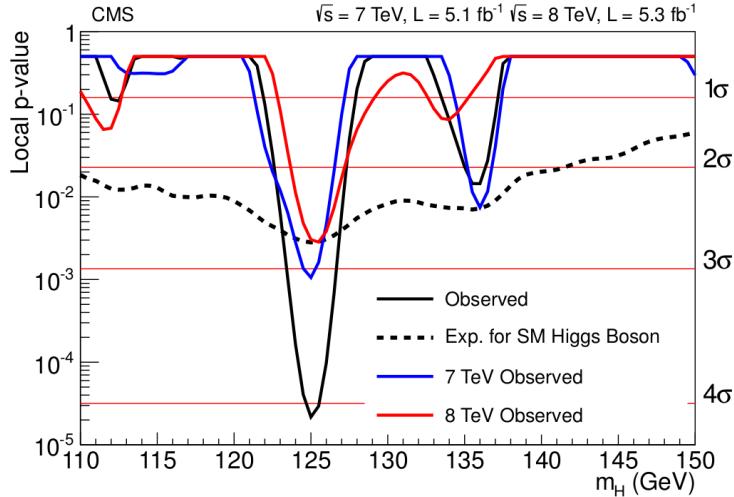


Figura 1.8: Il p-value locale (vedi Glossario) osservato per l’ipotesi in cui non esista alcuna nuova particella, nell’ambito della ricerca $H \rightarrow \gamma\gamma$. Le linee continue si riferiscono ai dati con $\sqrt{s} = 7$ TeV, $\sqrt{s} = 8$ TeV e alla combinazione di tutti i dati. La linea tratteggiata si riferisce ai valori attesi, per la combinazione, nel caso in cui esista il bosone di Higgs con massa m_H [9].

ottima precisione (≈ 2 GeV). Per $m_H < 2m_Z$ è necessario che almeno un bosone Z sia virtuale. Sono stati studiati tre possibili stati finali: $4e$, 4μ , $2e2\mu$.

I principali fondi irriducibili presenti per questo canale sono la produzione ZZ da interazione quark-antiquark. Il fondo riducibile principale è quello $Z +$ jets, quando i jet vengono erroneamente identificati come leptoni.

Nell’analisi di CMS [9] viene richiesto che gli elettroni abbiano $p^\perp > 7$ GeV e $|\eta| < 2.5$, i muoni abbiano $p^\perp > 5$ GeV e $|\eta| < 2.4$ e entrambi siano isolati. Si richiede che i quattro leptoni provengano dallo stesso vertice primario. Per migliorare il riconoscimento degli elettroni sono state inoltre utilizzate tecniche multivariate.

Nel calcolo della massa invariante del bosone Z vengono considerati anche eventuali fotoni irradiati dai leptoni. La selezione degli eventi richiede la presenza di due coppie di leptoni dello stesso tipo e con carica opposta. Una coppia deve avere una massa invariante compresa in $(40 \div 120)$ GeV e l’altra in $(12 \div 120)$ GeV.

Per la misura dei fondi riducibili vengono adoperati i dati definendo due tipi di regioni di controllo: la prima richiede per i leptoni criteri di identificazione meno stringenti, mentre la seconda richiede la presenza di una coppia di leptoni con lo stesso segno. Da queste regioni è stato estrapolato il fondo riducibile presente nella regione di segnale.

Infine la distribuzione della massa invariante dei quattro leptoni è mostrata in Figura 1.9. Si nota un picco attorno a $m_{4l} \approx 125$ GeV, compatibile con quello previsto per il bosone di Higgs.

Inoltre, la cinematica dei quattro leptoni è stata utilizzata per discriminare ulteriormente il segnale dal fondo. Per questo motivo è stata definita la variabile $K_D = P_{sig}/(P_{sig} + P_{bkg})$, dove P_{sig} e P_{bkg} sono le probabilità che la cinematica

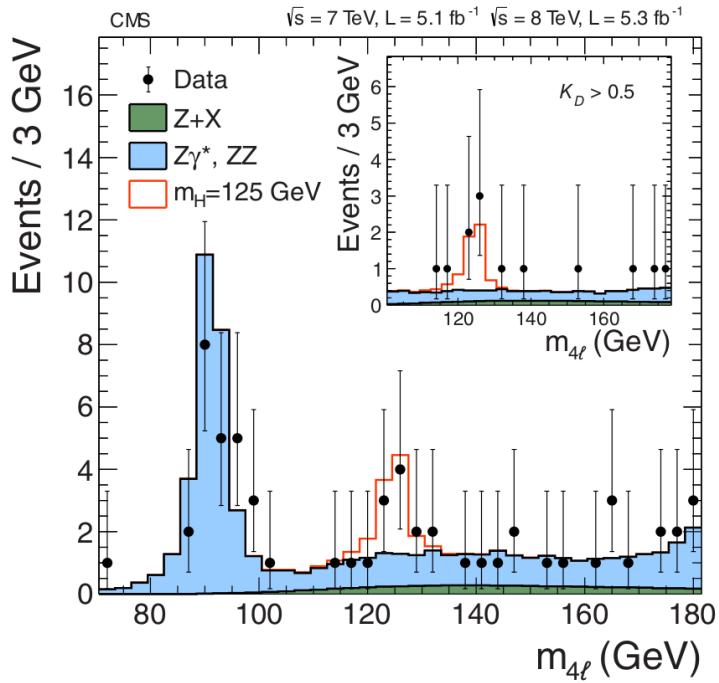


Figura 1.9: Distribuzione della massa invariante dei quattro leptoni nell’ambito della ricerca $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$. Si vede nettamente un picco attorno a $m_{4l} \approx 125$ GeV, compatibile con il bosone di Higgs previsto dal MS. Nel riquadro piccolo vi è la stessa distribuzione dopo aver applicato il taglio $K_D > 0.5$, come descritto nel testo [9].

di un evento corrisponda al segnale o al fondo. Nel riquadro di Figura 1.9 è mostrata la distribuzione della massa invariante dei quattro leptoni, dopo il taglio $K_D > 0.5$. La Figura 1.10 mostra p-value (vedi Glossario) ottenuto per l’ipotesi di fondo in funzione di m_H : per $m_H \approx 125$ GeV si ha un p-value superiore alle tre deviazioni standard.

1.3.3 Combinazione finale

Dalla combinazione tra i canali $H \rightarrow \gamma\gamma$ e $H \rightarrow ZZ$ è stata realizzata la Figura 1.11. Nella Figura, per $m_H = 125$ GeV è stato osservato un eccesso di eventi superiore a 5 deviazioni standard sia per CMS che da ATLAS. Avere un eccesso pari a 5 deviazioni standard significa che la probabilità che le fluttuazioni del fondo siano pari o superiori all’eccesso di eventi osservato è del $3 \cdot 10^{-7}$: in genere questa è la richiesta della comunità scientifica per annunciare la scoperta di una nuova particella.

La scoperta è stata annunciata indipendentemente da CMS e ATLAS in un seminario al CERN il 4 Luglio 2012. I risultati dei due esperimenti sono compatibili tra loro e compatibili con l’esistenza di un bosone di Higgs avente $m_H = 125$ GeV.

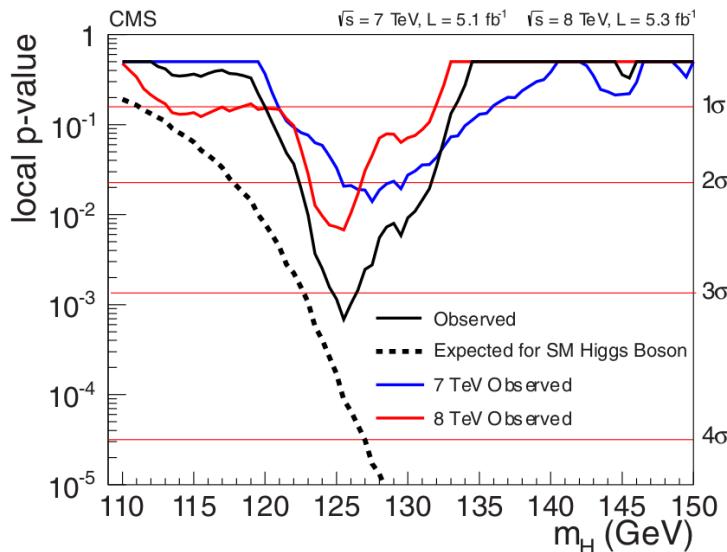


Figura 1.10: P-value locale (vedi Glossario) osservato per l’ipotesi in cui non esista alcuna nuova particella, nell’ambito della ricerca $H \rightarrow ZZ$. Le linee continue si riferiscono ai dati con $\sqrt{s} = 7$ TeV, $\sqrt{s} = 8$ TeV e alla combinazione di tutti i dati. La linea tratteggiata si riferisce ai valori attesi, per la combinazione, nel caso in cui esista il bosone di Higgs con massa m_H [9].

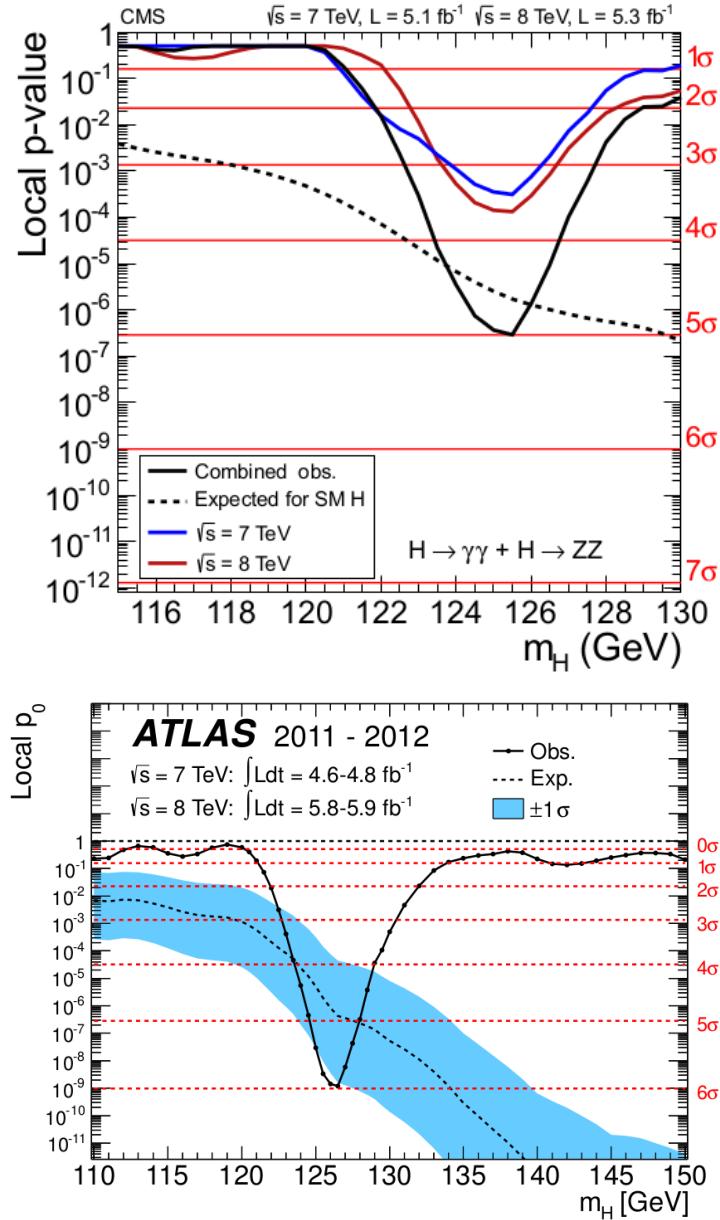


Figura 1.11: In alto è mostrato il p-value locale osservato per l'ipotesi in cui non esista alcuna nuova particella, per la combinazione dei canali $H \rightarrow \gamma\gamma$ e $H \rightarrow ZZ$ a CMS. In basso vi è il grafico per la combinazione dei canali $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow ZZ$ e $H \rightarrow W^+W^-$ ad ATLAS. Le linee continue nere si riferiscono alla combinazione dei dati a $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ e $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$. Le linee tratteggiate si riferiscono ai valori attesi per la combinazione, nel caso in cui esista il bosone di Higgs con massa m_H [9][10].

Capitolo 2

CMS a LHC

2.1 LHC

Il Large Hadron Collider (LHC) [27] è il più potente collisionatore protone-protone mai costruito. È stato realizzato dal CERN nei pressi di Ginevra ed è situato all'interno del tunnel circolare lungo 27 km precedentemente utilizzato dall'acceleratore Large Electron-Positron Collider (LEP). È stato progettato per effettuare collisioni tra protoni con un'energia nel centro di massa pari a $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$, con una luminosità istantanea di $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. L'energia raggiunta quest'anno (2012) è stata $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ e la luminosità istantanea massima è stata pari a $\mathcal{L} \approx 7.5 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, come mostrato in Figura 2.2. Quest'anno fino al 1 Ottobre sono stati raccolti circa $\int \mathcal{L} dt \approx 15 \text{ fb}^{-1}$ di luminosità integrata, che si vanno ad aggiungere ai $\int \mathcal{L} dt \approx 4.7 \text{ fb}^{-1}$ raccolti nel 2010-2011 all'energia di $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$. A LHC, come in tutti gli acceleratori circolari, i protoni circolano a pacchetti detti *bunch*. Nel 2012 la distanza tra i *bunch* è stata di $50 \text{ ns} \cdot c$ ed è previsto che in futuro verrà ridotta a $25 \text{ ns} \cdot c$, dove c è la velocità della luce.

LHC cerca di raccogliere più luminosità possibile in modo tale da permettere agli esperimenti di osservare eventi molto rari. Più precisamente il numero N

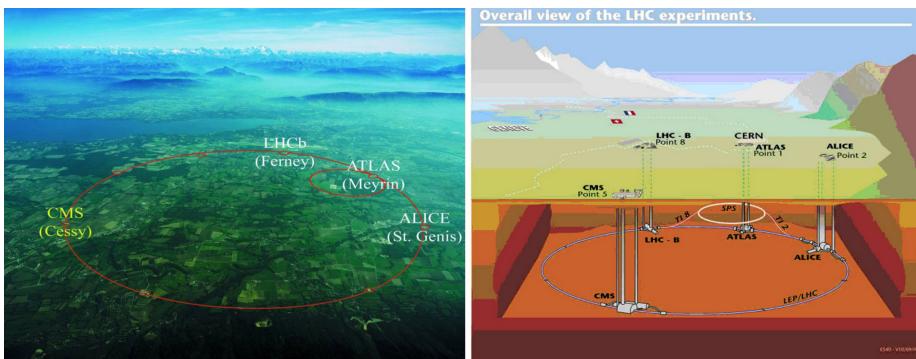


Figura 2.1: L'anello e gli esperimenti di LHC. [28]

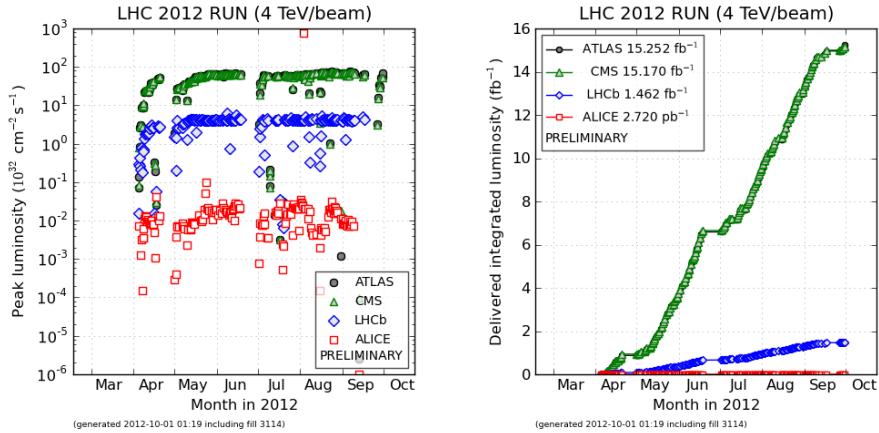


Figura 2.2: Luminosità istantanea di picco (sinistra) e la luminosità integrata (destra) ottenuta per i diversi esperimenti di LHC nel 2012 (fino al 1 Ottobre). [29]

di eventi attesi per un processo avente sezione d’urto σ è:

$$N = \sigma \int \mathcal{L} dt \quad (2.1)$$

dove $\int \mathcal{L} dt$ è la luminosità integrata.

Realizzare LHC è stata una grande sfida. Per mantenere i protoni nell’orbita circolare sono necessari campi magnetici molto intensi. Nell’approssimazione di campo magnetico costante, dalla relazione $p(\text{GeV}) = 0.3B(\text{T})\rho(\text{m})$ si può stimare che per LHC è necessario un campo magnetico medio dell’ordine di 5 T. Più precisamente i dipoli di LHC sono stati progettati per lavorare a 8.33 T.

Per ottenere campi magnetici così intensi, i magneti sono stati realizzati con materiali superconduttori e vengono mantenuti ad una temperatura pari a $T = 1.9 \text{ K}$ grazie a un sistema criogenico ad elio superfluido. Oltre ai dipoli, a LHC sono necessari multipoli di ordine superiore al fine di mantenere i fasci di protoni stabili all’interno dell’acceleratore. I fasci vengono “strizzati” in modo intenso in corrispondenza dei punti di collisione, al fine di aumentare la luminosità degli esperimenti.

I *bunch* prima di essere immessi in LHC aumentano gradualmente la loro energia passando attraverso una serie di acceleratori lineari e circolari. Questi acceleratori, e le energie massime raggiunte in essi, sono rappresentati in Figura 2.3. Per una descrizione completa di LHC si veda [27].

Come mostrato in Figura 2.1, in corrispondenza dei punti di collisione vi sono i quattro principali esperimenti di LHC: A Toroidal LHC ApparatuS (ATLAS), Compact Muon Solenoid(CMS), Large Hadron Collider beauty (LHCb) e A Large Ion Collider Experiment (ALICE). ATLAS e CMS sono i cosiddetti esperimenti “multi-scopo”. Questi esperimenti indagano diversi campi della fisica delle alte energie (dalla misura di processi del MS fino alla ricerca delle supersimmetrie o delle dimensioni extra). LHCb è un esperimento il cui compito principale è quello di misurare i processi che riguardano la fisica del quark *b*.

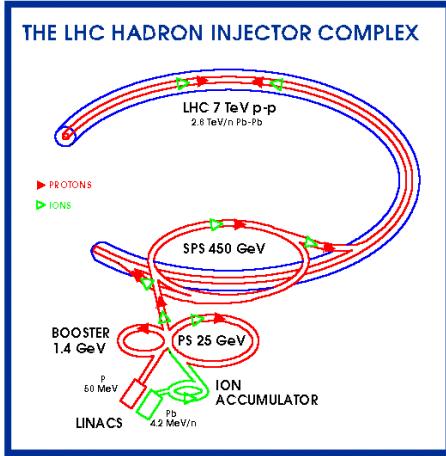


Figura 2.3: Gli acceleratori utilizzati al CERN per portare i protoni fino all'energia di 7 TeV. [30]

ALICE, invece, si occupa di studiare le collisioni tra ioni di piombo, che LHC effettua durante alcuni run.

2.2 CMS

Uno dei principali scopi dell'esperimento CMS [31] è di chiarire il meccanismo di rottura spontanea della simmetria elettrodebole. In particolare verificare se esiste il bosone di Higgs e se questo corrisponde al bosone previsto dal MS minimale. CMS ha anche il compito di confermare o smentire la validità di alcune teorie (come le supersimmetrie, le dimensioni extra, etc..) e di misurare alcuni parametri del MS. Questo programma ambizioso richiede una ricostruzione molto dettagliata degli eventi prodotti nelle collisioni di protone a LHC. Tale ricostruzione avviene tramite un rivelatore complesso organizzato in diversi sottorivelatori disposti in modo concentrico (vedi Figura 2.4).

Nel cuore di CMS è situato un tracciatore al silicio. Più esternamente vi sono i calorimetri elettromagnetici e adronici, ed infine i rivelatori di muoni.

Una delle caratteristiche fondamentali di CMS è l'elevato campo magnetico, presente sia nel volume occupato dal tracciatore che in quello dei calorimetri, come mostrato in Figura 2.5. Esso è generato da un solenoide superconduttore che lavora a circa 4 T. Il campo magnetico di ritorno è confinato in gioghi di ferro, dove si trovano i rivelatori di muoni. Per approfondimenti si veda [32].

Il sistema di coordinate adottato da CMS ha origine nel punto nominale di collisione all'interno dell'esperimento, l'asse y punta verso l'alto, l'asse x è diretto verso il centro di LHC e quindi l'asse z è tangente ai fasci di protoni (e diretto verso le montagne della Jura). L'angolo azimutale ϕ è misurato dall'asse x nel piano $x - y$ e la coordinata radiale verrà chiamata r . L'angolo polare θ è misurato dall'asse z . La pseudorapidità è definita come $\eta = -\ln(\theta/2)$. L'impulso trasverso verrà indicato p^\perp e l'energia trasversa mancante verrà chiamata MET

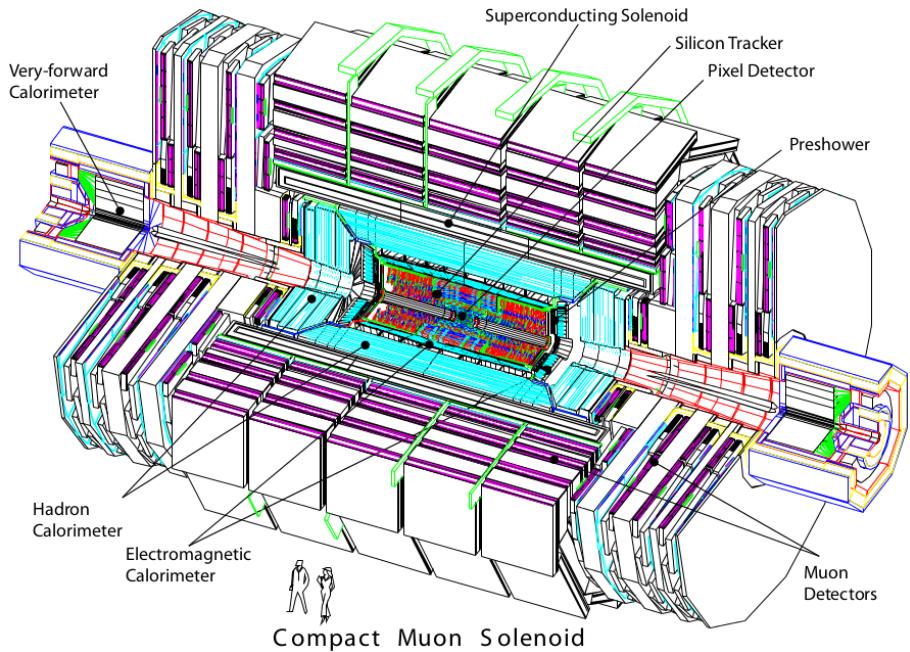


Figura 2.4: CMS e i suoi sotto-rivelatori. [31]

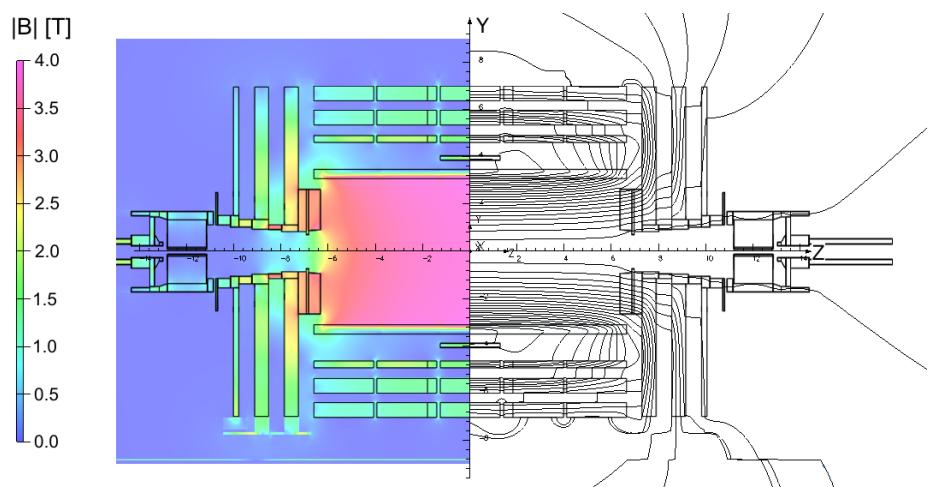


Figura 2.5: L'intensità (sinistra) e le linee (destra) del campo magnetico di CMS lungo il piano longitudinale. [32]

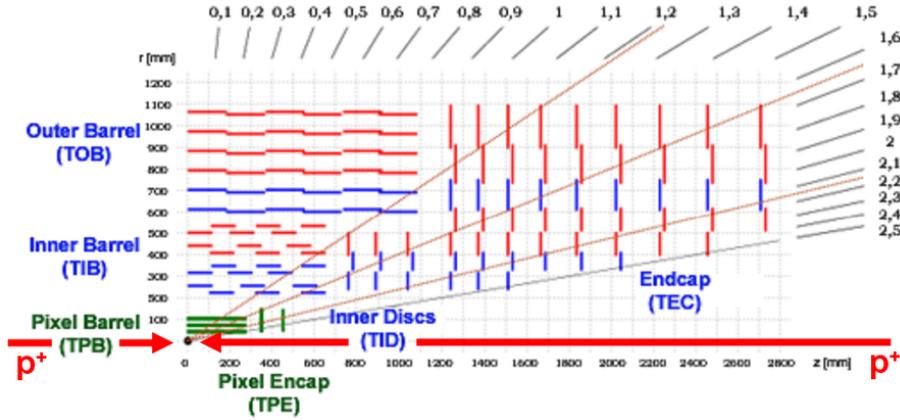


Figura 2.6: Sezione longitudinale del tracciatore al silicio di CMS. In particolare: le linee verdi sono i moduli Pixel, le linee rosse sono i moduli Strip, le linee blu sono i moduli a doppio Strip. [33]

2.2.1 I rivelatori

Il tracciatore al silicio

Il campo magnetico curva la traiettoria delle particelle cariche generate dalle collisioni. Il tracciatore misura la traiettoria di queste particelle, permettendo quindi di calcolare il loro impulso secondo la relazione $p(\text{GeV}) = 0.3B(\text{T})\rho(\text{m})$.

Il tracciatore di CMS ha due tipi di rivelatori: i Pixel e le Strip. Questi sono organizzati in diverse strutture come mostrato nello spaccato disegnato in Figura 2.6. Nel complesso il tracciatore riesce a rivelare particelle fino a $|\eta| \approx 2.5$.

I sensori dei Pixel e delle Strip sono essenzialmente dei diodi sottili sottoposti a polarizzazione inversa. Quando una particella carica attraversa il silicio, crea molte coppie elettron-lacuna. La presenza di portatori di carica nella regione di svuotamento del diodo, fa sì che questo venga attraversato da una corrente elettrica. Questa corrente viene raccolta da elettrodi litografati sul silicio permettendo di rivelare il punto di passaggio della particella nel piano del diodo.

I Pixel sono i rivelatori posti più vicini al punto di collisione ($4.4\text{ cm} < |r| < 15\text{ cm}$), e per questo motivo sono fondamentali per individuare i vertici primari e secondari dell'evento. In questa posizione i moduli sono sottoposti a un'intenso flusso di particelle (fino a $10^8 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$). I sensori dei Pixel sono stati quindi realizzati molto piccoli ($100 \times 150 \mu\text{m}^2$ sul piano $r - \phi$) per ridurre l'occupanza e per migliorare la loro risoluzione. L'occupanza è la probabilità che un sensore venga attraversato da una particella durante un evento. Essa si può calcolare come: $k = \Phi \cdot A \cdot \Delta t$, dove Φ è il flusso di particelle, A è la superficie del sensore e Δt è il tempo tra una collisione e la successiva. Utilizzando i valori precedentemente citati e $\Delta t = 25\text{ ns}$, si ottiene che l'occupanza massima dei Pixel è solo 0.03% circa.

Le Strip sono situate più esternamente ($20\text{ cm} < |r| < 120\text{ cm}$) e hanno una struttura diversa da quella dei Pixel. I suoi sensori sono rettangolari e,

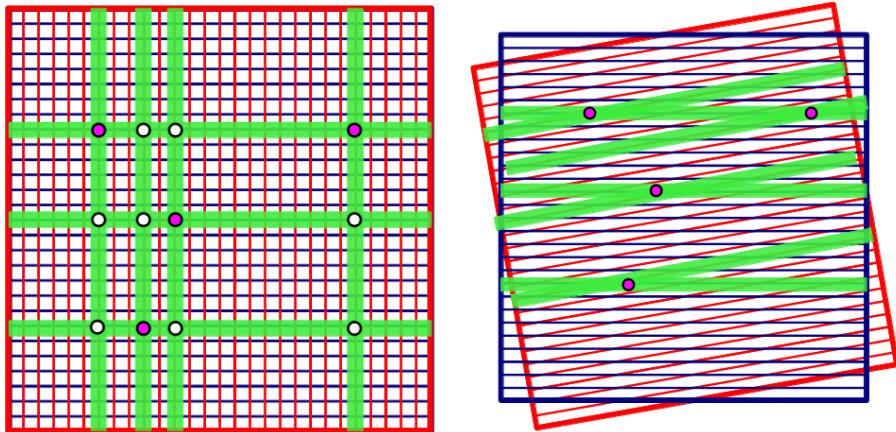


Figura 2.7: In Figura sono mostrate due possibili configurazioni circa la disposizione di una coppia di Strip, con $\theta = 90^\circ$ (sinistra) o con un angolo inferiore (destra). I punti magenta corrispondono ai punti attraversati dalle particelle. Le linee verdi corrispondono al segnale rivelato dalle Strip. Si noti che se si utilizza $\theta = 90^\circ$ non è possibile identificare in modo univoco il punto da cui proviene il segnale, perché vi sono delle ambiguità (punti bianchi). Questo problema si presenta più raramente nel secondo caso (figura di destra). Questo è un motivo per cui i doppi moduli presenti nelle Strip di CMS sono stati montati con un piccolo angolo tra loro ($\theta = 10$ mrad).

a seconda della posizione, hanno una lunghezza compresa tra 10 cm e 20 cm circa, e hanno una larghezza compresa tra 60 μm e 200 μm circa. Pertanto hanno un'ottima risoluzione ma soltanto lungo una direzione. Le Strip sono disposte in modo tale da misurare al meglio la curvatura delle tracce, misura necessaria per calcolare l'impulso trasverso delle stesse. Per misurare l'altra direzione, meno importante, alcuni moduli sono stati dotati di due sensori, uno per ogni faccia del modulo, con le strip che formano un angolo di circa 10 mrad come mostrato in Figura 2.7. È stato scelto di utilizzare un angolo piccolo per migliorare ulteriormente la misura della curvatura delle particelle e, inoltre, per ridurre il problema dell'ambiguità presente nella misura.

Il calorimetro elettromagnetico

Il calorimetro elettromagnetico (ECAL) serve principalmente per misurare l'energia e la direzione di fotoni ed elettroni. Il calorimetro di CMS è composto da 61200 cristalli di piombo-tungsteno (PbWO_4) montati nel barrel e altri 7324 cristalli posizionati in ognuno dei due end-cap. I cristalli sono a forma di piramide tronca e coprono un angolo fino a $|\eta| \approx 3.0$. La granularità di ECAL è molto elevata e nel barrel è pari a $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.0174 \times 0.0174$ circa.

Il principio di funzionamento del calorimetro è il seguente [34]: quando un elettrone di energia $\gtrsim 1$ MeV raggiunge il calorimetro, questo emette un fotone per Bremsstrahlung in media ogni volta che percorre una lunghezza di radiazione $X_0(\text{PbWO}_4) \approx 8.9$ mm. In questo modo l'elettrone perderà la propria energia fino a quando non raggiungerà un energia $\lesssim 1$ MeV. Da qui in poi il

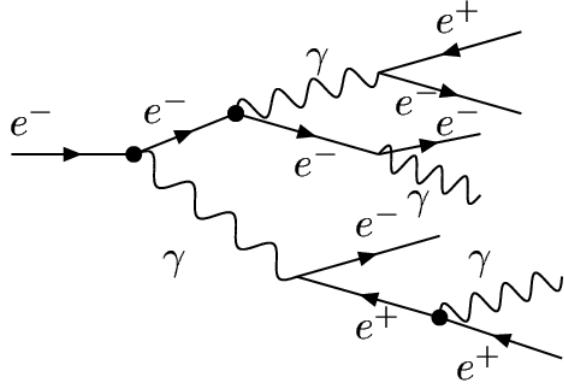


Figura 2.8: Schema di cascata elettromagnetica. [35]

principale processo diventa la perdita di energia per ionizzazione. I fotoni di alta energia emessi precedentemente creeranno coppie e^+e^- , che a loro volta emettono altri fotoni o rilasciano la propria energia per ionizzazione. I fotoni meno energetici subiranno effetto Compton o effetto fotoelettrico: in entrambi i casi verrà emesso un elettrone di bassa energia, che quindi perde energia per ionizzazione. Questo processo viene detto di cascata elettromagnetica ed è schematizzato in Figura 2.8. La dimensione trasversa della cascata dipende dal materiale. Per questo motivo viene definito come raggio di Moliere il raggio del cilindro che contiene in media il 68% dell'energia totale rilasciata. La lunghezza dello sciamo, invece, è proporzionale alla lunghezza di radiazione X_0 e al logaritmo dell'energia dell'elettrone.

Il PbWO₄ ha la caratteristica di essere scintillante. Quindi una frazione dell'energia persa per ionizzazione viene riemessa sotto forma di luce (per il PbWO₄ la lunghezza d'onda di emissione è $\lambda = (350 \div 550)$ nm. La luce emessa nel cristallo viene raccolta e misurata, e così si ottiene l'energia dell'elettrone iniziale. Per misurare la luce emessa CMS utilizza: fototriodi a vuoto nell'end-cap e fotodiodi a valanga nel barrel. La cascata elettromagnetica può essere generata in modo analogo anche da fotoni di alta energia: la differenza è che in questo caso la cascata inizia dalla produzione di coppie e^+e^- .

Inoltre, il calorimetro elettromagnetico rileva una parte dell'energia di altre particelle cariche (es. adroni carichi).

Nel 2006 il calorimetro è stato provato con un fascio di elettroni ed è stata misurata la seguente curva di risoluzione [36]:

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)^2 = \left(\frac{2.8\%}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{0.12\%}{E}\right)^2 + (0.30\%)^2 \quad (2.2)$$

dove E si intende l'energia dell'elettrone espressa in GeV.

Diversi motivi hanno influenzato la scelta del materiale con cui realizzare il calorimetro elettromagnetico. Innanzitutto il PbWO₄ è un materiale con una piccola lunghezza di radiazione, che consente al calorimetro di avere un'ottima

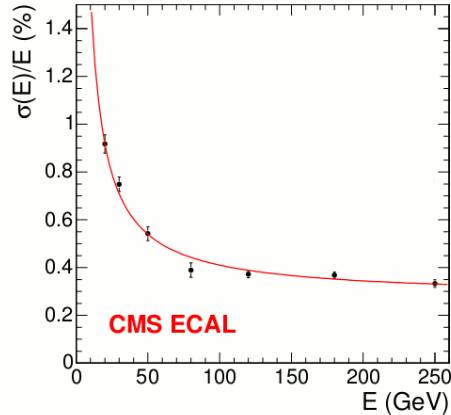


Figura 2.9: Risoluzione energetica del calorimetro elettromagnetico per un fascio di elettroni centrali, in funzione dell’energia. [37]

risoluzione energetica nonostante le dimensioni ridotte (vedi Figura 2.9). Inoltre ha le proprietà di: emettere l’80% della luce in soli 25 ns, avere un piccolo raggio di Moliere ($r_M \approx 2.10$ cm), essere resistente alla radiazione e funzionare anche in presenza di un forte campo magnetico.

Negli end-cap, il calorimetro è preceduto da un preshower. Esso consiste in due rivelatori al silicio posti sulle due facce di una lastra di piombo spessa due lunghezze di radiazione (≈ 1 cm). Questo strumento è utile per distinguere i singoli fotoni dalle coppie di fotoni provenienti dal decadimento del π_0 . Il preshower, inoltre, permette di determinare meglio il punto in cui ha origine la cascata elettromagnetica.

Il calorimetro adronico

Il calorimetro adronico è importante per la misura dell’energia dei jet, in particolare la loro componente neutra, e per la misura dell’energia trasversa mancante. Ha un funzionamento simile al calorimetro elettromagnetico. La principale differenza è che al posto delle interazioni elettromagnetiche ci sono interazioni di tipo forte. Un’altra differenza è che qui vengono utilizzati due materiali: uno (l’assorbitore) che serve per generare la cascata adronica e l’altro (lo scintillatore) che serve per misurare la cascata stessa. La struttura del calorimetro adronico è mostrato in Figura 2.10. È suddiviso in quattro parti: il barrel (HCAL-HB), l’end-cap (HCAL-HE), il calorimetro esterno (HCAL-HO) e il calorimetro in avanti (HCAL-HF). Nel complesso il calorimetro ha una dimensione compresa tra 1.77 m e 2.95 m.

In Figura 2.11 è mostrata la risoluzione energetica del calorimetro per un fascio di π^+ .

I rivelatori muonici

Come mostrato in Figura 2.12, a CMS esistono tre tipi di rivelatori muonici: i Drift Tube (DT), le Cathode Strip Chamber (CSC) e le Resistive Plate Chamber (RPC). Il principio di funzionamento dei tre rivelatori è simile, sono infatti tutti

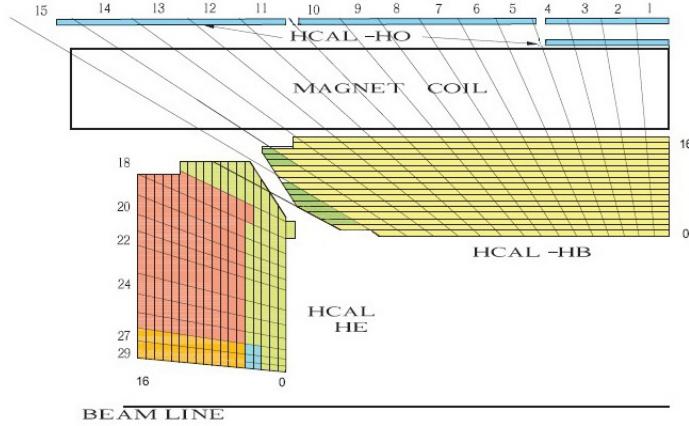


Figura 2.10: Il calorimetro adronico di CMS [31]. Nella Figura non è mostrato il calorimetro HF situato a $3 < |\eta| < 5$, che è visibile in Figura 2.4.

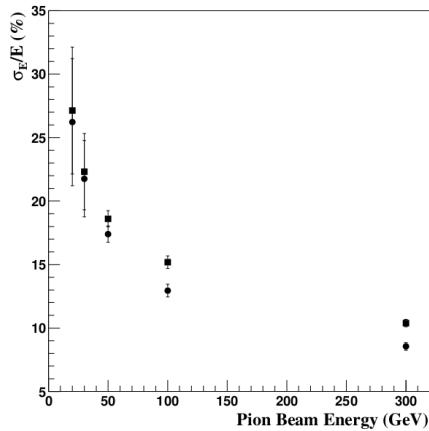


Figura 2.11: Risoluzione di HCAL-HB nella misura dell'energia di un fascio di π^+ . La risoluzione è stata calcolata come la radice dello scarto quadratico rispetto alla media (quadrati) o come la deviazione standard di un fit gaussiano (cerchi). [38]

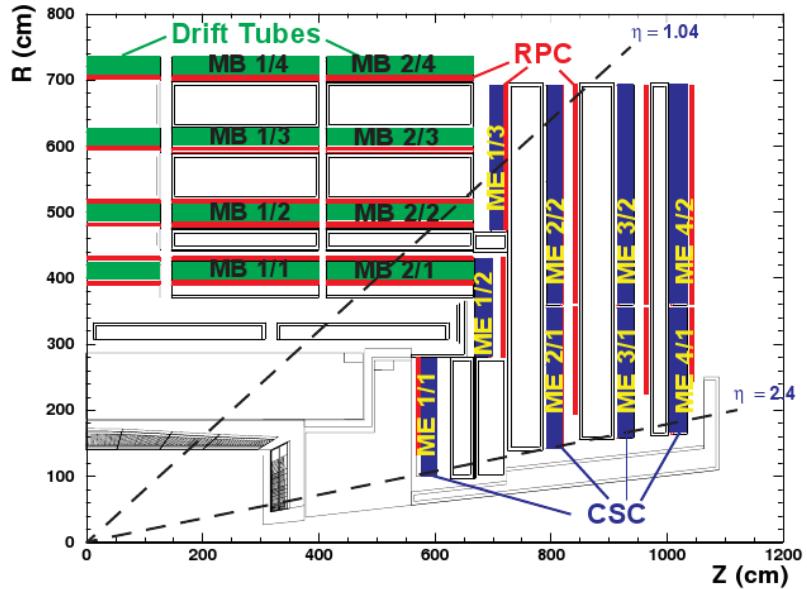


Figura 2.12: I rivelatori di muoni presenti in CMS [31].

rivelatori a gas: attraversando il rivelatore i muoni ionizzano il gas presente che è sottoposto ad un intenso campo elettrico, in seguito gli elettroni liberati nella ionizzazione vengono trasportati, raccolti e il segnale elettrico viene amplificato. Le camere muoniche sono i rivelatori più esterni di CMS perché i muoni, oltre ai neutrini, sono le uniche particelle in grado di attraversare completamente CMS. A tal proposito la Figura 2.13 mostra il numero di lunghezze di interazione presenti in CMS a partire dal punto di collisione. Si noti che per HCAL si hanno circa 10 lunghezze d'interazione, che significa che una particella adronica ha una probabilità di soli $e^{-10} \approx 5 \cdot 10^{-5}$ uscire da HCAL senza aver interagito con il rivelatore. Per gli elettroni e i fotoni, invece, la probabilità è ancora inferiore perché essi generano cascate elettromagnetiche.

2.2.2 La ricostruzione dell'evento

Ricostruire un evento significa ottenere dai dati grezzi (es. i segnali del tracciatore) le informazioni sulle particelle che li hanno generati (es. misura del p^\perp delle particelle cariche). In questo capitolo verrà discusso come in CMS vengono ricostruiti le tracce cariche, i vertici, gli elettroni, i fotoni, i jet, l'energia trasversa mancante (MET) e i muoni. Verrà inoltre spiegato come funziona l'algoritmo di Particle Flow e di come vengono riconosciuti i jet provenienti dai quark b. Su questi ultimi due punti verrà dato particolare rilievo perché verranno utilizzati nel capitoli 4 e 5 quando verranno presentati i nuovi trigger realizzati in questa tesi.

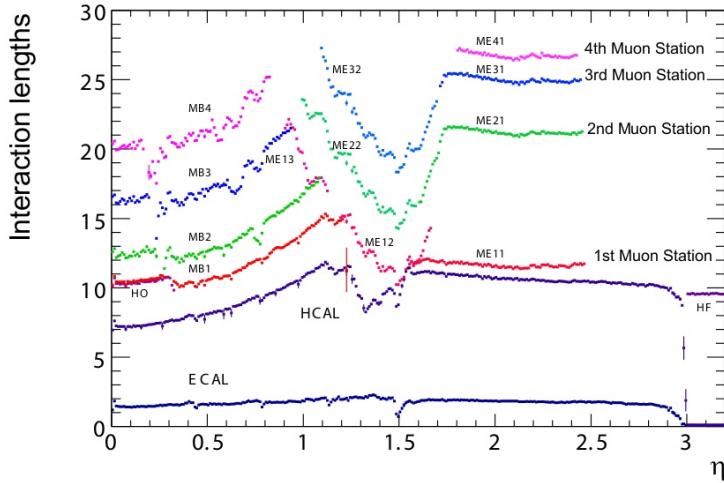


Figura 2.13: Le lunghezze di interazione, in funzione di η , comprese tra il punto di collisione e HCAL, ECAL, e i rivelatori di muoni [31].

Le tracce

Ricostruire le tracce significa individuare le traiettorie delle particelle cariche presenti, e quindi misurare il loro impulso trasverso. L'algoritmo utilizzato da CMS viene chiamato “Combinatorial Track Finder” (CTF).

Il primo passo della ricostruzione è l'individuazione degli *hits*, ovvero i punti in cui le particelle hanno attraversato il tracciatore. In generale la risoluzione sugli *hits* è inferiore alle dimensioni dei rivelatori. Ad esempio, nei Pixel la risoluzione sugli *hits* è di circa $10 - 20 \mu\text{m}$, mentre i suoi sensori sono larghi $100 - 150 \mu\text{m}$. La carica di ionizzazione, infatti, viene depositata in genere su più sensori a causa di fenomeni di diffusione o per il Lorent drift, come spiegato in Figura 2.14. Gli *hits* vengono quindi calcolati come il baricentro della distribuzione di carica e questo permette di avere un'incertezza inferiore rispetto alla dimensione dei sensori utilizzati.

Una volta ottenuti gli *hits* vengono ricostruite nell'ordine:

- le tracce con 3 *hits* nei Pixel e $p^\perp > 0.8 \text{ GeV}$;
- le tracce con soli 2 *hits* nei Pixel e $p^\perp > 0.8 \text{ GeV}$;
- le altre tracce a basso p^\perp che provengono dalla *beam spot*;
- le tracce che non vengono dalla *beam spot*. Di solito queste tracce provengono da decadimenti deboli di particelle generate nell'evento. Queste tracce, come vedremo, sono importanti capire se un jet è stato generato da un quark b.

Per ognuno di questi passi, gli *hits* che sono stati associati alle tracce ricostruite vengono eliminati. In questo modo quando si ricostruiscono le tracce successive si ha un combinatorio ridotto.

La ricostruzione delle tracce avviene secondo il seguente schema.

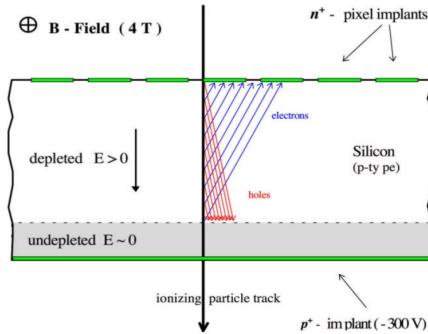


Figura 2.14: L'effetto dell'angolo di Lorentz: la presenza di un campo magnetico ortogonale al campo elettrico, fa sì che la traiettoria degli elettroni e delle lacune venga deviata rispetto al campo elettrico. Con angolo di Lorentz si intende proprio l'angolo tra la traiettoria delle particelle e il campo elettrico. Questo effetto permette alla carica di ionizzazione di distribuirsi su più sensori e quindi di migliorare la risoluzione sugli *hits*. [40]

- Vengono generati i *seeds*, cioè viene inizializzata la traccia, utilizzando tripletti di *hits* o doppietti di *hits* con il vincolo del punto di collisione. In questa fase si utilizzano solo gli *hits* con misure dirette in due dimensioni ($r - \phi$ e z) e si cercano di utilizzare preferibilmente i Pixel perché, essendo vicini al punto di collisione, subiscono meno lo scattering coulombiano multiplo.
- I *seeds* vengono extrapolati passo a passo, utilizzando il Kalman filter [39], lungo tutto il tracciatore e si osserva se sono presenti altri *hits* compatibili con la traccia. Ogni volta che si aggiunge un nuovo *hit*, i parametri della traccia vengono aggiornati.
- Se la traccia ottenuta ha i requisiti minimi richiesti viene salvata, altrimenti viene scartata.

I parametri utilizzati nella ricostruzione cambiano in base al tipo di tracce che si vogliono ricostruire. Per una descrizione dettagliata del meccanismo di ricostruzione delle tracce a CMS si veda [41] [42].

Nel complesso il tracciatore di CMS è un sistema molto efficiente. In Figura 2.15 è riportata l'efficienza del tracciatore nel rivelare i muoni e i pioni carichi. Per i muoni l'efficienza è circa del 99% per $|\eta| < 2$. Per i pioni l'efficienza è inferiore a causa delle interazioni forti dei pioni con il materiale del tracciatore. La Figura 2.16 mostra invece la risoluzione nella misura di p^\perp per un campione di muoni in funzione di $|\eta|$ e per diversi valori di p^\perp .

Il vertice primario

I vertici primari sono i punti in cui ci sono state le collisioni protone-protone. LHC ha una luminosità così elevata che durante la collisione tra i *bunch* vi sono in media circa 30 collisioni protone-protone, alla luminosità $\mathcal{L} = 7 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Questo effetto viene detto di *pile-up*. Per ricostruire ognuno di questi vertici di

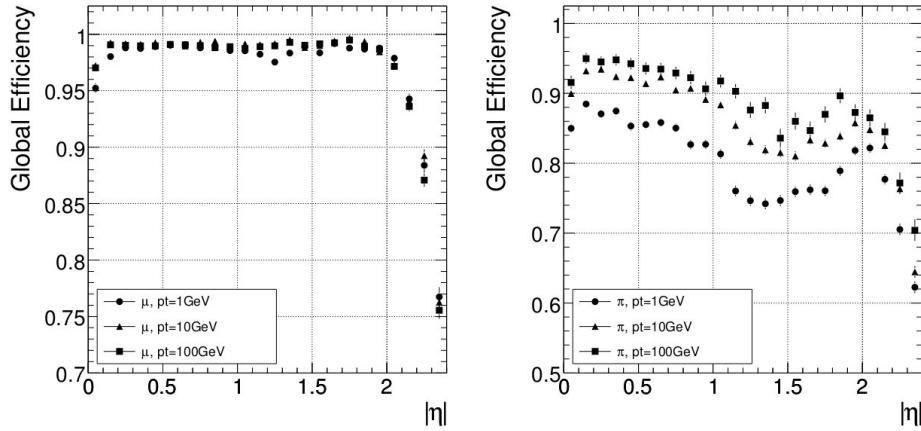


Figura 2.15: Efficienza del tracciatore nella ricostruzione dei muoni (sinistra) e dei pioni carichi (destra). [31]

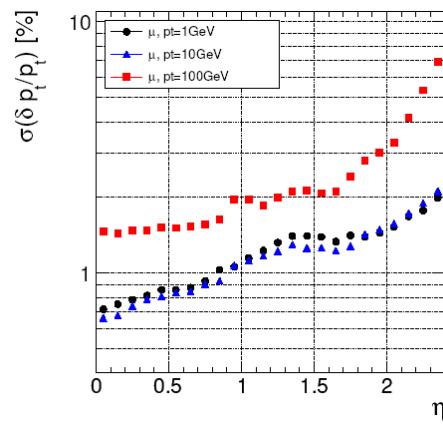


Figura 2.16: Risoluzione del tracciatore nella misura del p^\perp delle particelle cariche, per diversi valori di p^\perp e η . [31]

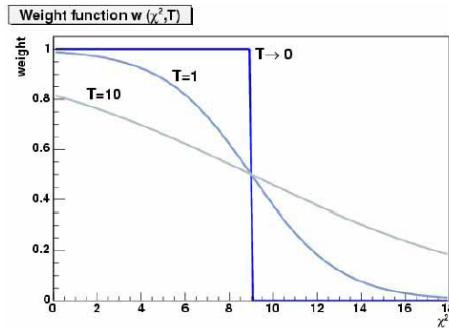


Figura 2.17: Il grafico della funzione (2.3). In particolare la Figura mostra i pesi dati alle tracce nel Adaptive Vertex Fitter in funzione di T e del loro χ_i^2 , per $\chi_c^2 = 9$. Si noti che quando $T = 0$ si ha una funzione a gradino centrata in χ_c^2 . [44]

interazione protone-protone esistono diversi metodi. Qui verrà presentato un algoritmo iterativo: l'Adaptive Vertex Fitter [43].

L'algoritmo inizia ipotizzando che tutte le tracce provengano da un solo vertice. Per questo motivo viene individuato, utilizzando un Kalman filter, il miglior candidato vertice. A questo punto, per ogni traccia viene calcolato il χ_i^2 dell'ipotesi che essa appartenga al candidato vertice. In seguito viene ricalcolato il candidato vertice, questa volta pesando di più le tracce che hanno un χ_i^2 inferiore, cioè quelle che più probabilmente appartengono al candidato vertice. Più precisamente, il peso che viene assegnato alle tracce è calcolato nel seguente modo:

$$w_i = \frac{1}{1 + \exp \frac{\chi_i^2 - \chi_c^2}{2T}} \quad (2.3)$$

dove χ_c^2 è un parametro costante, mentre T è un parametro che ad ogni iterazione viene fatto gradualmente diminuire fino a raggiungere $T = 0$. L'andamento della funzione w_i è mostrato in Figura 2.17. Da qui in poi l'algoritmo si ripete: ogni volta viene ricalcolato il candidato vertice utilizzando i pesi w_i e, con il nuovo vertice, vengono ricalcolati i valori dei pesi w_i . In ogni passaggio viene ridotto il valore del parametro T , fino a quando si raggiunge $T = 0$. In questo caso, per come è definita la funzione w_i , il candidato vertice finale verrà calcolato utilizzando le sole tracce aventi $\chi_i^2 < \chi_c^2$. Il parametro χ_c^2 è pertanto il χ^2 massimo delle tracce utilizzate nel calcolo del vertice finale.

Per individuare i vertici successivi si utilizza lo stesso algoritmo, ma verranno escluse le tracce che sono già state assegnate ad altri vertici.

I jet

Quando in un'interazione vengono generati quark o gluoni, questi non sono visibili singolarmente perché creano coppie di altri quark o gluoni in modo tale da schermare la loro carica di colore. Questo processo, descritto dalla QCD [13], genererà molte particelle adroniche e viene detto di adronizzazione. Pertanto, l'effetto visibile della produzione di quark o gluoni è un jet, cioè un insieme abbastanza collimato di particelle.

A CMS esistono quattro metodi per misurare l'energia dei costituenti di un jet [45]: Calorimeter Jet (CaloJet), Track Jet (TCJet), Jet-Plus-Tracks (JpT), Particle Flow Jet (pfJet).

I CaloJet vengono misurati utilizzando solamente torri formate dal calorimetro adronico ed elettromagnetico. Ogni torre è formata da una o più celle di HCAL e dalle corrispondenti di ECAL. Ad esempio per $|\eta| < 1.4$ ogni torre corrisponde a una cella di HCAL e a 5×5 celle di ECAL.

I TrackJet sono ricostruiti utilizzando unicamente il tracciatore. Vengono utilizzate solamente le tracce che superano alcuni tagli di p^\perp e di qualità.

L'obiettivo dei Jet-Plus-Tracks è quello di misurare la parte carica dei jet con il tracciatore, perché è più preciso, e solo la parte neutra con i calorimetri. Per fare questo si utilizza l'energia dei CaloJet a cui si aggiunge l'impulso delle corrispondenti tracce cariche. Per evitare il doppio conteggio dell'impulso delle tracce, viene stimata l'energia che esse hanno rilasciato nel calorimetro e viene sottratta.

I Particle Flow Jet (pfJet) verranno illustrati in seguito nel paragrafo sul Particle Flow.

In questa tesi verranno adoperati i pfJet nell'analisi e principalmente i CaloJet a livello di trigger.

Una volta misurata l'energia dei costituenti dei jet, questi possono essere formati utilizzando diversi algoritmi. In questa tesi verrà utilizzato principalmente l'algoritmo AntiKt5 [46].

L'energia trasversa mancante

L'energia trasversa mancante (MET) è una variabile fondamentale per riconoscere in un evento la presenza di neutrini. Per calcolarla si utilizzano i seguenti metodi [47]: CaloMET, TCMET, pfMET.

La CaloMET è la MET calcolata con il solo uso dei calorimetri. Viene calcolata come:

$$\text{MET} = - \sum_n \left(\frac{E_n}{\cosh \eta_n} \cos \phi_n + \frac{E_n}{\cosh \eta_n} \sin \phi_n \right) \quad (2.4)$$

dove E_n è l'energia depositata nella cella n-esima del calorimetro, e ϕ_n e η_n sono le variabili angolari della cella stessa. Se nell'evento sono presenti muoni, viene applicata una correzione, perché gran parte della loro energia non è contenuta nel calorimetro. Per questo motivo alla MET viene sottratto l'impulso dei muoni, mentre viene stimata e sommata l'energia depositata dai muoni nei calorimetri.

La TCMET, similmente ai TrackJet, è la MET corretta utilizzando anche le informazioni provenienti dal tracciatore.

La pfMET verrà introdotta nel paragrafo sul Particle Flow.

Gli elettroni e i fotoni

Sia elettroni che fotoni sono caratterizzati da un rilascio di energia (cluster) nel calorimetro elettromagnetico che non si estende anche al calorimetro adronico. Per distinguere elettroni da fotoni si vede se una traccia carica punta al cluster elettromagnetico e se il suo impulso è compatibile con l'energia misurata nel calorimetro. Se entrambe queste condizioni sono soddisfatte la traccia viene

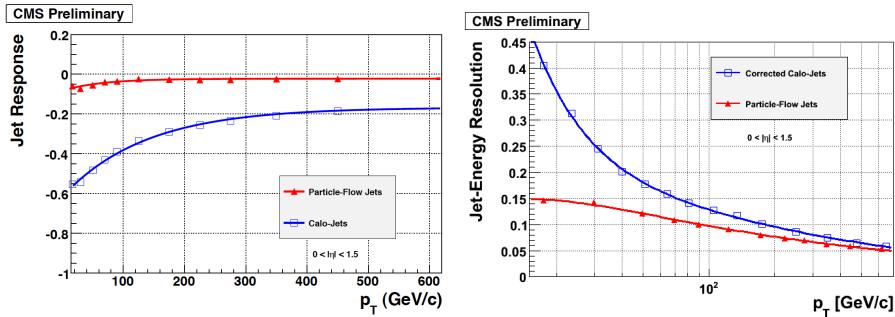


Figura 2.18: Confronto tra la ricostruzione dei CaloJet e quella dei pfJet per una simulazione. In particolare vengono mostrate la risposta del calorimetro (sinistra) e la risoluzione sull'energia (destra). [49]

identificata come elettrone, altrimenti il cluster viene identificato come fotone [48].

Il Particle Flow

Il Particle Flow è un algoritmo che combina le informazioni provenienti da tutti i sotto rivelatori, per cercare di ricostruire e di identificare tutte le particelle prodotte nelle collisioni, classificandole in: adroni carichi, adroni neutri, fotoni, elettroni, muoni. A partire da questi oggetti si possono ricostruire altri oggetti più complessi come i jets, la MET e il b -tag. Separando oggetti complessi in componenti più semplici, si ottiene una misura più precisa degli stessi. Ad esempio per quanto riguarda i jets, la loro energia non viene misurata direttamente dal calorimetro, ma viene misurata separatamente in tutte le sue componenti. In particolare l'energia delle particelle cariche a basso p^\perp viene misurata con il tracciatore, che ha una risoluzione nettamente migliore rispetto al calorimetro. Il miglioramento complessivo è notevole, sia in termini di frazione di energia osservata (risposta) che di risoluzione, come si può vedere in Figura 2.18. La Figura ??, invece, si riferisce alla ricostruzione della MET.

Il Particle Flow inizia dalla ricostruzione delle tracce. In seguito, vengono individuati i segnali presenti nei calorimetri e i più vicini vengono raggruppati in *cluster*.

Il passo successivo consiste nell'unire gli oggetti generati che appartengono ad una stessa particella. Per misurare la distanza di tra gli oggetti si utilizza una metrica così definita: $\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2$. Le tracce vengono extrapolate a partire dall'ultimo *hit* fino a ECAL e a HCAL. Qui si osserva se sono presenti dei *cluster* e, in questo caso, vengono collegati alla traccia. In questa fase vengono uniti anche i cluster di ECAL e di HCAL che si sovrappongono nel piano $\eta - \phi$. Inoltre vengono collegate le tracce che hanno le loro corrispondenti nelle camere muoniche nel piano $\eta - \phi$. La Figura 2.20 mostra un esempio in cui viene applicato il Particle Flow.

Infine c'è la vera e propria ricostruzione e identificazione delle particelle. Per prima cosa se le tracce delle camere muoniche sono compatibili con quelle del tracciatore, entro tre deviazioni standard, le tracce vengono definite come "Particle Flow-muon". In seguito vengono riconosciuti gli elettroni in base alla

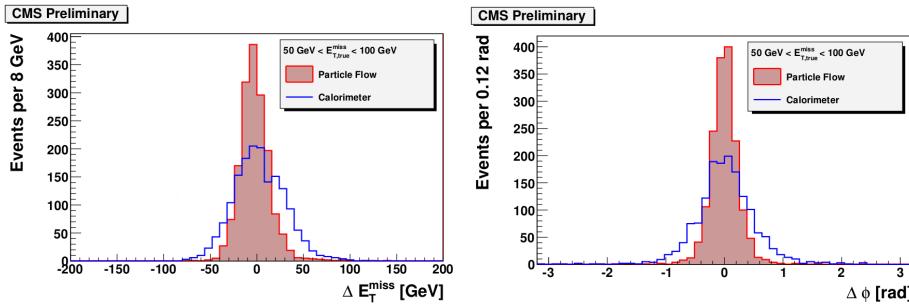


Figura 2.19: La Figura mostra le differenze tra la MET generata in una simulazione e la MET ricostruita con pfMET e CaloMET. In particolare vi è la differenza nella misura dell'energia (sinistra) e la differenza nella misura dell'angolo ϕ (destra). In entrambi i casi si può vedere che il miglioramento del Particle Flow è notevole. Per realizzare questi grafici è stato utilizzato un campione di eventi $t\bar{t}$ simulati. [49]

risposta dei calorimetri e alla loro traiettoria (tendono a perdere energia per Bremsstrahlung) e vengono così definiti i “Particle Flow-electron”. I fotoni tangentì alla traccia dell’elettrone vengono considerati di Bremsstrahlung e vengono collegati all’elettrone. Con le tracce cariche ricostruite si stima l’attività presente nei calorimetri. L’eventuale presenza di ulteriori segnali nei calorimetri permette di determinare la presenza di adroni neutri o di fotoni. I due tipi di particelle vengono distinti in base all’attività di ECAL e di HCAL. Una volta ricostruite tutte le particelle viene calcolata la pfMET. Per una descrizione completa del Particle Flow utilizzato a CMS si veda [49].

Il b -tag

Il “ b -tag” consiste nell’associare ai jet un numero, detto discriminante, tale che all’aumentare del valore del discriminante aumenta la probabilità che il jet in questione provenga da un quark b . Esistono diversi algoritmi di b -tag, dai più semplici ai più complessi. Gli algoritmi che verranno utilizzati in questa tesi sono due: il Track Counting e il Combined Secondary Vertex.

Quando un quark b adronizza e si forma il jet, esso ha almeno un adrone che contiene il quark b . Questo adrone decade debolmente, in un tempo $\approx 10^{-12}$ s, generando altre particelle. Dalla relazione relativistica $x = \beta \gamma \tau c$, si può calcolare che l’adrone, prima di decadere, percorre in media una distanza dell’ordine di centinaia di μ m. Il Track Counting si basa proprio sulla misura del parametro d’impatto delle particelle contenute in un jet. La Figura 2.21 mostra come viene calcolato il parametro d’impatto. Si noti nella Figura che, se si approssimasce la direzione del jet con quella dell’adrone B, tutte le tracce del decadimento dell’adrone si incrocerebbero nello stesso punto Q, cioè il punto sull’asse del jet di minima distanza dalla traccia considerata. Il punto Q corrisponde quindi approssimativamente al punto dove l’adrone B decade. Il punto S è il punto, appartenente alla traccia, di minima distanza con l’asse del jet. La minima distanza tra il punto V e la tangente alla traccia, passante dal punto S, definisce il parametro d’impatto. Si può scegliere se misurare questa distanza in 3D, oppure in 2D, cioè solo sul piano trasverso. Infine si definisce il segno del parametro

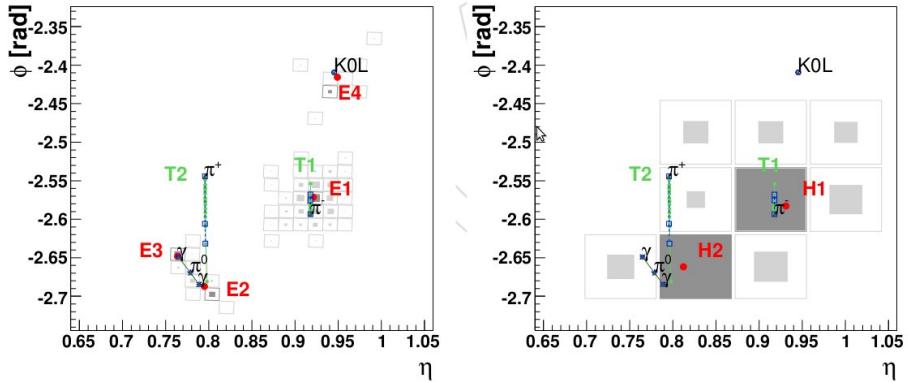


Figura 2.20: Il meccanismo di ricostruzione del Particle Flow per la simulazione di un evento con presenti: π_0 , π^+ , π^- , K^L_0 . I punti, nel piano $\eta - \phi$, in cui le particelle simulate giungono al calorimetro elettromagnetico e adronico sono determinati dai quadrati azzurri. Le linee verdi, T1 e T2, sono le tracce cariche ricostruite dal tracciatore. Nella figura di sinistra è mostrata l'attività del calorimetro elettromagnetico e i cluster individuati (cerchi rossi E1, E2, E3, E4). Sulla destra destra vi è invece l'attività del calorimetro adronico e i suoi cluster (cerchi rossi H1,H2). [49]

d'impatto nel seguente modo: se la proiezione del parametro d'impatto nella direzione del jet risulta nello stesso verso del jet, allora si considera il parametro d'impatto positivo; in caso contrario negativo. Il segno è utile per discriminare ulteriormente i b -jet dal fondo. Ci si aspetta infatti che le direzioni delle tracce provenienti dal vertice secondario siano simili alla direzione del jet, e quindi che abbiano un segno positivo.

Si noti che il parametro d'impatto è pressochè invariante rispetto all'energia dell'adrone B. Questo perché l'angolo di apertura della traccia rispetto alla direzione dell'adrone B è proporzionale a $1/\gamma$, mentre la distanza percorsa dall'adrone stesso prima di decadere è proporzionale a γ . Di solito, al posto di utilizzare come variabile il parametro d'impatto, si preferisce utilizzare la sua

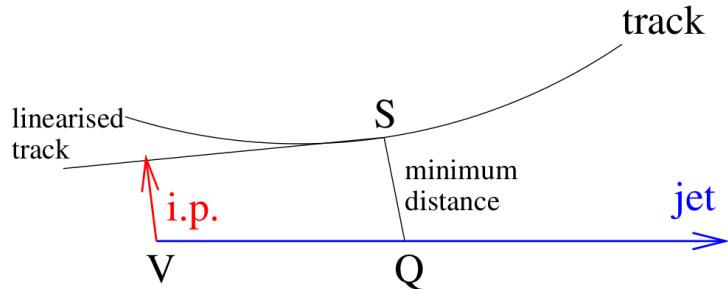


Figura 2.21: Definizione del parametro d'impatto. [50]

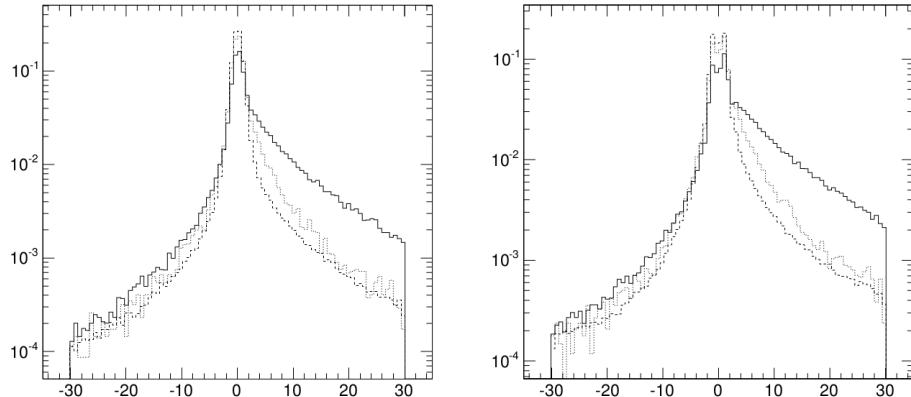


Figura 2.22: Distribuzione della significanza sul parametro d’impatto trasverso (sinistra) e 3D (destra) per: b -jet (linea intera), c -jet (linea punteggiata) e $udsg$ -jet (linea tratteggiata), per jet con $80 \text{ GeV} < p^\perp < 120 \text{ GeV}$. [50]

significatività definita come:

$$S = \frac{IP}{\sigma_{IP}} \quad (2.5)$$

dove IP è il parametro d’impatto, mentre σ_{IP} è l’incertezza sulla misura.

Per verificare il funzionamento del parametro d’impatto come discriminatore, si osservi la Figura 2.22. Da essa si nota che, correttamente, per grandi valori di parametro d’impatto si ha un campione sempre più puro di b -jet.

Il Track Counting è un algoritmo che utilizza come discriminante la n -esima traccia con parametro d’impatto più alto. Esistono vari tipi di Track Counting: Track Counting Very High Efficiency ($n = 1$), Track Counting High Efficiency ($n = 2$) e Track Counting High Purity ($n = 3$). La Figura 2.23 mostra, per diversi valori del discriminatore, la frazione di b -jet che superano il taglio (efficienza) e la frazione di non- b -jet che superano il taglio (*fake rate*).

Un altro metodo utilizzato per il b -tag è la ricerca di un vertice secondario. Dopo aver individuato un vertice primario, si considerano le tracce che gli appartengono con una significanza > 5 . Su queste tracce viene effettuato l’Adaptive Filter Vertex (già presentato nel paragrafo sul vertice primario). Se il vertice ricostruito soddisfa alcuni requisiti di qualità, viene definito come vertice secondario. A questo punto, in modo simile al Track Counting, si può utilizzare come variabile discriminante la significanza del fit sul vertice secondario. In questo caso si ottiene il discriminante Simple Secondary Vertex.

Un ulteriore metodo è il Combined Secondary Vertex (CSV). Questo metodo di b -tag è un’analisi multivariata di più variabili. Le variabili utilizzate sono:

- le caratteristiche del fit sul vertice primario;
- la distanza tra il vertice primario e secondario in 2D;
- l’angolo tra la direzione dei due vertici e la direzione del jet;
- la massa invariante delle tracce uscenti dal vertice secondario;

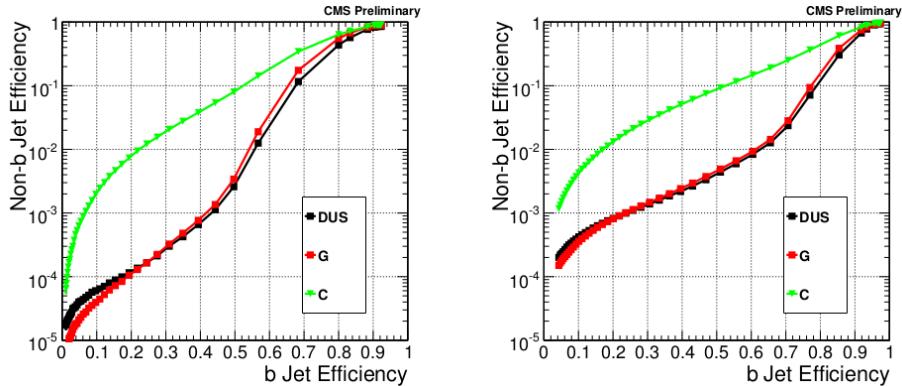


Figura 2.23: Probabilità per i non- b -jet (uds , c , g), in funzione della probabilità per i b -jet, di superare gli algoritmi di b -tag “Track Counting High Purity” (sinistra) e “Track Counting High Efficiency” (destra), per diversi tagli. [51]

- il numero di tracce contenute nei vertici;
- la frazione di energie tra i vertici;
- η delle tracce del vertice secondario rispetto alla direzione del vertice;
- la significatività del parametro d'impatto (con segno) 2D e 3D delle tracce rispetto al vertice primario;
- il numero di tracce presenti nel jet.

In questo modo si ottiene un miglior algoritmo di b -tag, la cui efficienza e *fake rate*, sono mostrati in Figura 2.24 e confrontati con gli altri metodi di b -tag utilizzati a CMS.

2.2.3 Il trigger

È previsto che a LHC i *bunch* avranno una distanza pari a $25 \text{ ns} \cdot c$. Pertanto nei punti di collisione si verificheranno fino a 40 milioni di eventi al secondo. CMS è in grado di registrare circa 1000 eventi al secondo, ognuno dei quali contiene in media decine di collisioni protone-protone. Il trigger è quello strumento che ha il compito di selezionare quali eventi registrare. CMS utilizza due sistemi di trigger: uno hardware (Level-1) e uno software (High Level Trigger).

Level-1 Trigger

Il Level-1 Trigger (L1) [52] utilizza principalmente moduli Field Programmable Gate Array (FPGA) e ha accesso solamente ad informazioni semplificate provenienti dai calorimetri e dai rivelatori muonici. Il trigger L1 è molto veloce (ha una latenza di $3\mu\text{s}$ circa) e ha il compito di ridurre il flusso di dati da una di frequenza di 40 MHz a, in media, 90 KHz. Per giungere alla scelta finale il trigger passa per diversi livelli, come mostrato in Figura 2.25.

Il primo livello sono i Local Triggers che calcolano l'energia depositata nei calorimetri e individuano gli *hits* nelle camere muoniche.

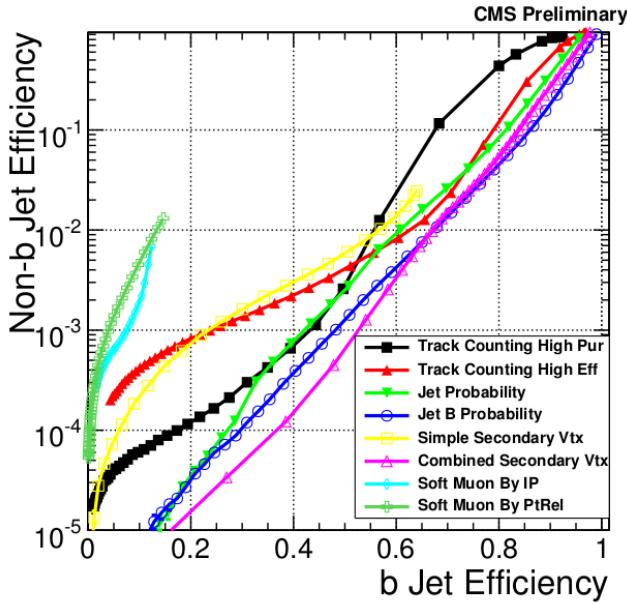


Figura 2.24: Il *fake rate*, in funzione dell’efficienza, per tutti gli algoritmi di b -tag utilizzati da CMS. [51]

Il secondo livello sono i Regional Triggers che combinano le informazioni precedenti per ricostruire alcune particelle (es. muoni o elettroni). A questo livello viene inoltre determinato l’impulso trasverso e la qualità degli oggetti ricostruiti.

Infine il Global Calorimeter Trigger e il Global Muon Trigger selezionano gli oggetti “più interessanti” provenienti dai Regional Trigger e li passano al Global Trigger. Quest’ultimo, infine, accetta l’evento solo se questo è compatibile con i requisiti richiesti dal particolare trigger L1 considerato.

Infatti, a seconda dell’analisi che si vuole effettuare, esistono diversi tipi di trigger L1 a CMS. Ad esempio in questa tesi verranno utilizzati i trigger L1_DoubleJetC64 e il trigger L1_ETM40. Il primo richiede, a livello L1, la presenza di almeno due jet centrali ($|\eta| < 2.5$) con $p^\perp > 64 \text{ GeV}$; mentre l’altro trigger richiede la presenza di un’energia trasversa mancante maggiore di 40 GeV.

Alcuni trigger vengono prescalati, cioè vengono fatti funzionare solamente in una frazione di eventi, perché altrimenti avrebbero rate troppo elevati. Ad esempio il trigger L1_ZeroBias è un trigger particolare che accetta tutti gli eventi: nel 2012 il suo rate sarebbe quindi stato di 20 MHz. Per questo motivo è stato prescalato di un fattore 9973, in modo tale da avere il trigger con un rate di 2 KHz circa.

Nel complesso a CMS sono stati previsti più di cento tipi di trigger L1. Quando almeno uno di questi fa passare l’evento, viene fatto girare l’High Level Trigger.

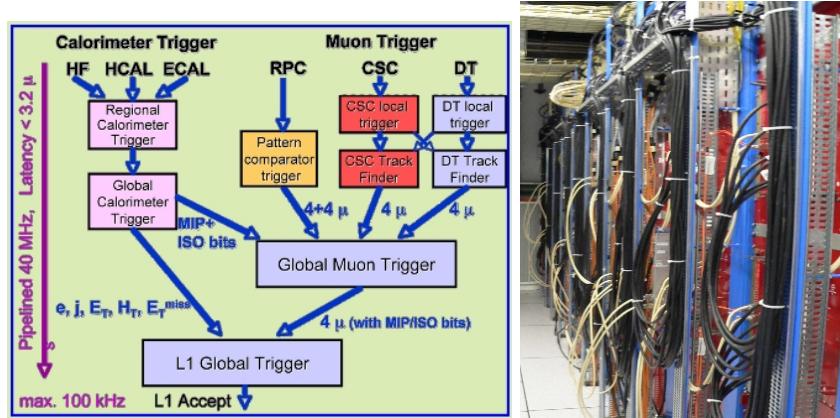


Figura 2.25: Schema di funzionamento del L1 trigger (sinistra) e una foto del Regional Calorimeter Trigger(destra). [54] [55]

High Level Trigger

L'High Level Trigger (HLT) [53] è un trigger software in grado di accedere tutte le informazioni del rivelatore. HLT può avere rate in ingresso fino a 100 kHz e in uscita fino a 1000 Hz. Il tempo medio impiegato dal HLT è dell'ordine di 100 ms (vedi Figura 2.26). HLT è programmato nel framework CMS Software (CMSSW), lo stesso che viene utilizzato per le analisi offline. In generale, HLT esamina ogni singolo evento a partire dalle informazioni più semplici (e veloci) fino a quelle più complesse (e lente). Il trigger appena riconosce che un evento non possiede le caratteristiche richieste, lo scarta immediatamente per ridurre il tempo medio di funzionamento del trigger stesso.

L'High Level Trigger è stato idealmente suddiviso in quattro livelli: L1, L2, L2.5, L3.

- Il livello 1 richiede semplicemente la presenza di particolari trigger L1 o di loro combinazioni logiche.
- Il livello 2 effettua ulteriori tagli, utilizzando solamente le informazioni provenienti dai calorimetri e dai rivelatori di muoni. Si occupa quindi di ricostruire i jet, l'energia trasversa mancante, gli elettroni, i fotoni e i muoni.
- Il livello 2.5 accede ai Pixel per ricostruire le tracce e per identificare il vertice primario. Le informazioni dei Pixel sono utili anche per distinguere fotoni da elettroni. Inoltre si osserva anche se esistono tracce in corrispondenza con le camere muoniche. Già a questo livello si può effettuare una prima selezione di b -tag.
- Il livello 3 accede anche alle Strip del tracciatore. In questo modo le tracce vengono ricostruite in modo più accurato, ma più lento. Utilizzando le nuove tracce si può ripetere quindi quanto già fatto al livello 2.5. Inoltre a livello 3 vengono effettuati anche tutti gli eventuali tagli più complessi (es. utilizzo del Particle Flow).

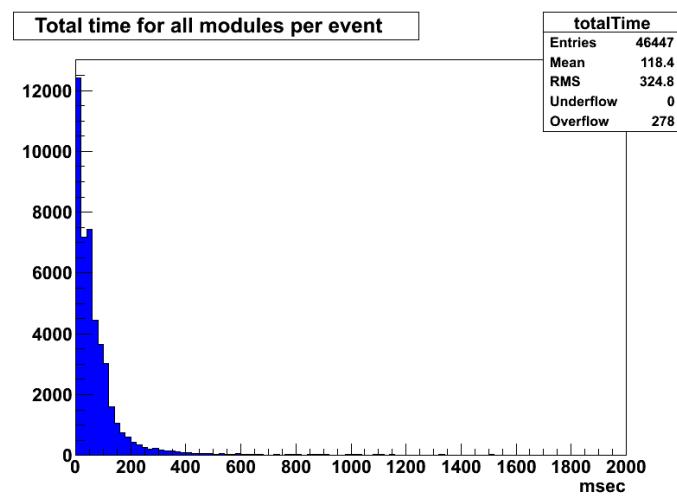


Figura 2.26: Distribuzione del tempo impiegato da High Level Trigger, per un campione di dati registrati nell’Aprile 2012 (pile-up medio ≈ 18).

Capitolo 3

La ricerca del canale di decadimento H(bb) a CMS

3.1 Le motivazioni

La nuova particella, recentemente scoperta a LHC, è stata osservata nei canali $H \rightarrow \gamma\gamma$ e $H \rightarrow ZZ^*$. Per verificare se la nuova particella corrisponde al bosone di Higgs sarà importante osservare, o escludere, il suo decadimento in fermioni. A questo scopo il principale canale utilizzato è $H \rightarrow b\bar{b}$, insieme a $H \rightarrow \tau\bar{\tau}$. Come già visto dalle Figure 1.2 e 1.3, il canale $pp \rightarrow H \rightarrow b\bar{b}$ è caratterizzato da un valore elevato della sezione d'urto per Branching Ratio, ma il fondo di QCD presente rende questo canale poco sensibile. Per questo motivo il decadimento $H \rightarrow b\bar{b}$ viene ricercato soprattutto in produzione associata con i bosoni vettore W/Z . Il decadimento leptonico dei bosoni vettore permette di ridurre fortemente il fondo di QCD, rendendo quindi questo canale più sensibile. Inoltre la presenza di leptoni ad alto p^\perp consente di realizzare trigger efficienti e con bassi rate. La produzione associata con i bosoni vettore è un canale particolarmente importante per misurare lo spin (J) e la parità (P) del bosone di Higgs [11]. Infatti, come mostrato in Figura 3.1, la massa invariante dei due bosoni prodotti è un'ottima variabile per distinguere se $J^P = 0^+, 0^-, 2^+$. Si noti che il valore $J = 1$ è già stato escluso dalla presenza del decadimento $H \rightarrow \gamma\gamma$.

3.2 L'analisi di CMS

L'analisi presentata nell'estate 2012 dalla collaborazione di CMS per il canale $pp \rightarrow H(b\bar{b}) + W/Z(\text{lept.})$ a CMS [56], riguardava cinque sotto-canali, precisamente: $W \rightarrow \mu\nu$, $W \rightarrow e\nu$, $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$, $Z \rightarrow e^+e^-$ e $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$. L'analisi utilizzava circa 5 fb^{-1} registrati nel 2011 ($\sqrt{s} = 7 \text{ GeV}$) e circa 5 fb^{-1} registrati nel 2012 ($\sqrt{s} = 8 \text{ GeV}$).

3.2.1 I trigger utilizzati

Tutti i trigger utilizzati nell'analisi sfruttano i leptoni provenienti dal decadimento dei bosoni vettore. Ad esempio, nel 2012 sono stati utilizzati diversi trig-

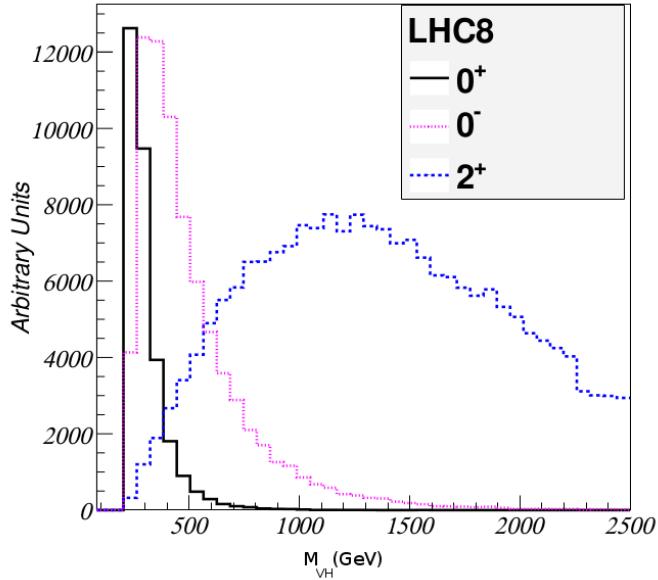


Figura 3.1: Distribuzione della massa invariante m_{ZH} degli eventi $Z + H$, nel caso $m_H = 125 \text{ GeV}$ e $J_H^P = 0^+, 0^-, 2^+$ [11].

ger che selezionavano gli eventi come soddisfacevano almeno una delle seguenti condizioni:

1. un muone con $p^\perp > 40 \text{ GeV}$;
2. un muone isolato con $p^\perp > 24 \text{ GeV}$;
3. un muone isolato con $p^\perp > 20 \text{ GeV}$ con energia trasversa mancante;
4. un elettrone con $p^\perp > 30 \text{ GeV}$;
5. un elettrone isolato con $p^\perp > 17 \text{ GeV}$ con energia trasversa mancante e due jet;
6. un elettrone isolato con $p^\perp > 27 \text{ GeV}$;
7. due elettroni isolati con $p_1^\perp > 17 \text{ GeV}$ e $p_2^\perp > 8 \text{ GeV}$;
8. MET $> 80 \text{ GeV}$ in aggiunta a due jet con $p_1^\perp > 30 \text{ GeV}$ e $\eta < |2.6|$;

I trigger 1 – 3 sono stati utilizzati per i canali $W(\mu\nu)$ e $Z(\mu^-\mu^+)$; i trigger 4 – 6 per $W(e\nu)$; il trigger 7 per $Z(e^+e^-)$; i trigger 8 – 9 per $Z(\nu\bar{\nu})$.

3.2.2 La ricostruzione dell'evento

Le variabili con cui è stata effettuata l'analisi sono basate sull'algoritmo di Particle Flow. Come vertice dell'evento primario viene scelto quello con $\sum_i p_{T,i}^2$ maggiore, dove $p_{T,i}$ è l'impulso trasverso dell' i -esima traccia associata al vertice. I jet vengono ricostruiti con l'algoritmo AntiKt con un'apertura $\Delta R = 0.5$, a

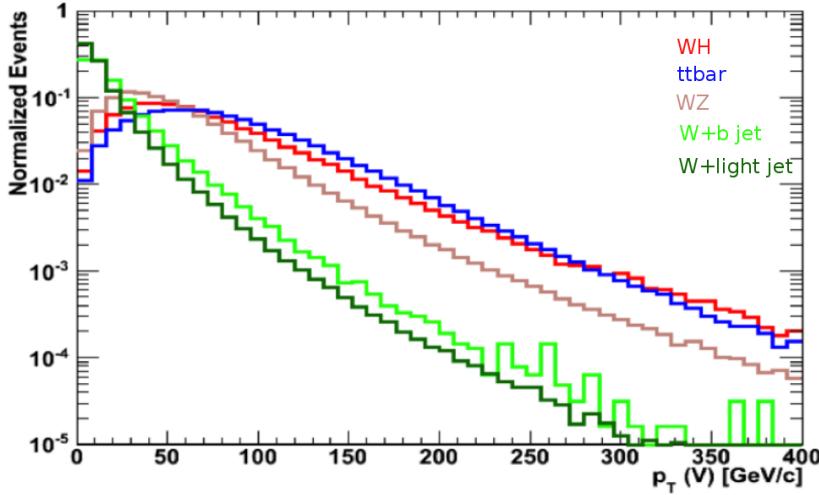


Figura 3.2: Distribuzioni dell’impulso trasverso del bosone W ricostruito per il segnale WH e per gli altri fondi riportati in Figura. Si può notare che a impulsi elevati vengono rigettati tutti i fondi eccetto il $t\bar{t}$.

partire dagli oggetti ricostruiti con il Particle Flow. Viene richiesto che almeno l’1% dell’energia dei jet venga osservata sia nel calorimetro adronico che in quello elettomagnetico. L’energia misurata viene corretta anche in base al pile-up dell’evento. Viene inoltre richiesto che i jet siano centrali ($|\eta| < 2.5$). Gli elettroni e i muoni vengono ricostruiti tramite il Particle Flow e viene richiesto che quelli provenienti da W/Z siano isolati. La MET viene calcolata come il negativo della somma vettoriale degli impulsi trasversi di tutti gli oggetti ricostruiti con il Particle Flow. Come algoritmo di b -tag è stato utilizzato il Combined Secondary Vertex (CSV).

Viene richiesto che sia i dati che le simulazioni superino gli stessi trigger e vengono applicati gli stessi algoritmi di ricostruzione. Nell’analisi sono stati tenuti in considerazione anche eventuali differenze che questi algoritmi possono presentare tra i dati e le simulazioni.

Uno dei tagli principali applicati è quello sull’impulso dei bosoni vettore. La richiesta di un elevato impulso permette di migliorare la reiezione del fondo come mostrato in Figura 3.2.

Nel 2011 erano stati richiesti i seguenti tagli:

- per $Z(l\bar{l})H$, $p^\perp(V) > 100 \text{ GeV}$;
- per $W(l\nu)H$, $p^\perp(V) > 150 \text{ GeV}$;
- per $Z(\nu\nu)H$, $p^\perp(V) > 160 \text{ GeV}$.

Per aumentare al sensibilità, nel 2012, sono state aggiunte le regioni a “basso” $p^\perp(V)$:

- per $Z(l\bar{l})H$, $50 \text{ GeV} < p^\perp(V) < 100 \text{ GeV}$;
- per $W(l\nu)H$, $120 \text{ GeV} < p^\perp(V) > 170 \text{ GeV}$;

Tabella 3.1: Variabili utilizzate per la BDT.

| Variabile: descrizione |
|---|
| p_j^\perp : impulso trasverso della coppia di jet del candidato Higgs |
| $m(jj)$: massa invariante della coppia di jet |
| p_{jj}^\perp : impulso trasverso del candidato Higgs |
| p_V^\perp : impulso trasverso del candidato bosone vettore (o Particle Flow MET per $Z(\nu\nu)$) |
| CSV_{\max} : CSV maggiore fra la coppia di jet |
| CSV_{\min} : CSV minore fra la coppia di jet |
| $\Delta\phi(V, H)$: differenza in ϕ tra il candidato Higgs e il bosone V (o MET per $Z(\nu\nu)$) |
| $ \Delta\eta(jj) $: differenza in η nella coppia di jet |
| $\Delta R(jj)$: differenza in $\eta - \phi$ nella coppia di jet |
| N_{aj} : numero di ulteriori jet presenti nell'evento (con $p^\perp > 30 \text{ GeV}$ e $ \eta < 4.5$) |
| $\Delta\phi(\text{MET}, \text{jet})$: distanza minima in ϕ tra MET e $ \eta < 4.5$ |
| $\Delta\theta_{\text{pull}}$: variabile sulla forma dei jet, sensibile al loro colore [58] |

- per $Z(\nu\nu)H$, $120 \text{ GeV} < p^\perp(V) < 160 \text{ GeV}$.

Queste nuovi regioni hanno permesso di aumentare la sensibilità del 10% ÷ 15% per ciascun canale.

I jet provenienti dal decadimento del bosone di Higgs vengono identificati come la coppia di jet centrali con p^\perp più elevato. Su questi jet viene applicato un taglio sul b -tag utilizzando il CSV. Per ottenere una misura più precisa dell'energia dei b -quark che ha generato i jet, è stata realizzata una Boost Decision Tree (BDT) [57] utilizzando le informazioni disponibili sul jet (vertice secondario, frazione carica, distribuzione delle tracce e altro). In questo modo la risoluzione sulla massa dell'Higgs è stata migliorata di circa il 15%, raggiungendo una risoluzione di circa 10 GeV.

I principali fondi ($V + \text{jets}$ e $t\bar{t}$) sono stati studiati, confrontando dati e simulazioni, in apposite regioni di controllo, ortogonali tra loro e vicine al segnale. Qui, attraverso fit, sono stati individuati i fattori di scala da applicare ai diversi fondi. Questi fattori possono correggere anche eventuali discrepanze presenti tra le selezioni eseguite sui dati e sulle simulazioni.

Per l'analisi finale è stata realizzata una BDT, con le variabili riportate in Tabella 3.2.2, per discriminare il segnale dal fondo. Sull'uscita della BDT è stato effettuato un fit che ha permesso di migliorare di circa il 15% la sensibilità del segnale, rispetto a un semplice analisi Cut&Count. Nel complesso sono stati effettuati 20 fit (5 canali, per alto e basso $p^\perp(V)$, per $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ e $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$). Un esempio di uscita della BDT per un canale è riportato in Figura 3.3.

Il risultato finale è il plot di esclusione sulla sezione d'urto del bosone di Higgs, mostrato in Figura 3.4. I valori osservati mostrano un lieve eccesso di eventi compatibile con il fondo in due deviazioni standard. Effettuando un taglio sulla BDT di ogni canale è stata realizzata anche la distribuzione della massa invariante $b\bar{b}$ di Figura 3.5.

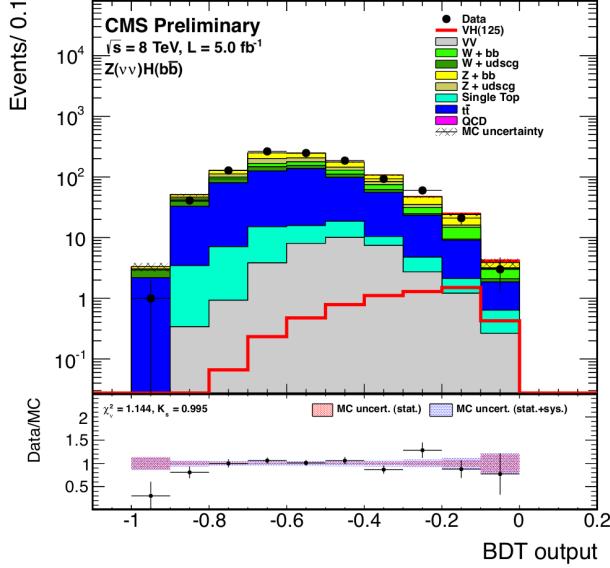


Figura 3.3: Uscita del BDT per il canale $H(b\bar{b}) + Z(\nu\bar{\nu})$ con MET > 160 GeV e $\sqrt{s} = 8$ TeV. [56]

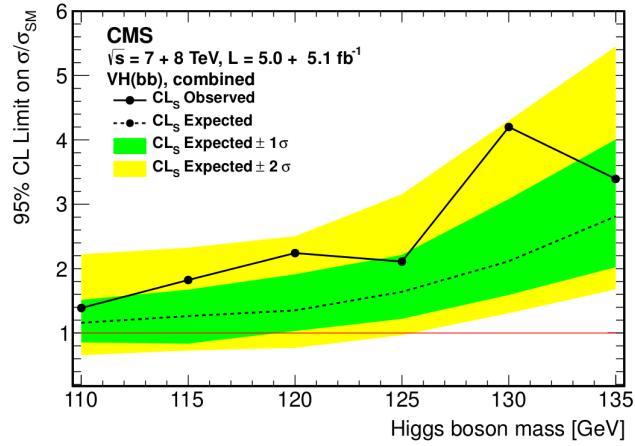


Figura 3.4: Limite di esclusione, con una livello di confidenza del 95%, del rapporto tra la sezione d'urto di produzione del bosone di Higgs e quella prevista dal MS. La linea continua corrisponde al limite osservato, mentre quella tratteggiata al limite atteso. [56]

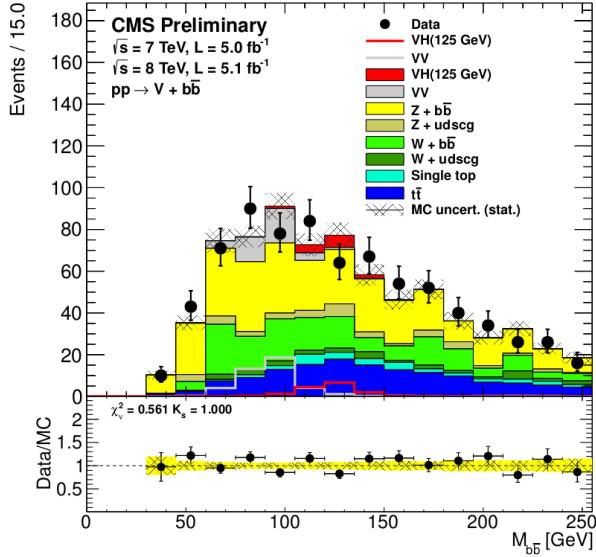


Figura 3.5: Distribuzione della massa invariante della coppia di b -quark per tutti i canali $H \rightarrow b\bar{b}$. Gli eventi sono stati selezionati in base alla BDT di ogni canale, in modo da migliorare la sensibilità nella distribuzione della massa invariante [56].

3.2.3 Il canale $Z(\nu \nu) + H(b b)$

In questo paragrafo verrà presentato il canale $H + Z \rightarrow b\bar{b} + \nu\bar{\nu}$ e in particolare verranno mostrati i tagli utilizzati nell'ultima analisi Cut&Count effettuata da CMS. Questi tagli verranno utilizzati nella sezione 4.2 come riferimento per la misura dell'efficienza del nuovo trigger.

Il branching ratio della Z nel canale invisibile è di circa il 20%, molto maggiore rispetto a quello in elettroni o in muoni (circa il 3.3%). Quando il bosone Z viene prodotto con un elevato p^\perp , gli eventi di segnale sono caratterizzati da un'elevata MET, dovuta all'impulso trasverso dei neutrini non rivelato. L'altra caratteristica degli eventi di segnale è la presenza di due b -jet, che consentono l'utilizzo del b -tag per ridurre il fondo. Ci si aspetta che l'evento sia bilanciato sul piano trasverso e, per questo motivo, che la MET presente sia bilanciata con il p^\perp del candidato Higgs, compatibilmente con le incertezze nelle misure.

3.2.4 I trigger

L'elemento chiave dei trigger è la presenza di elevata MET. Nel 2011, per il canale $H + Z \rightarrow b\bar{b} + \nu\bar{\nu}$, i trigger utilizzati richiedevano:

- $\text{pfMET} > 150 \text{ GeV}$,
- oppure $\text{CaloMET} > 100 \text{ GeV}$ con due CaloJet centrali ($\eta < |2.5|$) aventi $p^\perp > 20 \text{ GeV}$ [59].

In tutti i trigger, viene utilizzato come trigger hardware L1_ETM_30 che richiede la presenza di $\text{MET} > 30 \text{ GeV}$ a livello 1.

L'elevata soglia in MET ha permesso a questi trigger di mantenere rate dell'ordine dell'Hz durante il 2011. Ad esempio nel run = 178098 (ottobre 2011) quando la luminosità istantanea era circa $\mathcal{L} = 3.2 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ i due trigger avevano un rate di $\approx 3 \text{ Hz}$.

3.2.5 Le analisi

Seguendo la topologia del segnale, nel Dicembre 2011 CMS ha presentato un'analisi Cut&Count per il canale $H + Z \rightarrow b\bar{b} + \nu\bar{\nu}$, basata sui seguenti tagli [60]:

- $\text{pfMET} > 160 \text{ GeV}$;
- La coppia di jet con p^\perp totale più elevato viene considerato come candidato Higgs e si richiede abbia $p_{jj}^\perp > 160 \text{ GeV}$;
- I due jet del candidato Higgs devono essere centrali, cioè con $|\eta| < 2.5$, e il jet con p^\perp più elevato deve avere $p_1^\perp > 80 \text{ GeV}$ mentre per l'altro si richiede $p_2^\perp > 30 \text{ GeV}$;
- Il jet del candidato Higgs con CSV più elevato deve avere $\text{CSV}_1 > 0.898$, mentre l'altro $\text{CSV}_2 > 0.5$;
- Il $\Delta\phi$ tra la MET e il candidato Higgs > 2.90 ;
- Non ci devono essere leptoni con $p^\perp > 20 \text{ GeV}$ e $|\eta| < 2.5$.
- I jet con $p^\perp > 20 \text{ GeV}$ e $|\eta| < 2.5$ devono avere $\Delta\phi(\text{MET}, \text{jets}) > 1.5$;

L'ultimo taglio è particolarmente importante per eliminare il fondo riducibile di QCD. Una errata misura del p^\perp di un jet può, infatti, dare luogo a una MET anche elevata, ma in questo caso ci si aspetta che la MET si trovi "vicino" ad altri jet. In altre parole, questo tipo di eventi avranno un piccolo $\Delta\phi(\text{MET}, \text{jets})$ e quindi si possono riconoscere e scartare.

Nel Dicembre 2011 è stata presentata anche un'analisi Cut&Count basata sull'uscita di una BDT, realizzata con le variabili già citate nella Tabella 3.2.2. Durante l'aggiornamento con i nuovi dati del 2012 l'analisi è stata migliorata introducendo una shape analysis sull'uscita della BDT. È stata inoltre migliorata la misura dell'energia dei jet, e quindi sulla misura della massa dell'Higgs, utilizzando un'analisi multivariata. In particolare è stata aggiunta una nuova regione a $120 \text{ GeV} < \text{pfMET} < 160 \text{ GeV}$ che ha contribuito a migliorare la sensibilità del canale di circa il 15%. Nel prossimo capitolo verrà proposto un metodo per estendere ulteriormente l'analisi fino a $80 \text{ GeV} < \text{pfMET} < 120 \text{ GeV}$.

Capitolo 4

Il trigger per il canale $H + Z \rightarrow b\bar{b} + \nu\bar{\nu}$ a bassa MET

In questo capitolo verrà presentato il lavoro centrale di questa tesi, ovvero la realizzazione di un trigger per osservare il canale $H + Z \rightarrow b\bar{b} + \nu\bar{\nu}$ nella regione di bassa MET. Nella prima parte, dopo aver spiegato le motivazioni che spingono a studiare questo canale, verranno illustrati i criteri con cui è stato realizzato il nuovo trigger. Nella parte finale del capitolo verranno utilizzati i primi 5 fb^{-1} di dati raccolti dal nuovo trigger per misurare l'efficienza del trigger stesso e per verificare con una possibile analisi Cut&Count se la regione a bassa MET per il canale studiato possa contribuire alla ricerca di $H \rightarrow b\bar{b}$.

4.1 Le motivazioni

Come già detto nel capitolo 3, secondo il MS il principale canale di decadimento del bosone di Higgs di bassa massa è quello nella coppia di quark $b\bar{b}$, ma il fondo di QCD rende questo canale praticamente inutilizzabile in maniera inclusiva per la ricerca stessa del bosone. Per questo motivo il decadimento $H \rightarrow b\bar{b}$ viene ricercato principalmente in produzione associata con i bosoni W o Z. In particolare, in questa tesi è stato studiato il canale $H + Z \rightarrow b\bar{b} + \nu\bar{\nu}$. Gli eventi di questo canale sono caratterizzati dalla presenza di due b -jet ad alto p^\perp e di MET, dovuta ai due neutrini che non vengono rivelati. Come mostrato nel paragrafo 3.2.3, le analisi precedenti hanno studiato questo canale solo nella regione con $\text{MET} > 120 \text{ GeV}$, anche a causa delle limitazioni dei trigger esistenti. L'obiettivo di questa tesi è realizzare un nuovo trigger, efficiente a bassa MET, che permetta di estendere l'analisi $H + Z \rightarrow b\bar{b} + \nu\bar{\nu}$ alla regione $\text{MET} > 80 \text{ GeV}$.

4.2 Il trigger a bassa MET

Per accedere al canale $H + Z \rightarrow b\bar{b} + \nu\bar{\nu}$ a bassa MET è necessario introdurre trigger con soglie in MET più basse rispetto a quelle utilizzate precedentemente (vedi paragrafo 3.2.4). Purtroppo l'abbassamento delle soglie farebbe aumentare fortemente il rate portandolo a livelli insostenibili. È quindi necessario

introdurre nuovi tagli per ridurre il rate. Per questo motivo è stato aggiunto un taglio sul b -tag a livello di trigger.

L'obiettivo finale è quello di ottenere un trigger ad alta efficienza ($\approx 90\%$) anche nella regione a bassa MET (≈ 100 GeV), che abbia un rate compatibile con i vincoli di CMS (≈ 5 Hz). È anche necessario che l'introduzione del nuovo trigger non aumenti il tempo complessivo di funzionamento di HLT oltre i 5 ms.

4.2.1 Il trigger del 2011

Nel 2011 era già presente un trigger, chiamato **DiCentralJet20 BTagIP MET65**, che utilizzava il b -tag per abbassare la soglia in MET. Tale trigger, che per $\mathcal{L} = 3.2 \cdot 10^{33}$ cm $^{-2}$ s $^{-1}$ aveva un rate di circa 6 Hz, era implementato attraverso la seguente selezione:

- MET > 30 GeV a livello 1 (hardware);
- CaloMET > 65 GeV e la presenza di almeno 2 CaloJets (aventi $p^\perp > 20$ GeV e $|\eta| < 2.6$);
- un jet con almeno due tracce aventi una significatività sul parametro d'impatto $IP/\sigma_{IP} > 4$ (algoritmo di Track Counting).

Un lavoro preliminare è stato quello di studiare l'efficienza di questo trigger nella regione di bassa MET e in un regime di alto pile-up, per prevedere il suo comportamento nelle condizioni di luminosità e pile-up previste per il 2012. L'efficienza è stata calcolata come la frazione di eventi di segnale che superano il trigger in una certa selezione, ovvero:

$$\epsilon = \frac{N_{\text{pass}(\text{Trigger} \cap \text{OfflineCut})}}{N_{\text{pass}(\text{OfflineCut})}} \quad (4.1)$$

dove $N_{\text{pass}(\text{OfflineCut})}$ è il numero di eventi di segnale simulati che superano alcuni tagli offline di riferimento, mentre $N_{\text{pass}(\text{Trigger} \cap \text{OfflineCut})}$ è il numero di eventi che superano anche la simulazione del trigger. Per lo studio dell'efficienza sono stati utilizzati come tagli di riferimento sia quelli dell'analisi 2011 (vedi paragrafo 3.2.5) che dei tagli meno restrittivi (che verranno chiamati **LooseCut**), definiti come:

- pfMET > 100 GeV;
- $p_{jj}^\perp > 100$ GeV;
- $p_1^\perp > 60$ GeV e $p_2^\perp > 30$ GeV;
- CSV₁ > 0.898 e CSV₂ > 0.5 .

L'efficienza di questo trigger è stata dunque calcolata in funzione di pfMET e confrontata con quella di altri trigger che non utilizzano il b -tag. Le efficienze ottenute sono mostrate nelle Figure 4.1 e 4.2. Nella prima figura non è stato applicato alcun taglio offline, nella seconda sono stati utilizzati i tagli di riferimento dell'analisi 2011. Dalle figure si può vedere che la scelta di utilizzare il b -tag a livello di trigger risulta vantaggiosa in un regime di bassa MET (80 GeV $<$ pfMET $<$ 120 GeV). In quella regione rispetto ad un trigger che

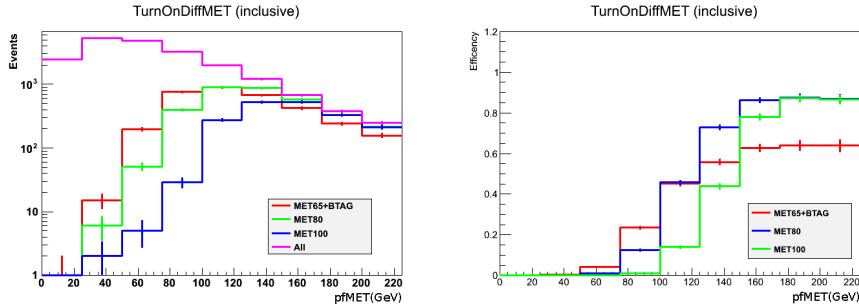


Figura 4.1: I grafici sono stati realizzati interamente da simulazioni. Sulla sinistra vi è la distribuzione in pfMET di tutti gli eventi di segnale (“All”) e degli eventi di segnale che hanno superato i diversi trigger (es. “MET65+BTAG”). Sulla destra vi è l’efficienza ottenuta in funzione di pfMET. Si noti che per grandi valori di pfMET l’efficienza è la stessa per i diversi trigger di sola MET (le linee blu e verdi si sovrappongono).

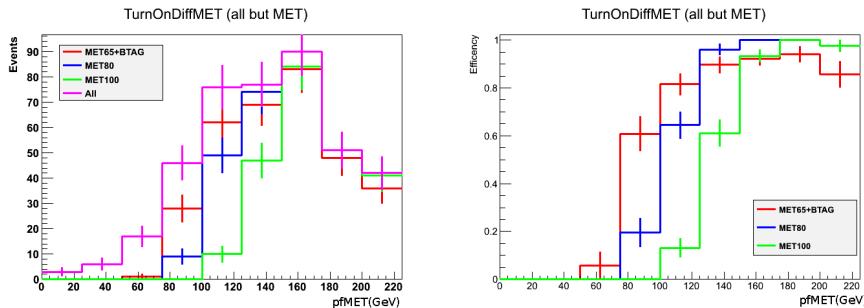


Figura 4.2: La Figura è analoga alla Figura 4.1, ma qui a tutti gli eventi sono stati applicati i tagli dell’analisi 2011, eccetto il taglio in MET.

richiede CaloMET > 80 GeV, il trigger studiato ha un efficienza superiore del 30% circa. Dai grafici emerge anche che per mantenere una buona efficienza nella regione di bassa MET, è necessario utilizzare trigger che non taglino oltre CaloMET > 65 GeV.

Con l’aumento della luminosità e del pile-up previsti per il 2012 il trigger DiCentralJet20 BTAGIP MET65 avrebbe avuto un rate troppo elevato, stimato attorno ai 20 Hz.

Per questo motivo è stato sviluppato il nuovo trigger le cui principali novità sono descritte nei prossimi paragrafi e sono: il Combined Secondary Vertex, il Fast Pixel Vertexing, il taglio sulla Particle Flow MET introdotti a HLT.

4.2.2 Il Fast Pixel Vertexing

Come spiegato nel paragrafo 2.2.2, la ricostruzione delle tracce è un processo indispensabile per effettuare il b -tag. Anche nel caso in cui venga effettuata con il solo uso dei Pixel, questo passaggio risulta particolarmente complesso: combinare il segnale proveniente dai 66 milioni di Pixel al fine di individuare le tracce richiede infatti un tempo abbastanza elevato. Ad esempio nel trigger

Di CentralJet20 BTagIP MET65 la ricostruzione delle tracce richiede un tempo medio di ≈ 150 ms, se vengono utilizzati solo i Pixel, e di oltre 300 ms, se viene utilizzato l'intero tracciatore. Per velocizzare la ricostruzione delle tracce, e quindi ridurre il tempo complessivo impiegato dal trigger, è stato introdotto un nuovo algoritmo, chiamato Fast Pixel Vertex.

Di solito i trigger prima ricostruiscono le tracce e, in seguito, identificano il vertice dell'evento primario utilizzando le tracce ricostruite. Il nuovo algoritmo invece identifica con risoluzione molto modesta il vertice primario prima ancora di ricostruire le tracce, utilizzando i jet ricostruiti dai calorimetri e gli *hits* identificati nei Pixel. In questo modo quando avviene la successiva ricostruzione delle tracce vengono ricostruite solamente quelle compatibili con il vertice primario individuato, riducendo fortemente i tempi impiegati. Una volta ottenute le tracce viene nuovamente ricostruito il vertice primario, ma questa volta con una risoluzione migliore (circa $100\ \mu\text{m}$).

Nel dettaglio, il Fast Pixel Vertex consiste essenzialmente nei seguenti passi:

1. Vengono ricostruiti i jet con il solo uso dei calorimetri (si considerano solo i jet con $p^\perp > 30\ \text{GeV}$ e $|\eta| < 1.7$).
2. Vengono ricostruiti gli *hits* nei Pixel che hanno un angolo ϕ e η compatibile con quello dei jet.
3. Utilizzando la variabile η del jet corrispondente, si proiettano gli *hits* fino alla linea di fascio e si localizza il punto con la maggior concentrazione di *hits* proiettati (vedi Figura 4.3).
4. Si sceglie quel punto come vertice primario. Questa misura ha un incertezza dell'ordine di $0.4\ \text{cm}$ circa (vedi Figura 4.4).
5. In seguito avviene la ricostruzione delle tracce con i Pixel, ma vengono ricostruite solo le tracce appartenenti al vertice primario ricostruito e ai jet considerati.
6. Utilizzando queste tracce viene ricostruito nuovamente il vertice primario questa volta con risoluzione di $\approx 100\ \mu\text{m}$, che verrà utilizzato per effettuare il *b*-tag.

In alcuni casi ($\approx 9\%$) il Fast Pixel Vertex ricostruisce un vertice che non corrisponde a quello primario. Per recuperare questo tipo di eventi al termine del Fast Pixel Vertex sono stati aggiunti i seguenti passi di controllo:

1. Si verifica che tra le tracce ricostruite partendo dal Fast Pixel Vertex ve ne siano alcune appartenenti al jet con p^\perp più elevato dell'evento.
2. Si verifica che almeno il 10% dell'impulso trasverso dei jet utilizzati nella ricostruzione venga osservato nelle tracce ricostruite con il Fast Pixel Vertex.
3. Se una delle due condizioni non viene verificata, allora viene utilizzato il “vecchio” algoritmo, cioè vengono ricostruite tutte le tracce dell'evento e poi viene identificato il vertice primario.

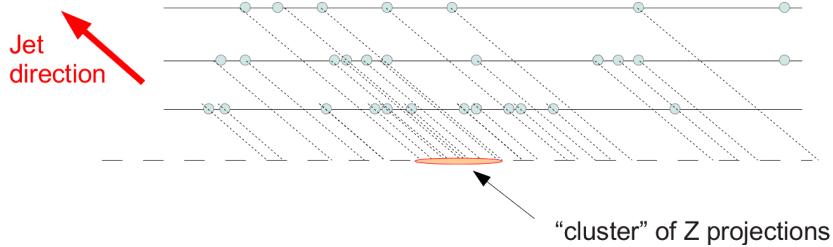


Figura 4.3: La ricostruzione del vertice primario con il Fast Pixel Vertex. I cerchi, che corrispondono agli *hits* ricostruiti nei Pixel, vengono proiettati lungo la direzione del jet, fino alla linea dei fasci (linea tratteggiata). Qui si misura la coordinata z_{proj} ottenuta per ogni *hit* e si osserva se essi si concentrano attorno ad un valore. Ci si aspetta infatti gli *hits* proiettati si concentrino in corrispondenza del vertice dell'evento primario.

Nel complesso l'algoritmo ottenuto è estremamente veloce. Infatti il tempo medio complessivo impiegato dal Fast Pixel Vertex è soltanto circa un terzo del tempo utilizzato dai precedenti algoritmi, come mostrato nell'esempio di Figura 4.5. Inoltre l'algoritmo è molto efficiente: il 97% circa dei vertici viene ricostruito a meno di 2 cm di distanza dal vertice ottenuto “offline” .

4.2.3 Combined Secondary Vertex

Nel trigger con *b*-tag del 2011 veniva utilizzato come algoritmo di *b*-tag il TrackCounting, cioè si applicava un taglio sul primo o secondo valore più alto del parametro d’impatto delle tracce provenienti dal vertice primario. Nel nuovo trigger è stato invece introdotto per la prima volta il Combined Secondary Vertex (CSV). Il CSV è l’algoritmo che viene solitamente utilizzato per le analisi offline perché è il più potente nel discriminare i *b*-jet e, per questo motivo, ci si aspetta che possa migliorare le prestazioni del trigger. Si noti che il CSV, essendo un’analisi multivariata ottimizzata per lavorare sulle tracce ricostruite “offline”, potrebbe a priori non funzionare correttamente su tracce ricostruite a livello di trigger, in questo lavoro è stato verificato invece il suo corretto funzionamento.

Confronto tra tagli di TrackCounting e di CSV

Nella Figura 4.6 vengono mostrati gli effetti, in termini di rate e efficienza, dei tagli di CSV o di TrackCounting. Si può vedere che, a parità di rate, il taglio su CSV ha un’efficienza migliore rispetto al TrackCounting. Ad esempio per un possibile punto di lavoro dove il rate viene ridotto al 20 %, il TrackCounting ha un’efficienza del $\approx 94.5\%$, mentre il CSV ha un’efficienza maggiore, pari a $\approx 97.2\%$.

Taglio su CSV ricostruito utilizzando solo i Pixel

È stata considerata anche la possibilità di inserire un taglio di *b*-tag a livello 2.5, ovvero utilizzando solamente i Pixel. Questo taglio è utile per ridurre il

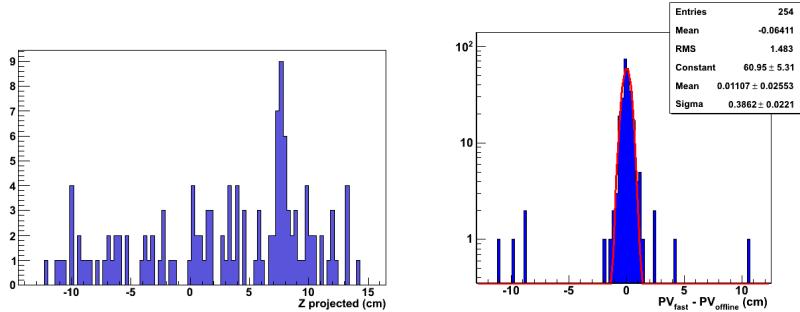


Figura 4.4: Sulla sinistra vi è la distribuzione, ottenuta da un evento di dati, della variabile z_{proj} , descritta in Figura 4.3. Ci si aspetta che dove vi è un elevata concentrazione di *hits* proiettati, in questo esempio a $z_{proj} \approx +8$ cm, si trovi il vertice primario. Sulla destra vi è la distribuzione della differenza tra il vertice ricostruito “offline” e il vertice ricostruito dal Fast Primary Vertex, per un campione di dati. Dal grafico si ottiene che la precisione del Fast Primary Vertex è di ≈ 0.4 cm. Per quanto questa risoluzione sia modesta permette tuttavia di semplificare la ricostruzione delle tracce.

tempo medio di funzionamento del trigger. A causa della peggiore risoluzione delle tracce ci si attende che il taglio a livello 2.5 abbia dei risultati peggiori rispetto a quelli ottenuti a livello 3, quando viene utilizzato l'intero tracciatore. La Figura 4.7 confronta le prestazioni dei due tipi di tagli e si può notare che anche un piccolo taglio a livello 2.5 avrebbe comportato una sensibile perdita di efficienza ($\approx 3\%$). Dato che non si sono presentati particolari problemi dovuti al tempo di funzionamento del trigger si è scelto di non tagliare a livello 2.5.

Utilizzare un b -tag su due jet ?

Negli eventi di segnale sono presenti due b -jet e per questo sono stati studiati gli effetti di un taglio sul secondo CSV più alto (CSV₂). I risultati ottenuti sono mostrati in Figura 4.8. Dal grafico si può vedere che il taglio su CSV₂ ha risultati peggiori rispetto a un taglio su CSV₁, sia a livello 3 che a livello 2.5 (vedi Figura 4.7). Per questo motivo si è scelto di utilizzare nel trigger un solo taglio su CSV₁.

Ulteriori dettagli

In conclusione è stato scelto di tagliare solamente su CSV₁ a livello 3. Per comprendere meglio le prestazioni del CSV a livello di trigger, sono state effettuate delle curve di efficienza. Nei grafici di Figura 4.9, le curve mostrano la probabilità che un non- b -jet superi il b -tag in funzione della probabilità che un vero b -jet superi il b -tag. La curva è ottenuta variando il taglio sul discriminatore. I risultati ottenuti per il livello 2.5 e 3 sono mostrati in Figura 4.9, dove le diverse curve rappresentano algoritmi diversi. Dalla Figura si può vedere che a livello 3 il CSV ha prestazioni nettamente migliori rispetto al **TrackCounting** sulla seconda traccia. Ad esempio, per un punto di lavoro in cui l'efficienza per i b -jet è dell'80 %, l'efficienza del CSV sui non b -jet è del $\approx 15\%$ contro il $\approx 30\%$ del

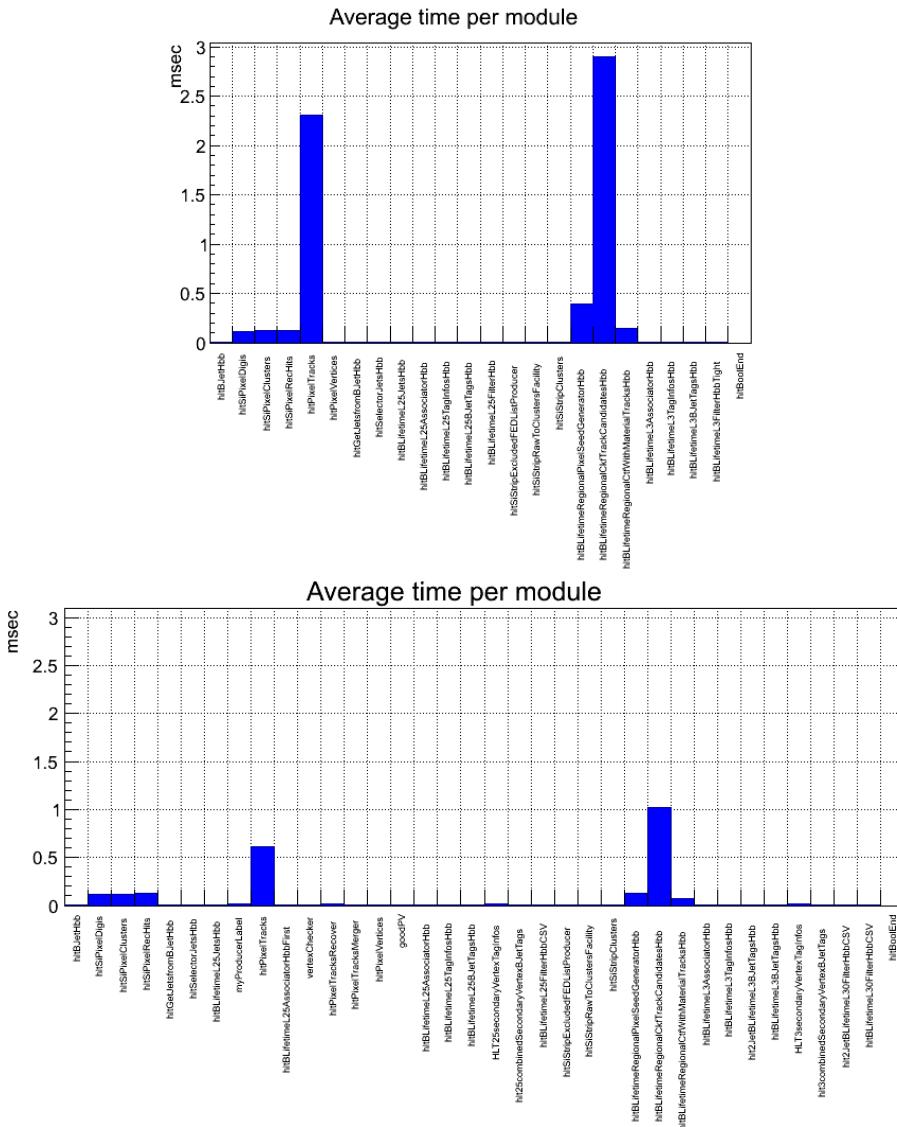


Figura 4.5: I grafici mostrano i tempi impiegati dai singoli componenti utilizzati per effettuare il b -tag a livello di trigger. La Figura in alto si riferisce al trigger DiCentralJet20 BTagIP MET65 e la Figura in basso ad un trigger che utilizza il Fast Pixel Vertexing. Si noti che il grafico del secondo trigger ha tempi netta-mente inferiori, in particolare per quanto riguarda la ricostruzione delle tracce con il solo utilizzo dei Pixel (modulo “`hltPixelTracks`”) e con l’intero tracciatore (moduli che iniziano per “`hltBLifetimeRegional`”). Complessivamente il secon-do trigger impiega solamente un terzo del tempo impiegato dal primo trigger. I grafici sono stati realizzati utilizzando i dati ad alto pile-up registrati nel 2011.

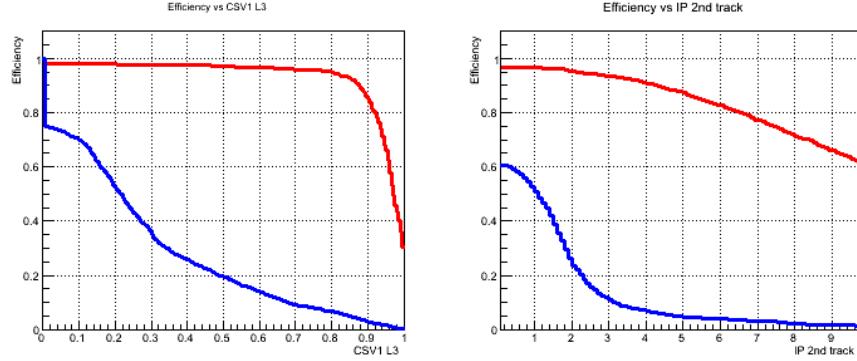


Figura 4.6: I grafici mostrano come cambiano l'efficienza (linea rossa) e il rate (linea blu) in funzione del taglio su CSV (a sinistra) e del taglio sul parametro d'impatto (a destra). Si noti che a parità di rate, il taglio su CSV ha un'efficienza maggiore. L'efficienza è stata calcolata con simulazioni su cui sono stati applicati i “LooseCut”. Per il rate sono stati utilizzati i dati ad alto pile-up registrati nel 2011. Sia il rate che l'efficienza sono stati normalizzati al valore che essi hanno prima di applicare i tagli.

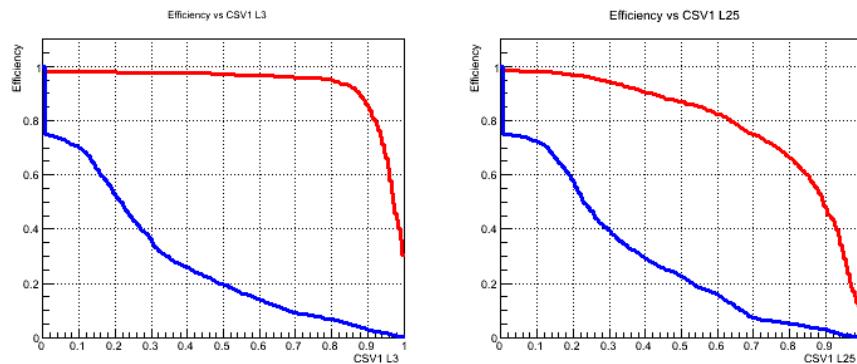


Figura 4.7: I grafici mostrano come cambiano l'efficienza (linea rossa) e il rate (linea blu) in funzione del taglio su CSV ricostruito con l'intero tracciatore (a sinistra) e con i soli Pixel (a destra).

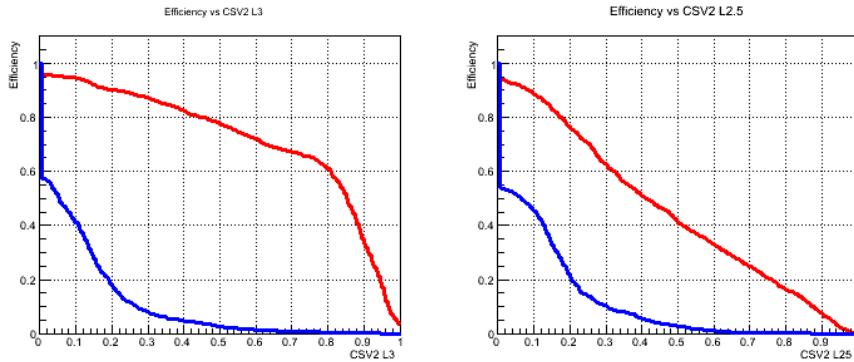


Figura 4.8: I grafici mostrano come cambiano l’efficienza (linea rossa) e il rate (linea blu) in funzione del taglio sul secondo CSV più alto, ricostruito con l’intero tracciatore (a sinistra) e con i soli Pixel (a destra).

TrackCounting. Al contrario a livello 2.5 il **TrackCounting** sulla prima traccia è l’algoritmo migliore.

Quest’ultimo effetto era attendibile in quanto a livello 2.5 le tracce vengono ricostruire soltanto con i Pixel e quindi sono profondamente diverse rispetto alle tracce “offline” su cui è stato ottimizzato il CSV. Questo fa sì che a livello 2.5 il CSV non abbia prestazioni ottimali.

4.2.4 Particle Flow MET

Per ridurre ulteriormente il rate del trigger, è stato inserito un taglio sulla pfMET, cioè la MET ricostruita con il Particle Flow. Il Particle Flow, descritto nel Paragrafo 2.2.2, è un algoritmo che, integrando l’informazione proveniente dai diversi sottorivelatori di CMS, cerca di ricostruire tutte le particelle generate negli eventi in maniera ottimale. In questo modo il Particle Flow ottiene misure con una risoluzione migliore e, per questo motivo, viene utilizzato nelle analisi offline. L’uso di questo algoritmo a livello di trigger permette di effettuare tagli più simili a quelli dell’analisi e di ottenere risultati migliori in termini di efficienza e di rate, nel caso della MET questo effetto è particolarmente importante a causa della scarsa risoluzione della CaloMET. Il Particle Flow ha lo svantaggio di essere particolarmente lento, infatti necessita tempi dell’ordine del secondo. Per questo motivo di solito viene effettuato come ultimo processo dei trigger, in modo da essere eseguito solo su una piccola frazione di eventi.

Per quanto riguarda il nuovo trigger si è visto che era particolarmente utile applicare come taglio finale $\text{pfMET} > 80 \text{ GeV}$. La Figura 4.10 confronta, per diversi tagli CSV, l’efficienza e il rate del trigger ottenuti per diversi tagli su CaloMET e pfMET. Si può vedere che per i **LooseCut** l’aggiunta del taglio $\text{pfMET} > 80 \text{ GeV}$ migliora nettamente le prestazioni del trigger: il rate viene ridotto a circa un decimo senza che vi sia una sensibile perdita di efficienza. Dalla Figura si può notare che un semplice taglio CaloMET $> 80 \text{ GeV}$ non ottiene gli stessi risultati: in questo caso il rate viene ridotto a circa un terzo, ma viene ridotta anche l’efficienza di circa il 5%. Questo era atteso in quanto

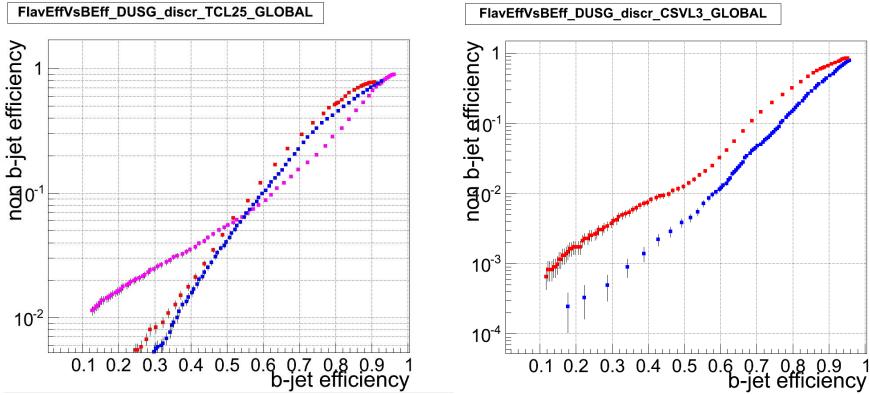


Figura 4.9: In questi grafici in ascisse vi è la probabilità che un vero b -jet superi il b -tag e in ordinata la probabilità che un non- b -jet superi il b -tag, per diversi tagli sul valore del discriminatore. La linea blu si riferisce al discriminatore CSV, la linea rossa al TrackCounting sulla seconda traccia, la linea magenta al TrackCounting sulla prima traccia. Il grafico di sinistra è stato realizzato utilizzando le variabili ottenute a livello 2.5 del trigger, mentre il grafico di destra si riferisce al livello 3 del trigger. Si può notare che a livello 3 il CSV è nettamente il discriminatore migliore. Al contrario, a livello 2.5, il TrackCounting sulla prima traccia ha i risultati migliori nel regione di alta efficienza.

i **LooseCut** richiedono $\text{pfMET}_{\text{offline}} > 100 \text{ GeV}$ e in questa regione CaloMET80 non è completamente efficiente (come è già stato mostrato in Figura 4.2).

Dai grafici di Figura 4.10 è stato scelto come punto di lavoro $\text{CSV}_1 > 0.7$.

4.2.5 Test finali e approvazione

Composizione trigger

Si è quindi scelta la composizione finale del nuovo trigger (che si chiamerà **DiCentralJet20 CaloMET65 BTagCSV07 PFMHT80**) che prevede le seguenti richieste:

- a livello 1 (hardware): $\text{MET} > 40 \text{ GeV}$ (il trigger L1 non prescalato disponibile con soglia in MET più bassa);
- CaloMET $> 65 \text{ GeV}$ e la presenza di almeno due CaloJets (con $p^{\perp} > 20 \text{ GeV}$ e $|\eta| < 2.6$);
- utilizzo del Fast Pixel Vertex;
- almeno un jet con $\text{CSV} > 0.7$ e $\text{pfMET} > 80 \text{ GeV}$.

Misura del rate e efficienza

Il trigger è stato scritto e provato nel framework **CMSSW_5_2_1** (software più recente al Marzo 2012). In Tabella 4.2.5 sono confrontati l'efficienza e il rate misurati per il nuovo trigger e per **DiCentralJet20 BTagIP MET65**. I risultati ottenuti confermano essenzialmente quanto già visto: il nuovo trigger riduce il rate a circa un sesto di quello precedente mentre aumenta leggermente l'efficienza.

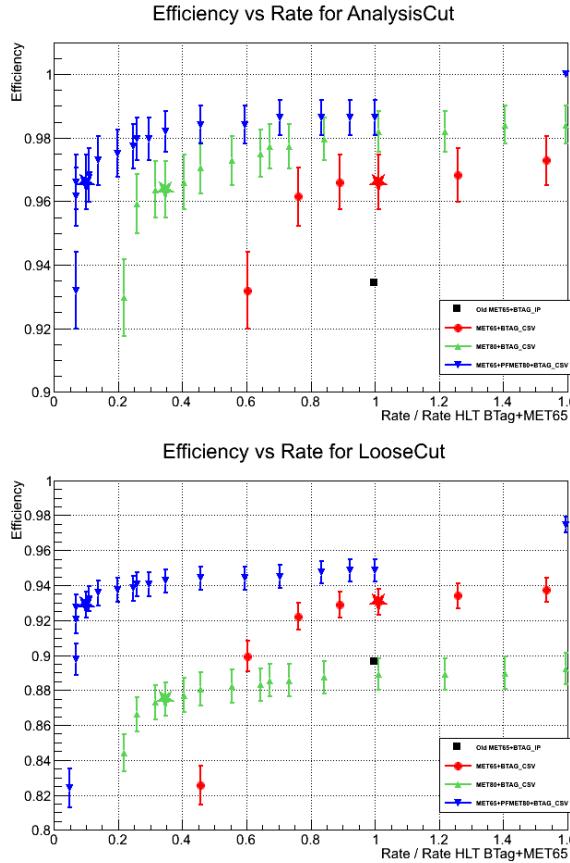


Figura 4.10: In Figura viene mostrata l'efficienza in funzione del rate, per diverse configurazioni del trigger. Il rate è stato normalizzato a quello di DiCentralJet20 BTAGIP MET65. I punti si riferiscono a diversi valori di taglio su CSV, distanziati da intervalli di 0.05. I punti a forma di stella corrispondono al taglio CSV > 0.7. Il quadratino nero si riferisce ai valori ottenuti con il trigger DiCentralJet20 BTAGIP MET65. In alto l'efficienza è stata calcolata utilizzando come riferimento i tagli dell'analisi 2011, mentre in basso sono stati utilizzati i tagli LooseCut. L'efficienza è stata stimata da simulazioni ad alto pile-up, mentre il rate è stato calcolato utilizzando i dati ad alto pile-up registrati nel 2011. Si noti che le prestazioni migliori si ottengono con il trigger “MET65 + pfMET80+BTAG_CVS”.

Tabella 4.1: Efficienza e rate per il DiCentralJet20 BTagIP MET65 (“Old Trigger”) e per il DiCentralJet20 CaloMET65 BTagCSV07 PFMHT80 (“New Trigger”). L’efficienza è stata calcolata utilizzando simulazioni a cui sono stati applicati i LooseCut e il rate è stato realizzato utilizzando i dati ad alto pile-up del 2011.

| Trigger | Efficiency | Rate / RateOldTrigger |
|-------------|------------|-----------------------|
| Old Trigger | 87.0 % | 1 |
| New Trigger | 91.3 % | 0.13 |

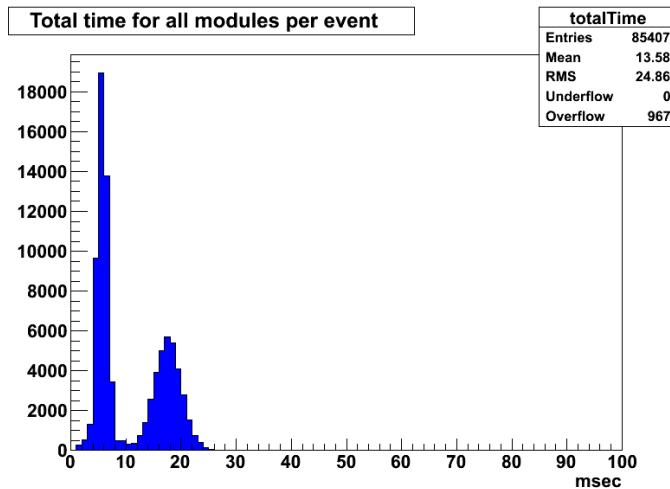


Figura 4.11: Distribuzione del tempo necessario per eseguire DiCentralJet20 CaloMET65 BTagCSV07 PFMHT80. Si possono distinguere due picchi: il primo corrisponde agli eventi che non superano la richiesta L1, mentre il secondo corrisponde agli eventi che non superano il taglio su CaloMET. Si consideri che solo il $\approx 5\%$ di eventi superano i due tagli sopracitati ed è per questo che non sono visibili ulteriori picchi.

Misura tempo impiegato dal trigger

Un altro passo fondamentale per l’approvazione del trigger è la misura del tempo che impiega per accettare o rifiutare un evento. Per questo motivo è stata realizzata la distribuzione di Figura 4.11, da cui si ottiene che il tempo medio impiegato dal trigger è ≈ 14 ms. Si tenga presente che questo tempo comprende anche tutte quelle operazioni che sono comuni per tutti i trigger.

Inoltre è stato misurato di quanto aumenta il tempo medio per evento impiegato dall’intero trigger di CMS se viene aggiunto questo nuovo trigger. Questo tempo è di circa 3.7 ms ed è compatibile i requisiti richiesti da CMS.

Approvazione del trigger

Una volta misurate tutte le caratteristiche e verificato che il trigger fosse pronto per essere inserito nel menu di HLT, il trigger DiCentralJet20 CaloMET65

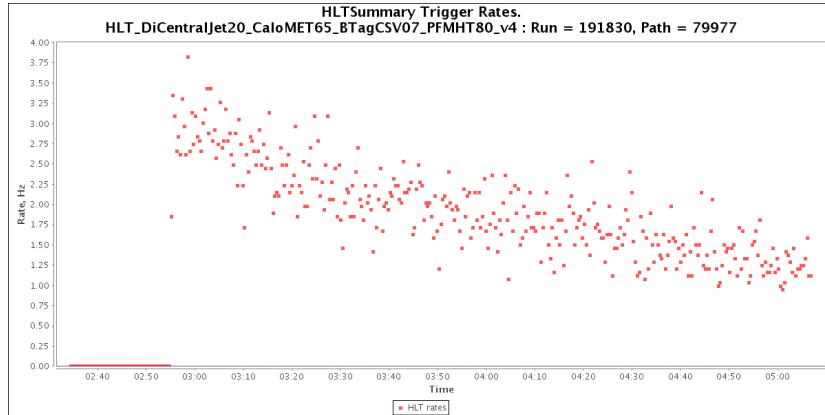


Figura 4.12: Rate del trigger DiCentralJet20 CaloMET65 BTagCSV07 PFMHT80, in funzione del tempo, durante il run 191830 del 20 Aprile 2012 quando la luminosità di picco ha raggiunto i $\mathcal{L} \approx 6 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ e il pile-up medio era circa 30.

BTagCSV07 PFMHT80 è stato proposto alla collaborazione CMS per l’approvazione, tramite il Trigger Study Group, e il 26 Marzo 2012 è stato approvato. Il trigger è stato quindi integrato ed ha iniziato a prendere dati fin dalle prime collisioni a 8 TeV (4 Aprile 2012).

La Figura 4.12 mostra il rate di DiCentralJet20 CaloMET65 BTagCSV07 PFMHT80 quando è stata raggiunta per la prima volta la luminosità di picco di $\mathcal{L} \approx 6 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ (20 Aprile 2012). Dalla Figura si vede che per quella luminosità il rate del trigger era di circa 3 Hz, valore compatibile con le richieste iniziali del trigger (rate $\lesssim 5$ Hz).

4.3 Ricerca tagli di analisi su simulazioni

4.3.1 Topologia del segnale

Il segnale di $H + Z \rightarrow b\bar{b} + \nu\bar{\nu}$ è caratterizzato dalla presenza di MET e due b -jet ad elevato p^\perp . Il bilanciamento dell’evento sul piano trasverso impone che la coppia di jet e la MET abbiano direzioni opposte e p^\perp simile. Altri jet secondari possono essere generati dalla radiazione di gluoni dai b -quark o dall’evento sottostante, cioè dai costituenti dei protoni che non hanno partecipato all’evento principale. In entrambi i casi ci si aspetta che il p^\perp di questi jet sia inferiore a quello dei due b -jet. Ulteriori jet possono provenire dal pile-up, ma questi se sono centrali ($|\eta| < 2.5$) possono essere rigettati perché non provengono un vertice primario. I jet secondari provengono principalmente da quark leggeri o gluoni. I leptoni eventualmente presenti provengono soltanto dal decadimento di particelle adroniche. Questi leptoni saranno comunque a basso p^\perp e non isolati. Per i b -jet, invece, il decadimento degli adroni B può generare leptoni ad elevato p^\perp .

4.3.2 I principali fondi

I principali fondi per il canale $H + Z \rightarrow b\bar{b} + \nu\bar{\nu}$ sono: QCD , $Z + jets$, $W + jets$, $t\bar{t}$, single top, diboson (ZZ, WW, WZ).

QCD

La QCD è un fondo riducibile per il canale $H + Z \rightarrow b\bar{b} + \nu\bar{\nu}$. L'errata misura dell'energia di un jet può infatti essere causa di una MET fittizia che, insieme alla presenza di due b -jet, può far sembrare l'evento simile al segnale. In realtà questi casi si possono rigettare osservando l'angolo ϕ dei jet presenti nell'evento: nel segnale i jet hanno una direzione opposta alla MET, mentre nel fondo di QCD la MET fittizia presenterà dei jet con una direzione simile ad essa.

$W/Z + jets$

La produzione di un bosone vettore W/Z in associazione con jet, è uno dei fondi principali per il canale ricercato. Il decadimento $Z \rightarrow \nu\nu$ o $W \rightarrow l\nu$ danno luogo a una elevata MET che, insieme alla presenza di jet, ha una topologia molto simile a quella del segnale. Se da una parte è possibile ridurre il fondo $W/Z +$ light jets grazie al b -tag, per il fondo $W/Z + b$ jets la situazione è più complessa. Per ridurre il fondo di $W + jets$ è possibile richiedere che non ci siano leptoni isolati con alto p^\perp . Ulteriori tagli si possono effettuare sulla cinematica dell'evento, ma lasciano comunque un grosso fondo di $W/Z + b$ jets.

$t\bar{t}$

Se nel decadimento $t + \bar{t} \rightarrow bW^+ + \bar{b}W^-$, vi è almeno un bosone W che decade leptonicamente o non viene rivelato, vi è una topologia simile a quella del segnale. Le principali differenze dal segnale è che per il $t\bar{t}$, nel caso in cui entrambi i bosoni W decadano leptonicamente, vengono generati due leptoni isolati ad alto p^\perp oppure, nel caso in cui un bosone W decada adronicamente, vi sono un leptone e due jet ad alto p^\perp . Pertanto il fondo $t\bar{t}$ si può ridurre richiedendo l'assenza di leptoni e di ulteriori jet ad elevato p^\perp . Successivi miglioramenti si possono ottenere con tagli sulla cinematica dell'evento.

Single top

Molti dei canali di produzione del single top hanno una topologia di eventi simile al segnale. Il decadimento $t \rightarrow W^+b \rightarrow l^+\nu b$ fornisce un b -jet e la MET, mentre un ulteriore b -jet viene spesso prodotto in associazione con il quark top. Similmente al $t\bar{t}$, il fondo viene ridotto con tagli sui leptoni e sulla cinematica dell'evento.

Diboson

La produzione associata ZZ, WW, WZ può dar luogo ad eventi simili a quelli di segnale, se un bosone in modo adronico e l'altro leptónico. In particolare il canale $Z(b\bar{b})Z(\nu\bar{\nu})$ è un fondo irriducibile, se non con tagli sulla massa invariante delle coppie b -jet, per il canale studiato.

4.3.3 Le variabili utilizzate

In base alle caratteristiche degli eventi di segnale e di fondo, descritti nei precedenti paragrafi, sono state individuate alcune variabili in grado di discriminare il segnale dal fondo. Queste variabili verranno poi utilizzate per proporre un'analisi semplificata Cut&Count per studiare la sensibilità della regione $80\text{ GeV} < \text{MET} < 120\text{ GeV}$. Tra le variabili, il “candidato bosone di Higgs” è stato definito come la coppia di jet centrali ($p^\perp > 20\text{ GeV}, |\eta| < 2.5$) con p^\perp maggiore. Le variabili utilizzate sono le seguenti:

- m_H : la massa invariante dei due jet del candidato Higgs;
- p_{jj}^\perp : l'impulso trasverso del candidato Higgs;
- pfMET: la MET calcolata con il Particle Flow;
- CSV₁: il discriminante Combined Secondary Vertex più alto tra i jet del candidato Higgs;
- CSV₂: il discriminante Combined Secondary Vertex più basso tra i jet del candidato Higgs;
- CSV₃: il discriminante Combined Secondary Vertex più alto tra i jet che non appartengono al candidato Higgs;
- p_1^\perp : l'impulso trasverso del più alto tra i jet del candidato Higgs;
- p_2^\perp : l'impulso trasverso del più basso tra i jet del candidato Higgs;
- Sum(p_a^\perp): è la somma scalare tra i p^\perp dei jet che non provengono dal candidato Higgs;
- Max($\Delta R(\text{lept., hJets})$): la massima distanza tra i leptoni, con $p^\perp > 15\text{ GeV}$, e il più vicino jet del candidato Higgs;
- p_{tot}^\perp : il modulo della somma vettoriale tra MET e p_{jj}^\perp ;
- $\Delta\phi(\text{jet, MET})$: differenza in ϕ tra la MET e il jet più vicino con $p^\perp > 20\text{ GeV}$.

4.3.4 I tagli finali

Utilizzando simulazioni a $\sqrt{s} = 8\text{ TeV}$ sono stati individuati i tagli che ottimizzavano la significatività ($S/\sqrt{S+B}$), per la regione $80\text{ GeV} < \text{MET} < 120\text{ GeV}$. Sulle simulazioni non sono state applicate le correzioni dovute all'inefficienze del trigger utilizzato e alle possibili differenze presenti tra dati e simulazioni.

I tagli finali sono stati scelti:

- $\Delta\phi(\text{jet, MET}) > 1.5$;
- $p_2^\perp > 30\text{ GeV}$;
- $\text{CSV}_1 > 0.89$;
- $\text{CSV}_2 > 0.3$;

- $\text{CSV}_3 < 0.3$;
- $\text{Sum}(p_a^\perp) < 60 \text{ GeV}$;
- $\text{Max}(\Delta R(\text{lept., hJets})) < 1$;
- $p_{tot}^\perp < 60 \text{ GeV}$;
- $95 \text{ GeV} < m_H < 145 \text{ GeV}$.

La distribuzione sulla massa invariante della coppia di b -jet, prima di applicare il taglio su m_H , è mostrata nella parte alta della Figura 4.13. Al termine dei tagli, ci si aspetta di avere circa $S = 7.5$ eventi di segnale, (per $m_H = 125 \text{ GeV}$) su $B = 400$ eventi circa di fondo. Questo risultato andrà poi corretto in base all’efficienza del trigger e ai fattori di scala, ottenuti dai dati, da applicare ai diversi fondi.

Per confrontare questa analisi con le altre regioni, i tagli sono stati ottimizzati anche per le regioni $120 \text{ GeV} < \text{MET} < 160 \text{ GeV}$ e $\text{MET} > 160 \text{ GeV}$. Per la prima regione sono stati ottenuti gli stessi tagli, mentre per la regione ad alta MET sono stati utilizzati i seguenti tagli:

- $\Delta\phi(\text{jet, MET}) > 1.5$;
- $p_2^\perp > 40 \text{ GeV}$;
- $p_1^\perp > 120 \text{ GeV}$;
- $\text{CSV}_1 > 0.89$;
- $\text{CSV}_2 > 0.3$;
- $\text{CSV}_3 < 0.3$;
- $\text{Sum}(p_a^\perp) < 90 \text{ GeV}$;
- $\text{Max}(\Delta R(\text{lept., hJets})) < 1$;
- $105 \text{ GeV} < m_H < 140 \text{ GeV}$;

I plot finali sulla massa invariante sono mostrati in Figura 4.13. Per la regione $120 \text{ GeV} < \text{MET} < 160 \text{ GeV}$ si ottiene $S = 3.6$ e $B = 134$. Per la regione $\text{MET} > 160 \text{ GeV}$ si ha $S = 2.2$ e $B = 13.5$.

Come atteso la regione MET è quella più sensibile; nel confronto le regioni a bassa, media ed alta MET hanno, nell’ordine, una significatività di: 0.36, 0.30 e 0.55. Come termine di paragone, si consideri che l’analisi Cut&Count di CMS presentata nel 2011, per la regione a $\text{MET} > 160 \text{ GeV}$, erano attesi $S = 1.5$ e $B = 20$, e quindi una significatività pari a 0.32 [60].

4.4 Misura dell’efficienza del trigger a bassa MET dai dati

Un punto importante per realizzare l’analisi a bassa MET è la parametrizzazione dell’efficienza del trigger `DiCentralJet20 CaloMET65 BTAGCSV07 PFMHT80`,

4.4. MISURA DELL'EFFICIENZA DEL TRIGGER A BASSA MET DATI 71

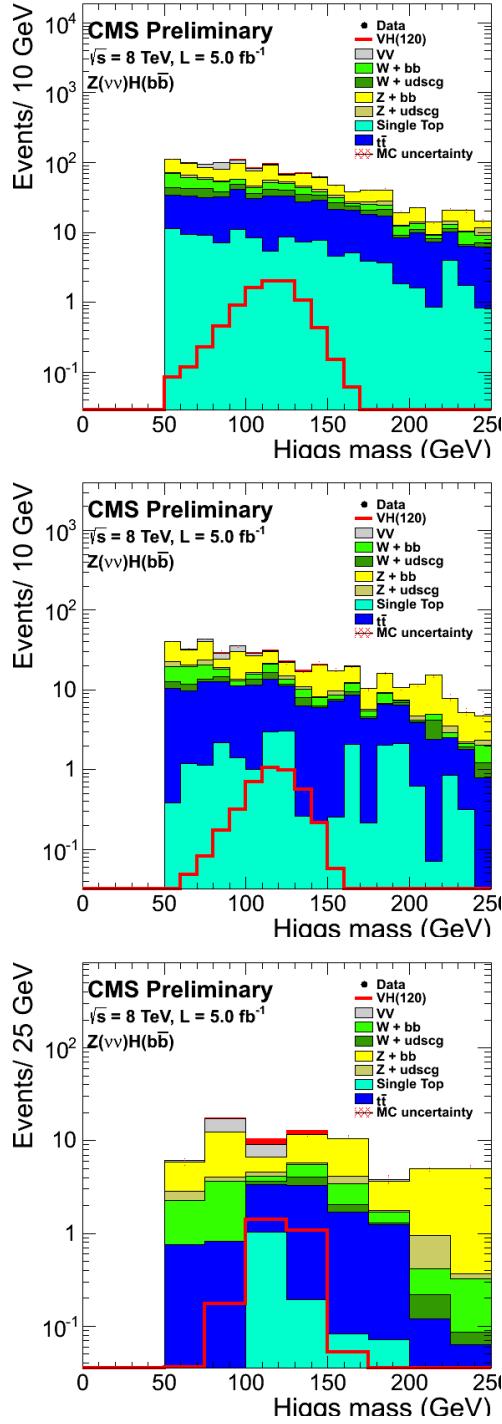


Figura 4.13: Distribuzione di m_H per le regioni, nell'ordine dall'alto in basso, di bassa, media e alta MET. Il grafico è stato interamente realizzato con simulazioni e non sono state ancora applicate correzioni dovute alle inefficienze del trigger.

in funzione delle variabili offline. La parametrizzazione dell'efficienza è indispensabile per riprodurre correttamente i dati utilizzando le simulazioni. Nel trigger sono presenti tre tipi di tagli che influiscono sull'efficienza: i tagli sulla MET, quelli sull'impulso trasverso dei jet e quello di b -tag (CSV). Nel dettaglio il trigger **DiCentralJet20 CaloMET65 BTagCSV07** applica i seguenti tagli:

- MET > 36 GeV a livello L1;
- MET > 65 GeV sulla CaloMET;
- MET > 80 GeV sulla pfMET;

- $p_2^\perp > 20$ GeV sui CaloJet;
- $p_2^\perp > 30$ GeV sui pfJet;

- CSV₁ > 0.7 applicato sul CSV ricostruito a livello 3.

Assumendo assenza di correlazioni, che potranno essere stimate attraverso simulazioni del trigger, l'efficienza del trigger può essere scomposta in base ai tre tipi di tagli:

$$\epsilon_{\text{trigger}} = \epsilon_{\text{MET}} \cdot \epsilon_{\text{DiJet}} \cdot \epsilon_{\text{CSV}} \quad (4.2)$$

Per calcolare i tre termini di efficienza sarà utile realizzare delle curve di turn-on. Queste curve calcolano la frazione di eventi che superano un trigger, al variare di una variabile offline. Più precisamente le curve di turn-on sono definite come:

$$\epsilon = \frac{N_{\text{pass}(\text{Trigger} \cap \text{OfflineCut} \cap \text{RefTrigger})}}{N_{\text{pass}(\text{OfflineCut} \cap \text{RefTrigger})}} \quad (4.3)$$

dove $N_{\text{pass}(\text{OfflineCut} \cap \text{RefTrigger})}$ è il numero di eventi che superano alcuni tagli offline e un trigger di riferimento, mentre $N_{\text{pass}(\text{Trigger} \cap \text{OfflineCut} \cap \text{RefTrigger})}$ è il numero di eventi che superano anche il trigger in esame (**DiCentralJet20 CaloMET65 BTagCSV07 PFHHT80**). Le curve vengono realizzate in funzione di una variabile offline.

4.4.1 Efficienza su MET

Per misurare ϵ_{MET} , è stata realizzata una curva di turn-on. La curva è stata realizzata utilizzando come riferimento un trigger non prescalato di muoni che ha fornito una buona statistica a MET elevata. Per non avere inefficienze dovute ai tagli del trigger sui jet e sul b -tag, è stato scelto di misurare l'efficienza del trigger (prescalato) **DiCentralJet20 CaloMET65 PFHHT80** (un trigger identico a quello in esame ma privo di b -tag) e di applicare come tagli di riferimento $p_1^\perp > 80$ GeV e $p_2^\perp > 30$ GeV. La curva ottenuta è stata calcolata in funzione di pfMET ed è mostrata in Figura 4.14. Nel grafico è stato fatto un fit con una sigmoide:

$$f(x) = \frac{1}{1 + e^{-p_0 \cdot (x - p_1)}} \quad (4.4)$$

La funzione ottenuta servirà quindi per calcolare ϵ_{MET} per ogni evento.

4.4. MISURA DELL'EFFICIENZA DEL TRIGGER A BASSA MET DAI DATI73

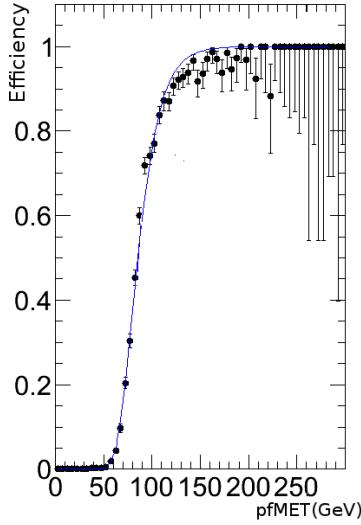


Figura 4.14: Curva di turn-on per la MET, utilizzando come tagli di riferimento la richiesta di due jet centrali con $p_1^\perp > 80 \text{ GeV}$, $p_2^\perp > 30 \text{ GeV}$ e $\text{CSV}_{1\text{offline}}^{\text{offline}} > 0.898$, e come riferimento un trigger di muoni. La linea blu è la sigmoide utilizzata come fit dei dati [61].

4.4.2 Efficienza sul b -tag

È stato scelto di parametrizzare l'efficienza di b -tag del trigger in funzione del valore $\text{CSV}_{\text{offline}}$ dei jet presenti nell'evento. Definiamo $P(\text{CSV}_{\text{offline}})$ come la probabilità che un jet con un certo $\text{CSV}_{\text{offline}}$ venga riconosciuto dal trigger come b -jet (cioè che superi il taglio $\text{CSV}_{\text{online}} > 0.7$). La probabilità che un evento con n jet centrali non venga triggerato è data dalla probabilità che nessun jet venga b -taggato, ovvero:

$$1 - \epsilon_{\text{CSV}} = \prod_i^n (1 - P(\text{CSV}_i^{\text{offline}})) \quad (4.5)$$

pertanto, per misurare ϵ_{CSV} è sufficiente conoscere la funzione $P(\text{CSV}_{\text{offline}})$, cioè la probabilità che un singolo jet venga b -taggato dal trigger.

Per misurare $P(\text{CSV}_{\text{offline}})$ è stata realizzata una curva di turn-on utilizzando come riferimento il trigger DiCentralJet20 CaloMET65 PFMHT80 (cioè lo stesso trigger senza b -tag), in modo che la turn-on dipendesse solo dal taglio sul b -tag. Come tagli di riferimento, è stata richiesta la presenza di soli due jet centrali, aventi $\text{CSV}_{1\text{offline}}^{\text{offline}} > 0$ e $0 < \text{CSV}_{2\text{offline}}^{\text{offline}} < 0.15$. In questo modo ci si aspetta che l'efficienza del trigger sia data essenzialmente dalla probabilità che il primo jet venga b -taggato, a cui bisogna aggiungere una piccola correzione dovuta alla presenza del secondo jet.

Più precisamente, la turn-on sarà determinata dai due contributi nel seguente modo:

$$\epsilon_{2\text{jet}} = 1 - (1 - P(\text{CSV}_1^{\text{offline}})) \cdot (1 - P(\text{CSV}_2^{\text{offline}})) \quad (4.6)$$

Il grafico ottenuto è mostrato in Figura 4.15. Si noti che per $\text{CSV}_1^{\text{offline}} < 0.15$ l'efficienza $\epsilon_{2\text{jet}}$ è costante e pari a 3.8%. Questo significa che in quell'intervalle

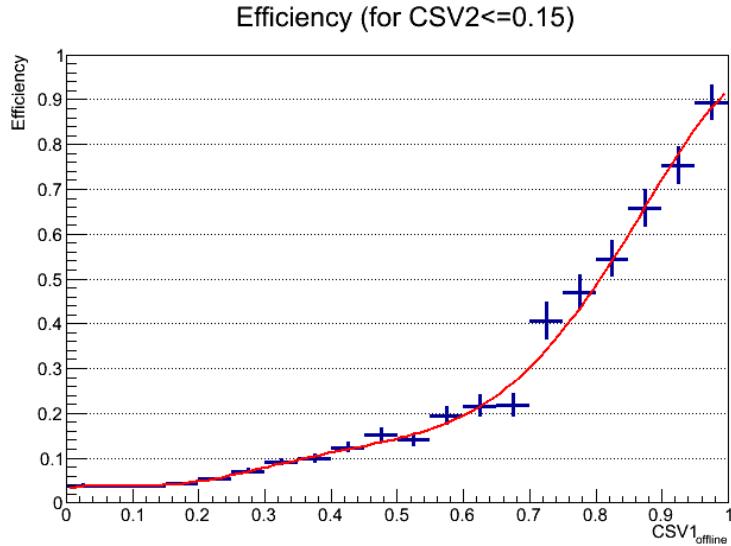


Figura 4.15: Curva di turn-on per CSV_{offline} , con i tagli offline $0 < CSV_2^{\text{offline}} < 0.15$ e $CSV_3^{\text{offline}} < 0$. Il grafico è stato realizzato con i dati registrati dal trigger DiCentralJet20 CaloMET65 PFMHT80. Il fit è stato effettuato con una polinomiale.

la probabilità dei jet di essere identificati dal trigger come b -jet è indipendente dal loro CSV_{offline} e quindi ci si aspetta che i due jet contribuiscano egualmente all'efficienza. Si può quindi stimare che $P(CSV_{\text{offline}}) \approx 3.8\%/2 = 1.9\%$ per l'intervallo $0 < CSV < 0.15$.

Avendo utilizzato proprio la richiesta $0 < CSV_2^{\text{offline}} < 0.15$ ci aspetta che il secondo jet venga identificato dal trigger con una probabilità del 1.9%. Per tenere conto di questa correzione nella misura di $P(CSV_1^{\text{offline}})$, dalla formula (4.6) si ottiene:

$$P(CSV_1^{\text{offline}}) = \frac{\epsilon_{2\text{jet}} - P(CSV_2^{\text{offline}})}{1 - P(CSV_2^{\text{offline}})} \quad (4.7)$$

Essendo $P(CSV_2) = 1.9\%$, si può notare che la correzione applicata è piccola nella regione ad alta efficienza. In conclusione, dopo aver fittato la curva $\epsilon_{2\text{jet}}$, viene calcolata $P(CSV_1^{\text{offline}})$ e da essa si ottiene ϵ_{CSV} .

Per misurare l'efficienza di b -tag del trigger anche nelle simulazioni, lo stesso procedimento è stato ripetuto anche sulle simulazioni dei fondi $W/Z + b$ jet e $W/Z + \text{light jet}$, e con una miscela dei due fondi corrispondente ai dati che erano stati utilizzati. I risultati ottenuti sono mostrati in Figura 4.16. Dalla Figura emerge che vi sono differenze di efficienza, dell'ordine del 10%, tra i dati e le simulazioni, e tra i fondi con b -jet e quelli con light-jet. Questo problema può e dovrà essere superato introducendo opportune correzioni alle simulazioni, ma va oltre gli obiettivi dell'analisi semplificata che si vuole proporre.

4.4. MISURA DELL'EFFICIENZA DEL TRIGGER A BASSA MET DAI DATI75

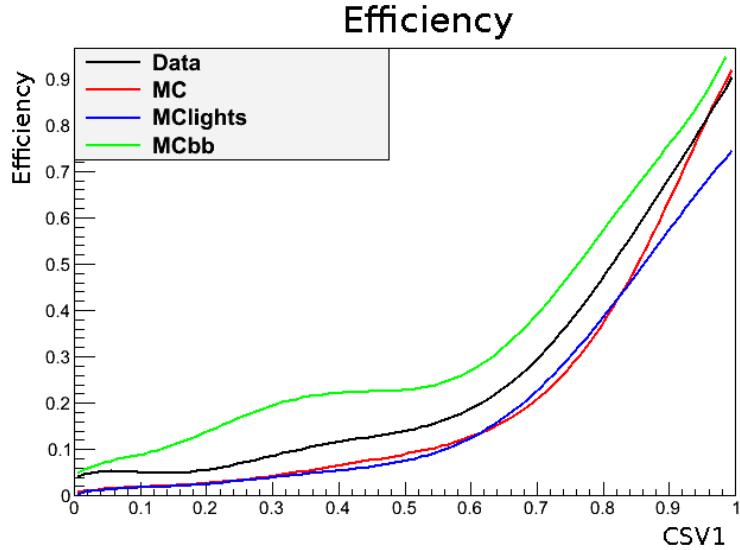


Figura 4.16: Curve di efficienza ottenute utilizzando i dati (linea nera), le simulazioni del fondo $W/Z +$ light jets (linea blu), le simulazioni del fondo $W/Z + b$ jets (linea verde) e una simulazione che riproduce i fondi presenti nei dati (linea rossa). Dalla Figura emerge ci sono alcune differenze, dell'ordine del 10%, tra le curve di efficienza tra dati e simulazioni, e tra fondi con b -jets e con light-jet.

4.4.3 Efficienza sui jets

Il trigger richiede la presenza di due jet centrali. Utilizzando un ragionamento simile a quanto fatto per calcolare ϵ_{CSV} , si può approssimare che la probabilità che un jet centrale venga riconosciuto dal trigger dipenda solo dal p^\perp offline del jet: $P = P(p^\perp)$. Sia $Q(0)$ la probabilità che il trigger riconosca 0-jet e $Q(1)$ la probabilità che ne riconosca 1. In assenza di jet, avremo:

$$\begin{cases} Q(0) = 1 \\ Q(1) = 0 \end{cases} \quad (4.8)$$

Aggiungendo l' i -esimo jet, che avrà una probabilità $P(p_{Ti})$ di esser riconosciuto, avremo che:

$$\begin{cases} Q'(0) = Q(0)(1 - P(p_{Ti})) \\ Q'(1) = Q(0)P(p_{Ti}) + Q(1)(1 - P(p_{Ti})) \end{cases} \quad (4.9)$$

In questo modo, se si conosce la curva $P(p^\perp)$, è possibile calcolare l'efficienza come la probabilità che vengano riconosciuti almeno due jet, cioè:

$$\epsilon_{\text{DiJet}} = 1 - Q(0) - Q(1) \quad (4.10)$$

Rimane quindi da misurare $P(p^\perp)$ realizzando una curva di turn-on. Per fare in modo che questa dipenda solo dal taglio del trigger sui jet, e non da quello su MET e b -tag, verrà effettuata una turn-on del trigger (prescalato) DiCentralJet20 CaloMET65 PFMHT80 e verrà utilizzato come riferimento un trigger di sola MET (HLT PFMHT150). Dato che il trigger discrimina solo sul p^\perp

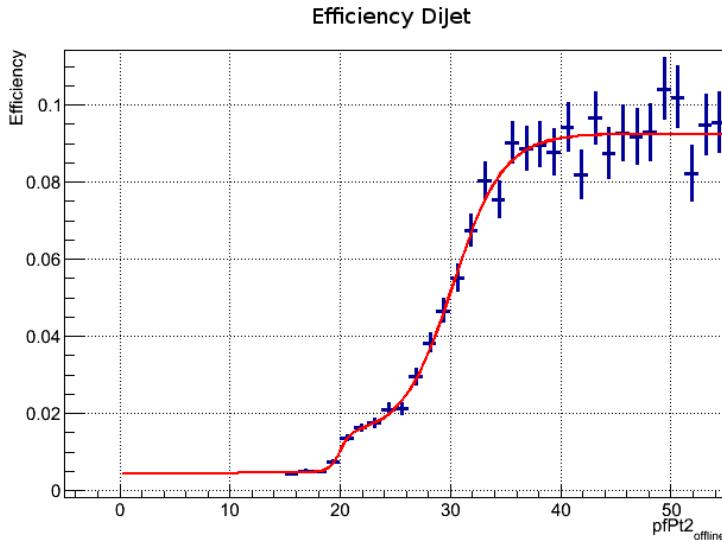


Figura 4.17: Curva di turn-on per p_2^\perp , con i tagli offline $p_1^\perp > 50$ GeV e $p_3^\perp < 15$ GeV. Il trigger di riferimento usato è HLT PFMHT150, ed è stata misurata l'efficienza del trigger DiCentralJet20 CaloMET65 PFMHT80. Lo strano andamento attorno a $p^\perp \approx 20$ GeV è probabilmente dovuto al fatto che il trigger taglia sia sui CaloJet che sui pfJet. Nell'analisi, comunque, vengono utilizzati solo i dati con $p_2^\perp > 30$ GeV. La curva ottenuta è stata moltiplicata per un fattore dieci, corrispondente al valore con cui il trigger DiCentralJet20 CaloMET65 è stato prescalato.

del secondo jet, è stato richiesto che ci fosse un jet con $p_1^\perp > 50$ GeV (in modo tale che almeno un jet fosse sempre rilevato dal trigger) e che ulteriori jet, oltre al secondo, avessero $p^\perp < 15$ GeV (in modo da non essere rilevati dal trigger). In questo modo la turn-on ottenuta corrisponde a $P(p^\perp)$, perché l'efficienza del trigger è data direttamente dalla probabilità che il secondo jet venga rilevato. La curva $P(p^\perp)$ ottenuta è mostrata in Figura 4.17. Dalla curva di $P(p^\perp)$ e dalla (4.9), è stato quindi possibile calcolare ϵ_{DiJet} per ogni evento.

4.4.4 Confronto dati e simulazioni

Dopo aver parametrizzato l'efficienza del trigger è stato applicato il *reweighting*, ovvero le simulazioni sono state ripesate in base alle curve di efficienza. In questo modo ci si aspetta di avere un buon accordo tra le distribuzioni ottenute dai dati e dalle simulazioni. Sono state quindi realizzate le distribuzioni, prima e dopo il *reweighting*, delle variabili più sensibili all'efficienza del trigger, cioè: MET (Figura 4.18), CSV₁ (Figura 4.21), CSV₂ (Figura 4.22), p_1^\perp (Figura 4.19), p_2^\perp (Figura 4.20). In generale si osserva un buon accordo dati - simulazioni, eccetto che per p_1^\perp . Probabilmente qui alcune discrepanze dati - simulazioni sono dovute a fattori di scala che vanno ancora applicati ai vari fondi simulati. Significative discrepanze si presentano anche nelle distribuzioni di CSV₁ e CSV₂ nella regione

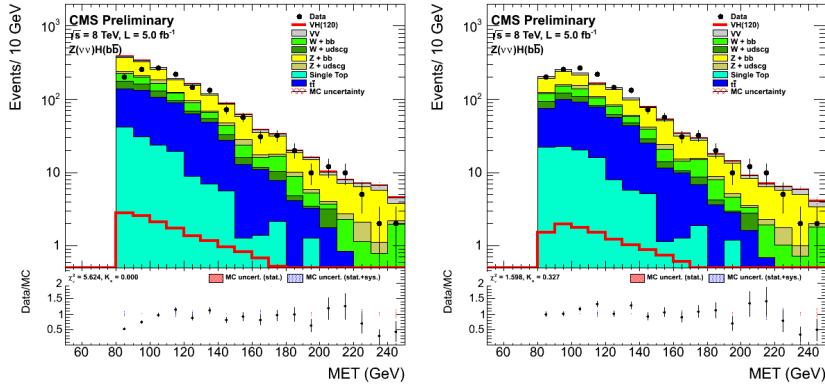


Figura 4.18: Distribuzione di MET prima (sinistra) e dopo (destra) il *reweighting*. Ai fondi non è stato applicato nessun fattore di scala.

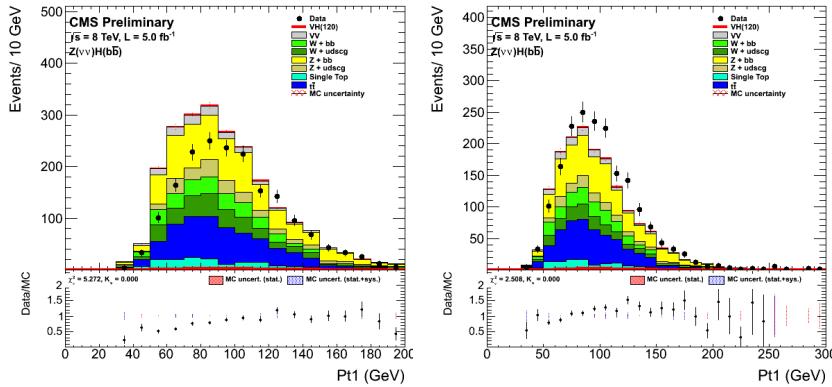


Figura 4.19: Distribuzione di p_T^\perp prima (sinistra) e dopo (destra) il *reweighting*. Ai fondi non è stato applicato nessun fattore di scala.

$\text{CSV} < 0.2$, dovute all'utilizzo della stessa curva di efficienza per i dati e per le simulazioni senza l'uso di correzioni (che sarebbero state dell'ordine del 10%).

4.5 Gli scale factor per simulazioni dei fondi

Prima di accedere al segnale è importante verificare che le simulazioni descrivano bene i dati raccolti. A questo scopo vengono individuate alcune regioni di controllo, situate vicino al segnale, dove si confrontano i dati con le simulazioni. Se le simulazioni non descrivono correttamente i dati vengono individuati e applicati alcuni fattori di scala da applicare ai diversi fondi.

4.5.1 Le regioni di controllo

I fattori di scala sono stati calcolati tramite un sistema lineare di cinque equazioni e cinque incognite, in cui veniva imposto che il numero di eventi di fondo simulati fossero uguali quelli osservati nei dati, nelle cinque regioni di controllo.

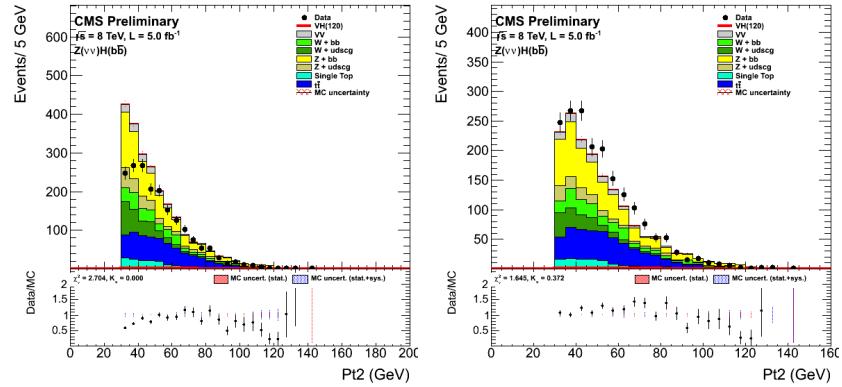


Figura 4.20: Distribuzione di p_T^2 prima (sinistra) e dopo (destra) il *reweighting*. Ai fondi non è stato applicato nessun fattore di scala.

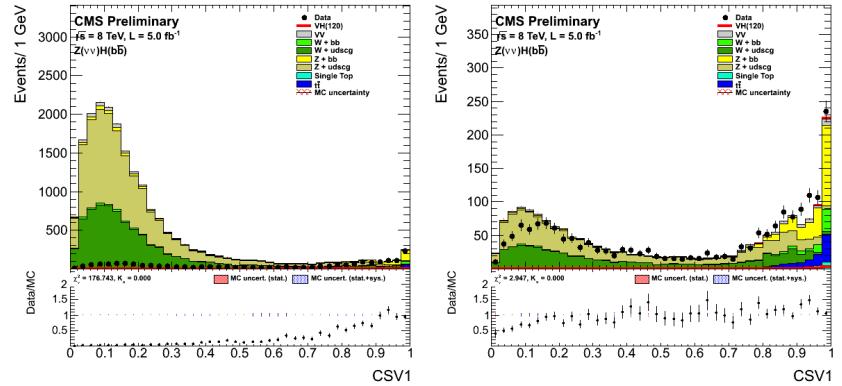


Figura 4.21: Distribuzione di CSV_1 prima (sinistra) e dopo (destra) il *reweighting*. Ai fondi non è stato applicato nessun fattore di scala.

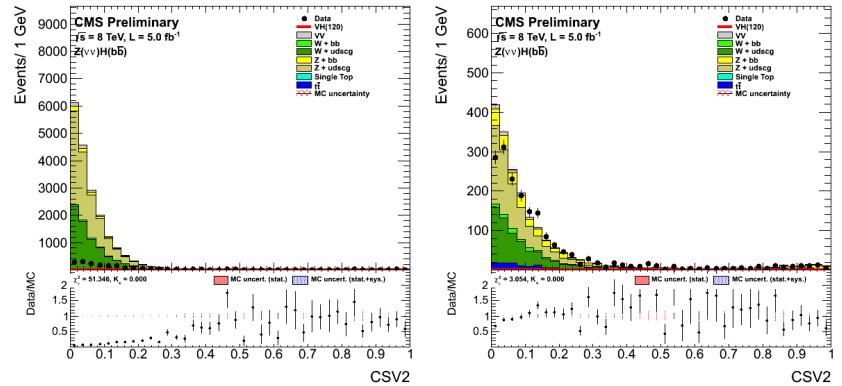


Figura 4.22: Distribuzione di CSV_2 prima (sinistra) e dopo (destra) il *reweighting*. Ai fondi non è stato applicato nessun fattore di scala.

I fattori di scala ricercati sono quelli dei fondi principali, cioè: $t\bar{t}$, $W +$ light jets, $Z +$ light jets, $W + b$ jets, $Z + b$ jets. Per ogni tipo di fondo è stata scelta una regione di controllo situata vicino al segnale e ortogonale alle altre regioni. I tagli comuni a tutte le regioni di controllo, e al segnale (vedi 4.3.4), sono:

- $\Delta\phi(\text{jet, MET}) > 1.5$;
- $p_2^\perp > 30 \text{ GeV}$;
- $\text{CSV}_3 < 0.3$;
- $\text{Sum}(p_a^\perp) < 60 \text{ GeV}$;
- $\text{Sum}(p_{tot}^\perp) < 60 \text{ GeV}$;
- $\text{Max}(\Delta R(\text{lept., hJets})) < 1$;

Per i fondi $W/Z +$ light jets è stato applicato un taglio $\text{CSV}_1 < 0.898$: per $Z +$ light jets è stata richiesta l'assenza di leptoni (con $p^\perp > 12 \text{ GeV}$) mentre per $W +$ light jets è stato richiesto un leptone. Per il fondo $W + b$ jets sono stati utilizzati i tagli $\text{CSV}_1 > 0.898$, $\text{CSV}_2 > 0.3$ e la richiesta di un leptone ad alto p^\perp . Per il $Z + b$ jets sono stati usati gli stessi tagli di b -tag con la richiesta di assenza di leptoni e, per evitare sovrapposizioni con il segnale, è stata esclusa la regione in m_H corrispondente al segnale. Per il fondo $t\bar{t}$, oltre al b -tag, è stata richiesta la presenza di almeno due leptoni.

Le Figure 4.23, 4.24 e 4.5.1 mostrano le distribuzioni di m_H ottenute per le regioni di controllo dopo l'applicazione dei fattori di scala, per bassa, media ed alta MET.

Inoltre sono state realizzate le distribuzioni di alcune variabili per verificare se, dopo aver applicato tutte le correzioni, le simulazioni descrivono bene i dati osservati nella regione di segnale. I tagli utilizzati sono quelli di analisi, eccetto il taglio su m_H . Le Figure sono state realizzate per: bassa (Figura 4.26), media (Figura 4.27) e alta (Figura 4.28) MET. In generale si osserva un buon accordo dati - simulazioni. Rimane qualche problema sulle variabili cinematiche per la regione a bassa MET, probabilmente dovuti ad una errata misura dei fattori di scala per la bassa statistica di alcune regioni di controllo. L'utilizzo dello stesso *reweighting* per i dati e le simulazioni, senza l'uso di correzioni, è la causa delle piccole discrepanze presenti nelle distribuzioni di CSV per dati e simulazioni.

4.6 Conclusioni

Dopo aver parametrizzato l'efficienza del trigger a bassa MET e ricavati i fattori di scala da applicare ai principali fondi sono state realizzate le distribuzioni di m_H , riportate in Figura 4.29. Nel rispetto delle politiche interne a CMS è stato scelto di mantenere oscurata la zona del segnale, in quanto l'analisi è ancora in corso e richiede ancora alcuni mesi di lavoro prima di accedere alla regione di segnale. L'obiettivo infatti era quello di mostrare che è possibile utilizzare il nuovo trigger per estendere l'analisi $H + Z \rightarrow b\bar{b} + \nu\bar{\nu}$ alla regione di bassa MET e che questa regione ha una buona significatività. La Tabella 4.6 mostra i valori attesi per il fondo e il segnale nelle tre regioni di MET, da cui si può vedere che l'estensione a bassa MET contribuisce sensibilmente alla ricerca dell'Higgs in $H + Z \rightarrow b\bar{b} + \nu\bar{\nu}$.

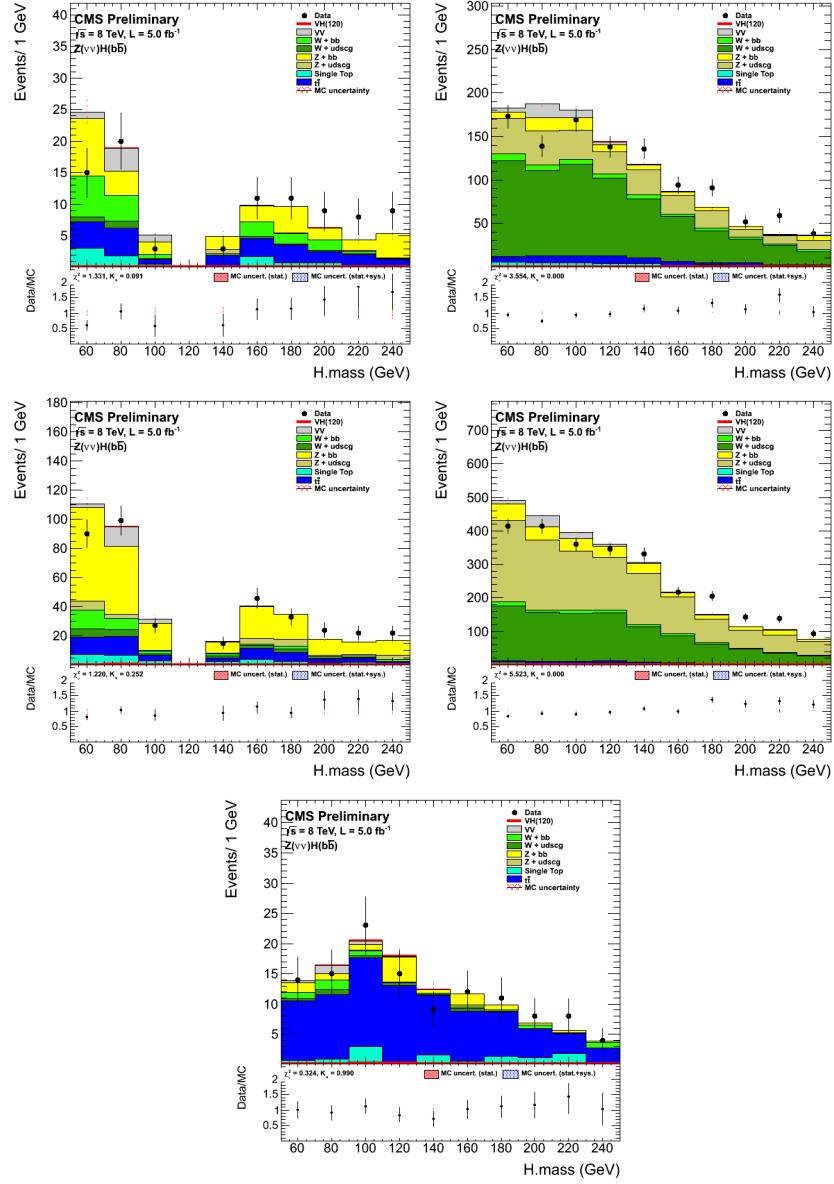


Figura 4.23: Distribuzioni della massa del candidato Higgs, per dati e simulazioni, per le regioni di controllo individuate nella la regione a bassa MET ($80 \text{ GeV} < \text{MET} < 120 \text{ GeV}$). Le regioni sono nell'ordine: $t\bar{t}$, $W + \text{ light jets}$, $Z + \text{ light jets}$, $W + b\bar{b}$, $Z + b\bar{b}$. Nei grafici sono già stati applicati i fattori di scala e il *reweighting* dovuto all'efficienza del trigger.

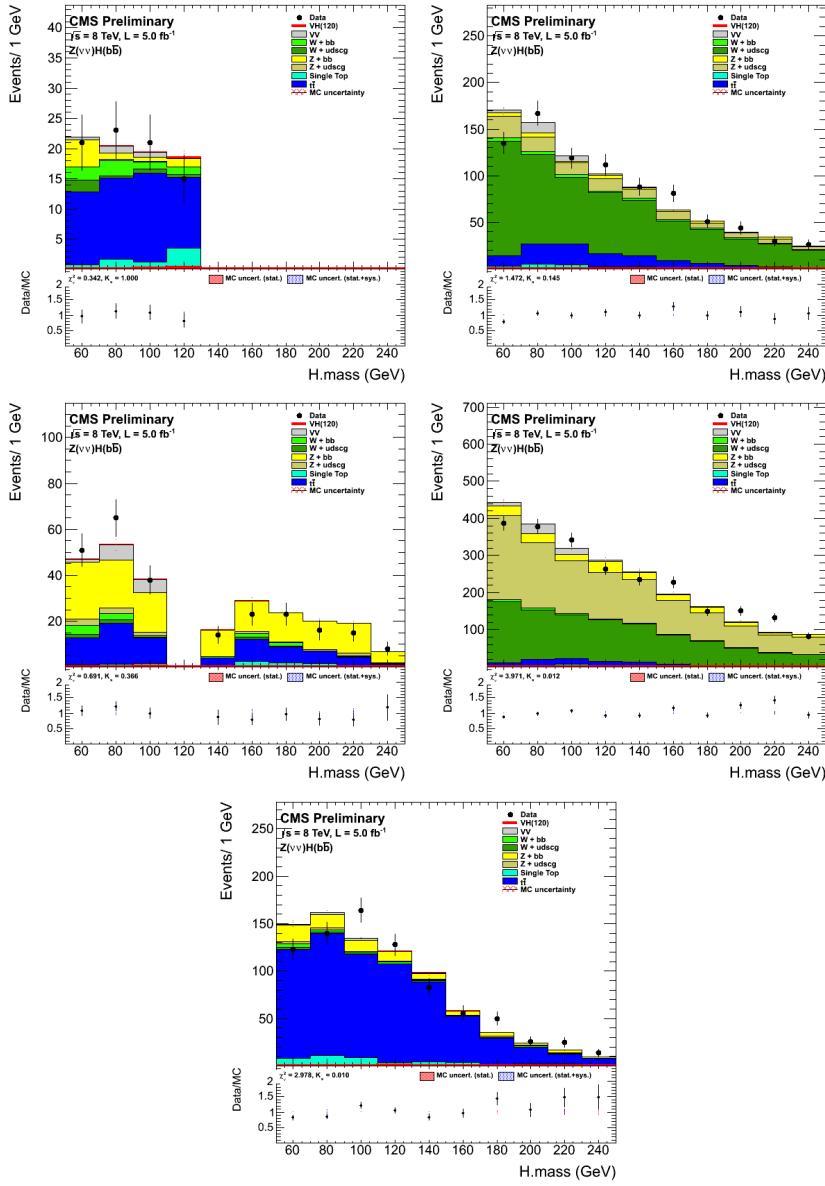


Figura 4.24: Distribuzioni della massa del candidato Higgs, per dati e simulazioni, per le regioni di controllo individuate nella la regione a media MET ($120 \text{ GeV} < \text{MET} < 160 \text{ GeV}$). Le regioni sono nell'ordine: $t\bar{t}$, $W + \text{light jets}$, $Z + \text{light jets}$, $W + b$ jets, $Z + b$ jets. Nei grafici sono già stati applicati i fattori di scala e il *reweighting* dovuto all'efficienza del trigger.

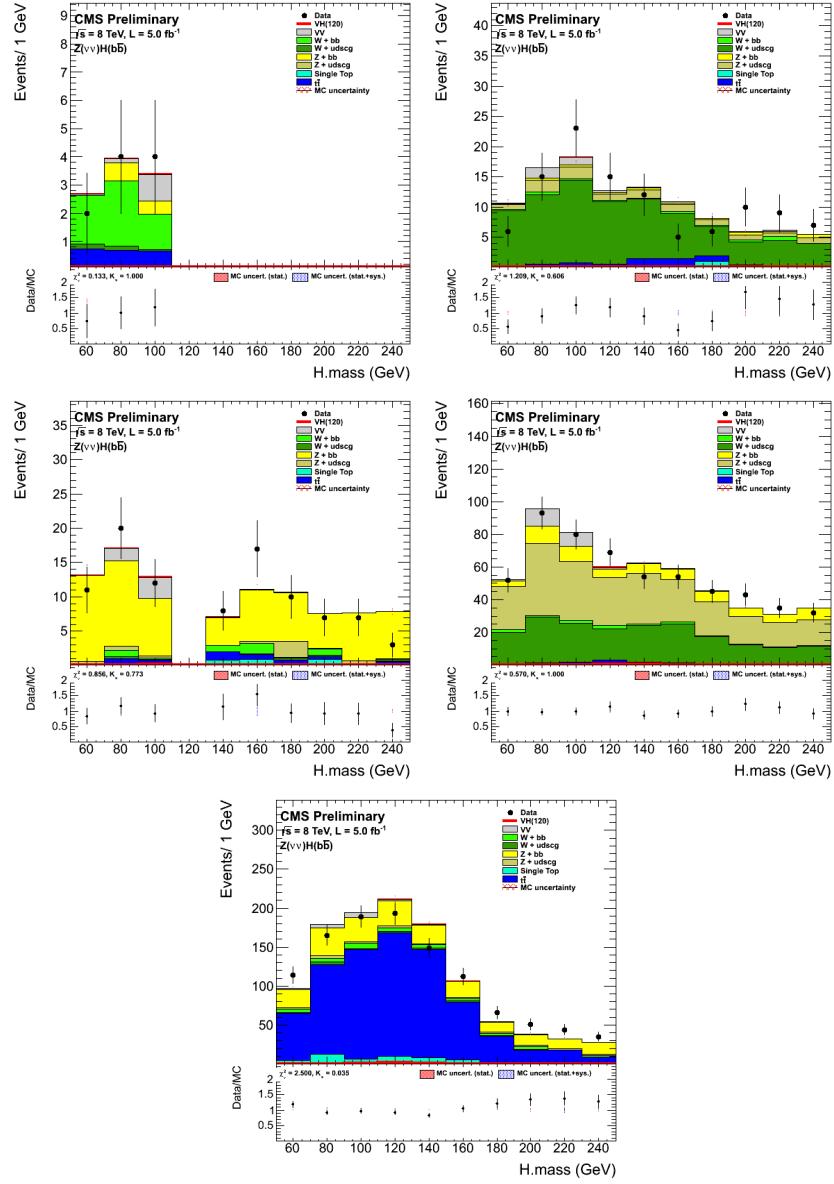


Figura 4.25: Distribuzioni della massa del candidato Higgs, per dati e simulazioni, per le regioni di controllo individuate nella la regione a alta MET (MET > 160 GeV). Le regioni sono nell'ordine: $t\bar{t}$, $W +$ light jets, $Z +$ light jets, $W + b$ jets, $Z + b$ jets. Nei grafici sono già stati applicati i fattori di scala e il reweighting dovuto all'efficienza del trigger.

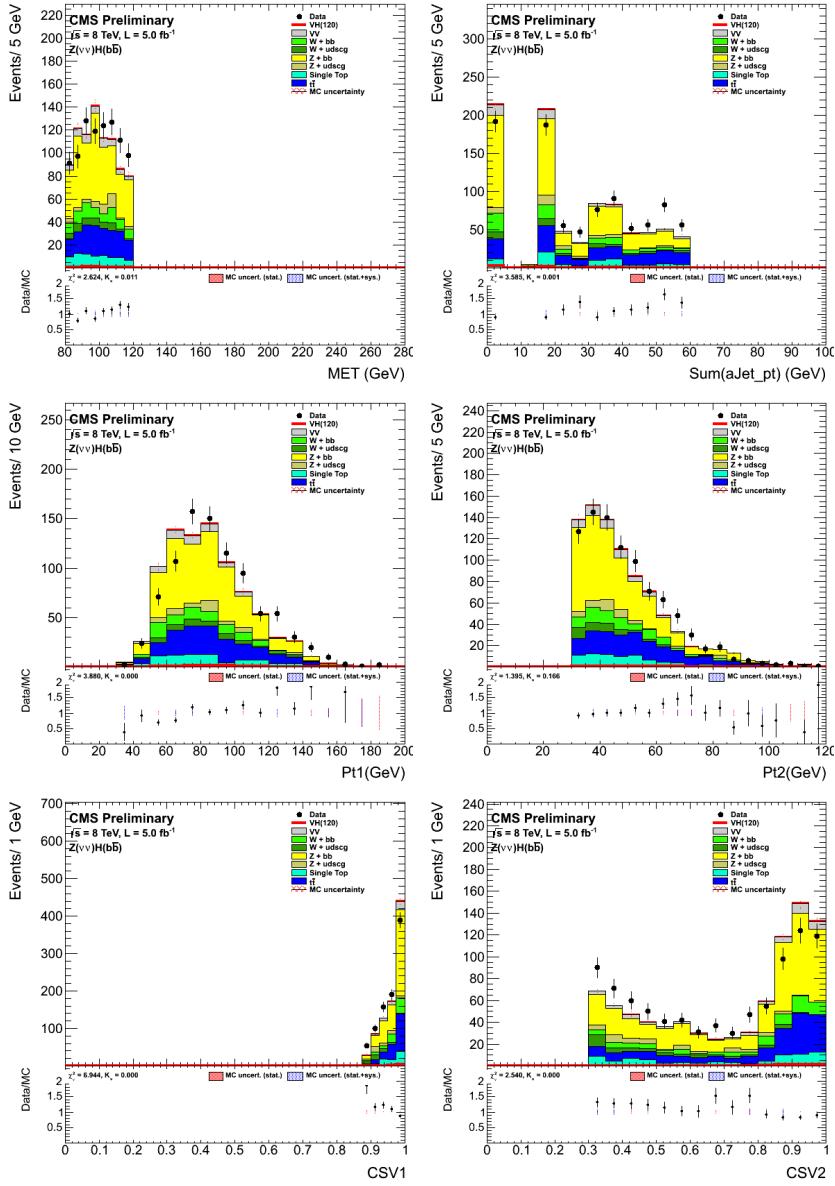


Figura 4.26: Distribuzioni, per dati e simulazioni, delle variabili: MET, $\text{Sum}(p_a^\perp)$, p_1^\perp , p_2^\perp , CSV₁, CSV₂. Sono stati applicati i tagli di analisi (eccetto il taglio su m_H) per la regione a bassa MET ($80 \text{ GeV} < \text{MET} < 120 \text{ GeV}$)

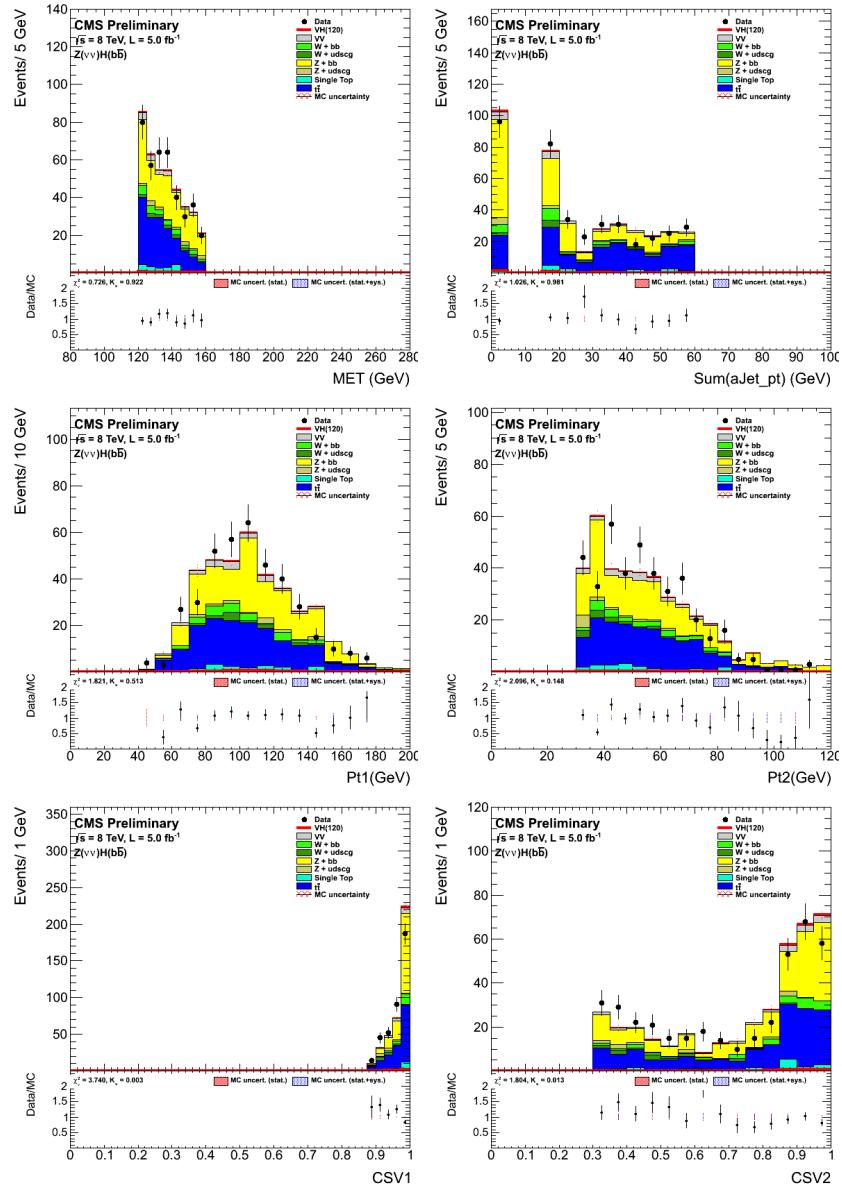


Figura 4.27: Distribuzioni, per dati e simulazioni, delle variabili: MET, $\text{Sum}(p_a^\perp)$, p_1^\perp , p_2^\perp , CSV₁, CSV₂. Sono stati applicati i tagli di analisi (eccetto il taglio su m_H) per la regione a media MET ($120 \text{ GeV} < \text{MET} < 160 \text{ GeV}$)

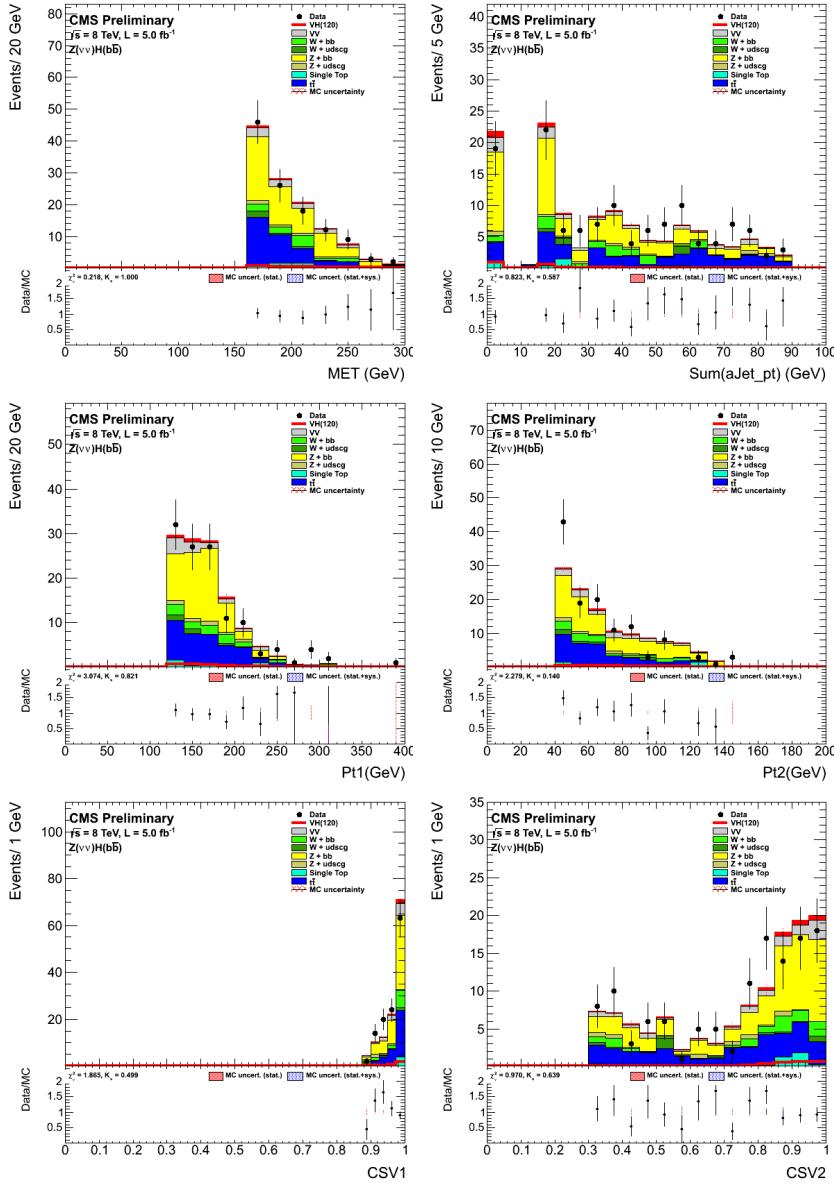


Figura 4.28: Distribuzioni, per dati e simulazioni, delle variabili: MET, $\text{Sum}(p_a^\perp)$, p_1^\perp , p_2^\perp , CSV₁, CSV₂. Sono stati applicati i tagli di analisi (eccetto il taglio su m_H) per la regione a alta MET (MET > 160 GeV)

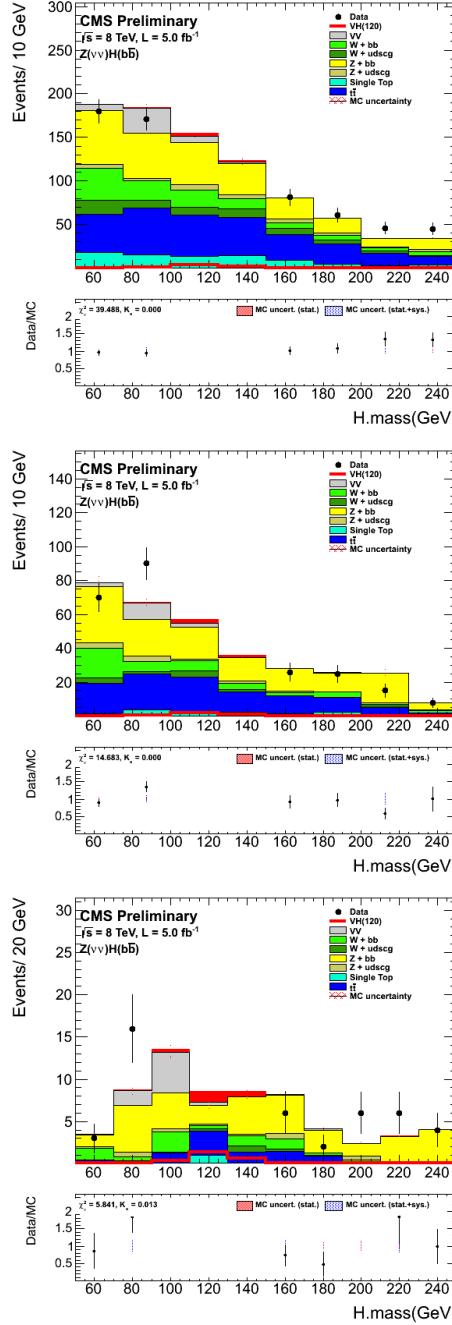


Figura 4.29: Distribuzioni dopo i tagli finali, per dati e simulazioni, della massa invariante della coppia di b -jet. Le distribuzioni non mostrano i dati nella regione del segnale. Le distribuzioni si riferiscono, nell'ordine, alle regioni di bassa, media e alta MET.

Tabella 4.2: Valori di segnale e fondo attesi per l’analisi finale nelle tre regioni. Lo scopo della Tabella è quello di confrontare la sensibilità dell’analisi a bassa MET con quella delle altre regioni, senza pretendere di avere una stima precisa dei fondi e segnali attesi. Le incertezze statistiche delle simulazioni ($\lesssim 1\%$) non sono state riportate perché sono dominate dall’incertezza sistematica, la quale deve essere ancora studiata.

| Regione | Segnale (S) | Fondo (B) | $S/\sqrt{S+B}$ |
|-----------|-----------------|---------------|----------------|
| Bassa MET | 5.2 | 250 | 0.33 |
| Media MET | 2.9 | 89 | 0.31 |
| Alta MET | 2.0 | 13 | 0.52 |

Capitolo 5

Il trigger per il canale $H + Z \rightarrow b\bar{b} + b\bar{b}$

In questo capitolo si propone una possibile ulteriore applicazione del *b*-tag a livello di trigger, ovvero la realizzazione di un trigger per osservare stati finali con molti *b*-jet. Come riferimento si è scelto di ottimizzare il trigger per la ricerca dell'Higgs nel canale $H + Z \rightarrow b\bar{b} + b\bar{b}$. Lo stato finale, caratterizzato dalla presenza di quattro *b*-jets senza ulteriori segnature di leptoni o di MET, rende il canale non accessibile attraverso normali trigger leptonici e in generale difficile da analizzare a causa dell'alto fondo QCD.

Per abbassare le soglie del trigger mantenendo il rate accettabile verranno utilizzati nel trigger gli elementi già introdotti nel Capitolo 4 ovvero il Fast Pixel Vertex, il *b*-tag (CSV) e il Particle Flow.

Prima di realizzare un trigger è utile fissare dei tagli offline su cui misurare l'efficienza del trigger. Per questo verranno individuati alcuni tagli di riferimento per il canale $H + Z \rightarrow b\bar{b} + b\bar{b}$.

5.1 Scelta dei tagli offline

Gli eventi di segnale sono caratterizzati dalla presenza di quattro *b*-jet, che provengono, a coppie, dai bosoni di Higgs e Z. Come le prime analisi $V(\text{lept.})H(b\bar{b})$ del 2011 [60], verrà richiesto che i due bosoni abbiano un p^\perp elevato. In questo caso verrà richiesto $p^\perp(jj_1) > 150 \text{ GeV}$ e $p^\perp(jj_2) > 150 \text{ GeV}$, dove jj_1 e jj_2 sono le due coppie di jet con p^\perp più alto. Verrà inoltre richiesto che in ogni coppia ci sia un jet con $p_1^\perp > 80 \text{ GeV}$ e l'altro con $p_2^\perp > 30 \text{ GeV}$. Si richiede infine che i jet siano centrali ($|\eta| < 2.5$), in modo tale che attraversino il tracciatore e che quindi sia possibile effettuare il *b*-tag.

Per quanto riguarda i tagli offline di *b*-tag, sono stati definiti CSV_1 e CSV_2 come il CSV maggiore e minore di ciascuna coppia di jet. Da essi, prendendo il valore massimo e minimo tra le due coppie, sono state definite le variabili CSV_1^{\max} , CSV_1^{\min} , CSV_2^{\max} , CSV_2^{\min} . Le distribuzioni di queste variabili, per simulazioni di segnale, sono mostrate in Figura 5.1. In base a tali distribuzioni sono stati scelti i seguenti tagli:

- $\text{CSV}_1^{\max} > 0.898$;

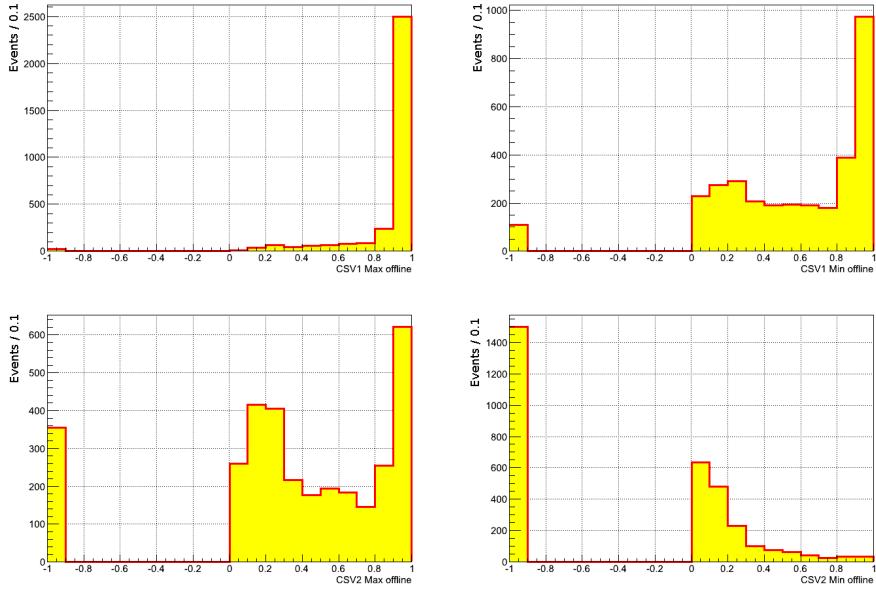


Figura 5.1: Distribuzioni delle variabili CSV_1^{\max} , CSV_1^{\min} , CSV_2^{\max} , CSV_2^{\min} , per il campione di segnale. I grafici sono stati effettuati utilizzando simulazioni ad alto pile-up (≈ 30).

- $\text{CSV}_1^{\min} > 0.679$;
- $\text{CSV}_2^{\max} > 0.679$;
- nessun taglio su CSV_2^{\min} .

Dove le soglie sono state scelte tra i punti di lavoro consigliati dal gruppo di *b*-tag di CMS ($\text{CSV}_{\text{Tight}} = 0.898$; $\text{CSV}_{\text{Medium}} = 0.679$; $\text{CSV}_{\text{Loose}} = 0.244$).

Nel complesso i tagli offline di riferimento utilizzati saranno quindi:

- $p^\perp(jj_1) > 150 \text{ GeV}$ e $p^\perp(jj_2) > 150 \text{ GeV}$;
- $p_1^\perp > 80 \text{ GeV}$ e $p_2^\perp > 30 \text{ GeV}$ (per entrambi i DiJet);
- $\text{CSV1}_{\max} > 0.898$;
- $\text{CSV1}_{\min} > 0.679$;
- $\text{CSV2}_{\max} > 0.679$.

5.2 Realizzazione del trigger

Nella realizzazione del trigger sono stati misurati due parametri: il rate e l'efficienza.

Per misurare il rate del trigger sono stati utilizzati i dati a 8 TeV registrati da un trigger prescalato composto dall'**OR** di tutti i trigger L1 utilizzati da CMS. Questo campione di dati, composto da circa 40 milioni di eventi raccolti tra il 4 e

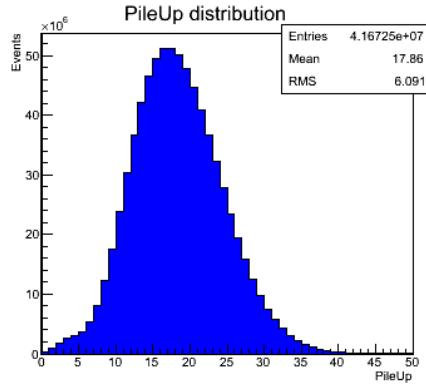


Figura 5.2: Distribuzione del pile-up degli eventi utilizzati per calcolare il rate del trigger. Il pile-up medio di ≈ 18 eventi corrisponde a una luminosità istantanea media di $\mathcal{L} \approx 4 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

il 25 Aprile 2012, corrisponde ai dati ricevuti in ingresso HLT. Come mostrato in Figura 5.2, il pile-up medio dei dati utilizzati è di circa 18 eventi, che corrisponde a una luminosità istantanea media pari a $\mathcal{L} \approx 4 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Per la misura dell'efficienza sono state invece utilizzate delle simulazioni di segnale, a cui sono stati applicati i tagli offline.

I tagli del trigger sono stati scelti in modo tale da avere la massima efficienza ad un rate che non superi i 5 Hz circa, ad una luminosità istantanea $\mathcal{L} \approx 5 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

5.2.1 Scelta dei tagli

Il primo punto da considerare nella realizzazione di un trigger HLT è individuare del trigger L1 (hardware) da cui partire. Per questo canale utilizzare un trigger L1 che richieda due jet con $p_T^\perp > 64 \text{ GeV}$ e $|\eta| < 2.5$ è risultato essere molto efficiente ($\gtrsim 99\%$).

I tagli successivi riguardano i jet ricostruiti con il solo utilizzo dei calorimetri essendo questi i più veloci da ottenere. Riprendendo i tagli offline scelti nella sezione 5.1, è stato scelto di tagliare sul p_T^\perp del secondo (p_2^\perp) e quarto (p_4^\perp) jet centrale con p_T^\perp più elevato. I tagli individuati sono:

- $p_2^\perp > 75 \text{ GeV}$;
- $p_4^\perp > 25 \text{ GeV}$.

In seguito, in modo simile a quanto fatto nel capitolo 4, nel trigger sono stati utilizzati il Fast Pixel Vertex, per la ricostruzione veloce del vertice primario, ed il Combined Secondary Vertex (CSV), come algoritmo di b -tag del trigger. Sono stati studiati i tagli sul CSV del primo (CSV_1), secondo (CSV_2), terzo (CSV_3) e quarto (CSV_4) jet con più alto CSV. I tagli scelti sono i seguenti:

- $\text{CSV}_1 > 0.7$;
- $\text{CSV}_2 > 0.5$;

Tabella 5.1: La Tabella riporta l'efficienza e il rate dopo ogni taglio effettuato dal trigger. L'efficienza è stata calcolata utilizzando simulazioni su cui sono stati applicati i tagli offline individuati nella sezione 5.1. Il rate è stato stimato utilizzando i primi dati a 8 TeV ed è stato rinormalizzato al rate medio del trigger L1 DoubleJetC56 corrispondente alla luminosità istantanea di $\mathcal{L} \approx 4 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

| Taglio | Efficienza (inc. stat.) | Rate (inc. stat.) |
|--------------------------------|-------------------------|---------------------|
| L1_DoubleJetC56 | 100% | 6500 Hz |
| $p_2^\perp > 75 \text{ GeV}$ | (99 \pm 1)% | (336 \pm 2) Hz |
| $p_4^\perp > 25 \text{ GeV}$ | (98 \pm 1)% | (210 \pm 1) Hz |
| $\text{CSV}_1 > 0.7$ | (97 \pm 1)% | (140 \pm 1) Hz |
| $\text{CSV}_2 > 0.5$ | (96 \pm 1)% | (24.1 \pm 0.6) Hz |
| $\text{CSV}_3 > 0.3$ | (88 \pm 2)% | (2.2 \pm 0.2) Hz |
| $PFp_2^\perp > 80 \text{ GeV}$ | (83 \pm 3)% | (1.8 \pm 0.2) Hz |
| $PFp_4^\perp > 30 \text{ GeV}$ | (82 \pm 3)% | (1.5 \pm 0.2) Hz |

- $\text{CSV}_3 > 0.3$;
- nessun taglio su CSV_4 .

Utilizzando questi tagli di b -tag il rate è sufficientemente basso da permettere di far girare l'algoritmo di Particle Flow. Infine i tagli scelti per i jet ricostruiti con il Particle Flow sono:

- $p_2^\perp > 80 \text{ GeV}$ (su Particle Flow Jet);
- $p_4^\perp > 30 \text{ GeV}$ (su Particle Flow Jet).

5.3 Test finali e approvazione

Nella Tabella 5.3 sono mostrati l'efficienza e il rate del trigger dopo l'applicazione di ogni taglio. L'efficienza finale risultava del 82% circa con un rate previsto di 1.5 Hz circa per la luminosità $\mathcal{L} \approx 4 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

Il trigger è stato provato anche su una selezione di dati ad alta luminosità ($\mathcal{L} \approx 6 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) e non sono stati riscontrati particolari problemi. La scarsa statistica non ha però permesso di stimare direttamente il rate corrispondente a quella luminosità.

5.3.1 Test sul timing

Per misurare il tempo impiegato dal trigger, è stata realizzata la distribuzione di Figura 5.3. Il tempo medio ottenuto è di circa 5 ms. Il trigger risulta molto veloce perché ha un taglio molto forte a livello 2: il taglio sui CaloJet, infatti, riduce il rate da $\approx 6500 \text{ Hz}$ a $\approx 210 \text{ Hz}$ (vedi Tabella 5.3). Questo fa che la ricostruzione delle tracce venga effettuata con un rate basso ($\approx 210 \text{ Hz}$), rendendo questo trigger particolarmente veloce.

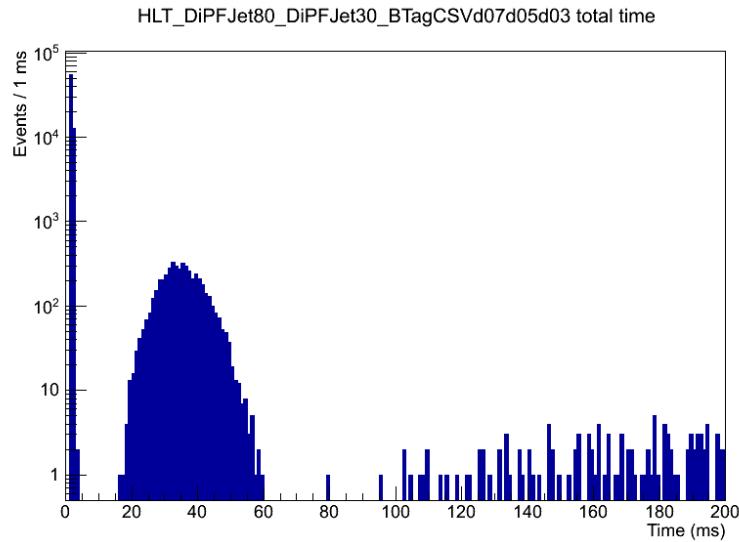


Figura 5.3: Distribuzione del tempo impiegato dal trigger. Si possono notare essenzialmente tre picchi: il primo, vicino a 2 ms, è dovuto agli eventi che vengono scartati perché non superano il trigger L1; il secondo, vicino a 40 ms è dovuto agli eventi che vengono scartati dal taglio sui CaloJet; il terzo, a tempi superiori a 120 ms è dovuto agli eventi scartati dal b -tag. Il tempo medio impiegato dal trigger è di soli ≈ 5 ms.

È stato misurato anche l'aumento del tempo complessivo di HLT dovuto al nuovo trigger ed è risultato essere di 0.6 ms circa, compatibile con i limiti imposti.

5.3.2 Conclusioni

Il trigger è stato infine approvato dalla collaborazione e ha iniziato ad acquisire dati dal 9 Maggio 2012. La Figura 5.4 mostra il rate del trigger per il run 201624 quando la luminosità di picco ha raggiunto per la prima volta $\mathcal{L} = 7.5 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

In questa tesi non sono stati analizzati i dati raccolti dal trigger. Attualmente in CMS sono in corso studi per effettuare un'analisi dati di $H + Z \rightarrow b\bar{b} + b\bar{b}$ utilizzando i dati raccolti dal trigger durante il 2012. Questo trigger potrà anche essere utilizzato per la ricerca di generici decadimenti del tipo $X \rightarrow HH \rightarrow 4b$ o altre segnature con molti b -jet nello stato finale.

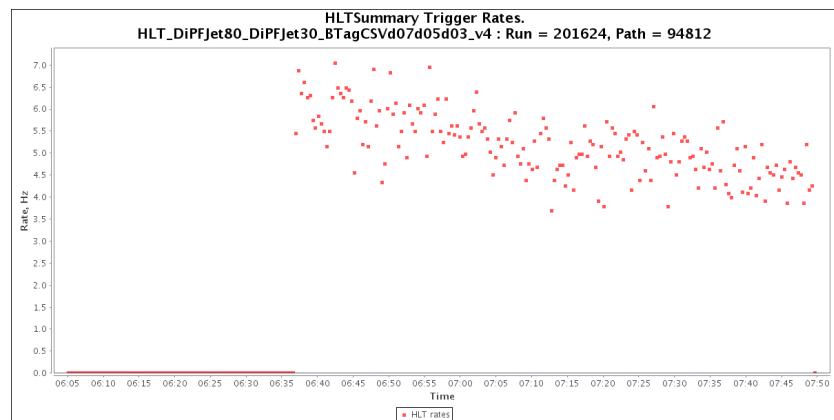


Figura 5.4: Rate del trigger DipfJet80 DipfJet30 BTagCSVd07d05d03 in funzione del tempo, durante il run 201624 del 24 Agosto 2012 quando la luminosità di picco ha raggiunto $\mathcal{L} \approx 7.5 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ e un pile-up medio di circa 34.

Capitolo 6

Conclusioni

Dopo aver mostrato le motivazioni teoriche della ricerca del bosone di Higgs, in particolare del canale $pp \rightarrow Z/W + H \rightarrow ll/\nu\nu/l\nu + b\bar{b}$, è stato realizzato un nuovo trigger per osservare il canale $Z/H \rightarrow \nu\bar{\nu} + b\bar{b}$ nella regione a bassa MET. Il trigger è stato sviluppato utilizzando: un nuovo algoritmo di ricostruzione del vertice primario per velocizzare questo processo, il Combined Secondary Vertex utilizzato per la prima volta a livello di trigger e il Particle Flow per ridurre il rate e mantenere un'elevata efficienza. Il risultato complessivo è un trigger che ha un rate pari a circa un sesto rispetto al precedente, e ha un'efficienza leggermente superiore. Inoltre, utilizzando i dati raccolti dal trigger, è stato mostrato che è realmente possibile estendere l'analisi di $Z/H \rightarrow \nu\bar{\nu} + b\bar{b}$ fino a $\text{MET} > 80 \text{ GeV}$ (le attuali analisi utilizzano $\text{MET} > 120 \text{ GeV}$) e che questa estensione contribuisce sensibilmente alla ricerca del decadimento dell'Higgs nei b -quark. Infine il b -tag a livello di trigger è stato utilizzato per realizzare un nuovo trigger per il canale $Z + H \rightarrow b\bar{b} + b\bar{b}$ o per altri canali a molti b -jet nello stato finale.

Ringraziamenti

Desidero ringraziare tutti quelli che mi hanno aiutato nella realizzazione di questa tesi. In particolare Andrea, Gigi, Caterina, Tommaso, Michele, Jacopo, Fabrizio e tutto il gruppo di CMS di Pisa che mi hanno sostenuto in questo lavoro fin dai primi giorni.

Appendice A

Glossario

In questa appendice verrano citati i principali termini e acronimi utilizzati nella tesi, e verrà indicato il riferimento alla sezione dove sono stati presentati.

- **Branching Ratio.** Nel decadimento di una particella, indica la frazione di volte in cui una particella decade in un determinato canale.
- ***b*-tag.** Significa identificare un jet contenenti quark *b*, detti *b*-jet. Gli algoritmi di *b*-tag restituiscono per ogni jet un numero, detto discriminante, tale che per numeri elevati corrispondono probabilità elevate che il jet in questione sia un *b*-jet. (Vedi sezione 2.2.2)
- **CaloMET, CaloJet, CaloPt**. Sono le variabili ricostruite con l'utilizzo dei soli calorimetri. Hanno risoluzioni inferiori rispetto a quelle ottenute con il Particle Flow, ma si ottengono molto più velocemente. Per questo motivo vengono utilizzate soprattutto a livello di trigger. (Vedi sezione 2.2.2).
- **CSV (*Combined Secondary Vertex*).** È un algoritmo di *b*-tag che utilizza come discriminante l'uscita di un'analisi multivariata basata sulle caratteristiche del vertice secondario. (Vedi sezione 2.2.2)
- **HLT(*High Level Trigger*).** È un trigger software che seleziona gli eventi che verranno registrati. Riceve in ingresso gli eventi che superano il trigger L1 (pari a un rate di circa 90 KHz) e può avere in uscita un rate fino a 1000 Hz. A differenza del trigger L1 può accedere a tutte le informazioni dei rivelatori di CMS. Viene suddiviso in: livello 2, livello 2.5 e livello 3, in base ai rivelatori a cui accede. (Vedi sezione 2.2.3).
- **L1 Trigger(*Level-1 Trigger*).** È il trigger hardware di CMS, dove avviene la prima selezione degli eventi da registrare. Riduce il flusso di dati a partire dal rate delle collisioni, pari a 40 MHz, ad un rate di circa 90 KHz. Esistono diversi tipi di trigger L1, ad esempio il trigger L1_ETM30 richiede la presenza di $\text{MET} > 30 \text{ GeV}$. Quando un evento viene accettato da un trigger L1 viene fatto girare HLT. (Vedi sezione 2.2.3).
- **MET o ETM(*Missing Transverse Energy*).** È l'energia trasversa mancante di un'evento, viene utilizzata per riconoscere eventi in cui vengono

prodotti neutrini con elevato impulso trasverso. A seconda dell'algoritmo utilizzato viene anche chiamata CaloMET o pfMET. (Vedi sezione 2.2.2).

- **Parametro d'impatto.** È un importante variabile utilizzata per riconoscere tracce che non provengono dai vertici primari. Viene utilizzata per il *b*-tag. Spesso si utilizza la significatività sul parametro d'impatto, definita come il parametro d'impatto diviso la risoluzione spaziale sul vertice primario. (Vedi sezione 2.2.2)
- **pile-up.** È un fenomeno per cui, quando due pacchetti di protoni si scontrano, vi sono più collisioni contemporaneamente. Per una luminosità istantanea $\mathcal{L} = 5 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ a CMS ci sono in media 30 eventi di pile-up.
- **p-value.** L'obiettivo di molti esperimenti di fisica delle particelle è quello di discriminare due ipotesi, spesso tra l'ipotesi "fondo" e quella "segnalet+fondo". Quando si osserva un eccesso di dati, il p-value indica la probabilità che una fluttuazione del fondo possa causare un eccesso di dati pari o superiore a quello osservato. Quando questa probabilità è molto piccola, di solito pari a cinque deviazioni standard, viene esclusa l'ipotesi "fondo" e viene annunciata una nuova scoperta.

Invece ,quando vi è una carenza di eventi rispetto all'ipotesi "segnalet+fondo", il p-value viene utilizzato per escludere questa ipotesi. In questo caso il p-value indica la probabilità che le fluttuazioni di "segnalet+fondo" possano causare la carenza di eventi osservata.

- **TrackCountingVeryHighEfficiency.** È un algoritmo di *b*-tag che utilizza come discriminante la traccia con significatività sul parametro d'impatto più alta. (Vedi sezione 2.2.2)
- **TrackCountingHighEfficiency.** È un algoritmo di *b*-tag che utilizza come discriminante la seconda traccia con significatività sul parametro d'impatto più alta. (Vedi sezione 2.2.2)
- **TrackCountingHighPurity.** È un algoritmo di *b*-tag che utilizza come discriminante la terza traccia con significatività sul parametro d'impatto più alta. (Vedi sezione 2.2.2)
- **Vertice dell'evento primario** È il vertice dove è avvenuta la collisione che ha generato l'evento di segnale. In generale si distingue perché è il vertice che contiene particelle ad elevato impulso trasverso.
- **Vertici primari.** Sono i punti in cui collidono i protoni. Nella collisione tra due pacchetti di protoni ci sono più vertici primari, dovuti agli eventi di pile-up. (Vedi sezione 2.2.2)
- **Vertici secondari o terziari.** Sono i vertici dovuti al decadimento debole di particelle. Ad esempio se viene prodotto un B^+ in un evento, esso percorrerà distanze dell'ordine del millimetro prima di decadere e generare altre particelle. Il punto in cui è avvenuto il decadimento sarà riconoscibile come un vertice secondario. L'identificazione di vertici secondari è importante per il *b*-tag. (Vedi sezione 2.2.2)

- **ParticleFlow.** È un algoritmo che utilizza tutti i sotto-rivelatori di CMS per ottenere una ricostruzione globale dell'evento. In genere le variabili ottenute con il Particle Flow hanno una risoluzione migliore e per questo vengono di solito utilizzate nell'analisi. (Vedi sezione 2.2.2).
- **Particle Flow MET, pfMET, pfJet, pfPt .** Sono le variabili ricostruite con l'algoritmo di Particle Flow. (Vedi sezione 2.2.2).

Bibliografia

- [1] S. L. Glashow, “Partial Symmetries of Weak Interactions”, *Nucl. Phys.*, 22 (1961).
- [2] S. Weinberg, “A Model of Leptons”, *Phys. Rev. Lett.*, 19 (1967).
- [3] A.Salam, “Weak and electromagnetic interactions in 8th Nobel Symposium”, *ed. N. Svartholm, Stockholm: Almqvist & Wiksell* (1968).
- [4] ALEPH, CDF, D0, DELPHI, L3, OPAL, SLD Collaborations, the LEP Electroweak Working Group, the Tevatron Electroweak Working Group, and the SLD Electroweak and Heavy Flavour Groups, “Precision Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model”, CERN PH-EP-2010-095, (2010). Dati aggiornati su: <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/plots/winter2012/>.
- [5] P. W. Higgs, “Broken symmetries, massless particles and gauge fields”, *Phys.Lett.*, 12, 132 (1964).
- [6] F. Englert et R. Brout, “Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons”, *Phys. Rev. Lett.*, 13 321 (1964);
- [7] N. Cabibbo (1963). “Unitary Symmetry and Leptonic Decays”. *Physical Review Letters* 10 (12): 531–533. doi:10.1103/PhysRevLett.10.531.
- [8] M. Kobayashi, T. Maskawa (1973). “CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction”. *Progress of Theoretical Physics* 49 (2): 652–657. doi:10.1143/PTP.49.652.
- [9] CMS Collaboration, “Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC”, arXiv:1207.7235 [hep-ex].
- [10] ATLAS Collaboration, “Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC”, arXiv:1207.7214 [hep-ex].
- [11] John Ellis et al., “A Fast Track towards the ‘Higgs’ Spin and Parity”, arXiv:1208.6002 [hep-ph]
- [12] Halzen and Martin, “Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics”, *John Wiley & Sons* (1984).
- [13] M. Peskin et al., “An Introduction to Quantum Field Theory”, *Westview Press* (1995).

- [14] C. Itzykson et J.B. Zuber, “Quantum Field Theory”, *Dover Books on Physics* (2006)
- [15] Troitsk Collaboration (V.N. Aseev et al.), “An upper limit on electron antineutrino mass from Troitsk experiment”, *Phys. Rev.* D84 (2011) 112003 , arXiv:1108.5034 [hep-ex]
- [16] Dirac, P. A. M. , “A Theory of Electrons and Protons”, *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*,126 (801): 360, (1930). doi:10.1098/rspa.1930.0013. JSTOR 95359.
- [17] C. N. Yang et R. L. Mills, “Isotopic Spin Conservation and a Generalized Gauge Invariance”, *Phys. Rev.* 95, 631(A) (1954)
- [18] P. W. Higgs, “Spontaneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons”, *Phys. Rev.*, 145, 1156 (1966).
- [19] LHC Higgs Cross Section Working Group, S. Dittmaier, C. Mariotti et al., “Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 1. Inclusive Observables”, *CERN-2011-002* (2011) arXiv:1101.0593.
- [20] <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/plots/winter2012/>
- [21] ALEPH, DELPHI, L3, OPAL Collaborations, and LEP Working Group for Higgs Boson Searches, “Search for the standard model Higgs boson at LEP”, *Phys. Lett.* B 565 (2003) 61, doi:10.1016/S0370-2693(03)00614-2, arXiv:hep-ex/0306033.
- [22] CDF and D0 Collaborations, “Evidence for a particle produced in association with weak bosons and decaying to a bottom-antibottom quark pair in Higgs boson searches at the Tevatron”, *Phys. Rev. Lett.* 109, 071804 (2012)
- [23] CDF and D0 Collaborations, “Updated Combination of CDF and DØ’s Searches for Standard Model Higgs Boson Production with up to 10.0 fb-1 of Data”, FERMILAB-CONF-12-318-E
- [24] CMS Collaboration, “Combined results of searches for the standard model Higgs boson in pp collisions at $s = 7$ TeV”, *Phys. Lett.* B 710 (2012) 26, doi:10.1016/j.physletb.2012.02.064, arXiv:1202.1488.
- [25] C. J. Seez, T. S. Virdee, L. Di Lella et al., “Photon decay modes of the intermediate mass Higgs”, in Proceedings of the Large Hadron Collider Workshop, G. Jarlskog et D. Rein, eds., p. 474. Aachen, Germany. CERN 90-10-V-2/ECFA-90-133-V-2
- [26] ATLAS Collaboration, “Combined search for the Standard Model Higgs boson in pp collisions at $s = 7$ TeV with the ATLAS detector”, (2012). arXiv:1207.0319.
- [27] Lyndon Evans and Philip Bryant (editors), “LHC Machine”, *Journal of Instrumentation* 3 S08001 (2008).
- [28] <http://indonesiaproud.files.wordpress.com/2010/02/lhc-experiments.jpg>

- [29] http://lpc.web.cern.ch/lpc/lumiplots_2012.htm
- [30] <http://ps-div.web.cern.ch/ps-div/LHC-PS/schindlma.gif>
- [31] The CMS Collaboration, “The CMS experiment at the CERN LHC”, *Journal of Instrumentation* 3 S08004 (2008).
- [32] The CMS Collaboration, “Precise Mapping of the Magnetic Field in the CMS barrel Yoke using Cosmic Rays”, *CMS Paper*, CMS PAPER CFT-09-015 (2010).
- [33] <http://www.hephy.at/typo3temp/pics/911f43bdb2.png>
- [34] Claus Grupen and Boris Shwartz, “Particle Detectors - Second Edition”, *Cambridge monographs on particle physics, nuclear physics and cosmology*, 26 (2008).
- [35] http://www-cdf.fnal.gov/~group/WORK/DISS_PAGE/EM_SHOWER.gif
- [36] The CMS Collaboration, “Performance and operation of the CMS electromagnetic calorimeter”, *JINST*, 265 T03010 (2010).
- [37] The CMS Collaboration, “Test beam results on the performance of the CMS electromagnetic calorimeter”, *CMS Conference Report*, CMS CR-2006/067, (2006)
- [38] V. D. Elvira, “Measurement of the Pion Energy Response and Resolution in the CMS HCAL Test Beam 2002 Experiment”, *CMS Note*, CMS-NOTE-2004-020, (2004)
- [39] R. Fröhwirth. “Application of Kalman filtering to track and vertex fitting”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 262:444, (1987).
- [40] S. Cucciarelli, “CMS Pixel Performance and Primary Vertex Finding”, , CMS-CR-2003-057 (2003).
- [41] W. Adam et al., “Track Reconstruction in the CMS Tracker”, *CMS Note*, 2006/041 (2006).
- [42] The CMS Collaboration, “Description and Performance of the CMS Track and Primary Vertex Reconstruction”, *CMS Note*, 2011/172 (2011), in fase di pubblicazione.
- [43] W. Waltenberger, “Adaptive Vertex Reconstruction”, *CMS Note*, 2008/033 (2008).
- [44] W. Adam, “Track and Vertex Reconstruction in CMS”, *CMS Note*, 2008/033 (2008).
- [45] The CMS Collaboration, “Jet Performance in pp Collisions at s=7 Te, and MET”, *CMS Physics Analysis Summary*, CMS-PAS-JME-10-003 (2010).
- [46] M. Cacciari, G. Salam, and G. Soyez, “The anti-k_t jet clustering algorithm”, *JHEP* 08, 063 (2008).

- [47] The CMS Collaboration, “Missing transverse energy performance of the CMS detector”, *JINST* 6 09001 (2011).
- [48] S. Argiro, “Electron and photon measurement with the CMS detector”, *CMS Conference Report* CMS-CR-2010-035 (2010).
- [49] The CMS Collaboration, “Particle-Flow Event Reconstruction in CMS and Performance for Jets, Taus, and MET”, *CMS Physics Analysis Summary*, CMS-PAS-PFT-09-001 (2009).
- [50] A. Rizzi, F. Palla, G. Segneri, “Track impact parameter based b-tagging with CMS”, *CMS Note*, CMS NOTE 2006/019, (2006).
- [51] The CMS Collaboration, “Algorithms for b Jet identification in CMS”, *CMS Physics Analysis Summary*, CMS-PAS-BTV-09-001 (2009).
- [52] The CMS Collaboration, “Operation and Performance of the CMS Level-1 Trigger during 7 TeV Collisions”, *CMS Conference Report* , 19 September 2011 (2011).
- [53] The CMS Collaboration, “CMS High Level Trigger”, , LHCC-G-134. CERN-LHCC-2007-021 (2007).
- [54] <http://www.pd.infn.it/%7Edorigo/l1trigger.jpg>
- [55] <http://www.pd.infn.it/%7Edorigo/l1caltrigger.jpg>
- [56] The CMS Collaboration, “Search for the standard model Higgs boson produced in association with W or Z bosons, and decaying to bottom quark for ICHEP 2012”, *CMS Physics Analysis Summaries*, CMS-PAS-HIG-12-019 (2012).
- [57] B. P. Roe, H.-J. Yang, and J. Zhu, “Boosted decision trees, a powerful event classifier”, in *Proceedings of PHYSTATO5: Statistical Problems in Particle Physics, Astrophysics and Cosmology*, (2005).
- [58] J. Gallicchio and M. D. Schwartz, “Seeing in Color: Jet Superstructure”, *Phys. Rev. Lett.* 105 (Jul, 2010), 022001.
- [59] Alex Mott, “Performance of Hcal Noise Filters at the HLT”, indico.cern.ch/materialDisplay.py?contribId=1&materialId=slides&confId=124222.
- [60] The CMS Collaboration, “Search for the standard model Higgs boson decaying to bottom quarks in pp collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ ”, *Phys. Lett. B*, 710 (2012) 284 , doi:10.1016/j.physletb.2012.02.08.
- [61] <http://www.phys.ufl.edu/~jlow/znuHbbTriggerStudies/>