

# La recherche du Higgs au LHC

## Abstract

Nous décrivons le collisionneur LHC (Large Hadron Collider), les détecteurs et les outils et algorithmes utilisés pour l'acquisition et l'analyse des données. Nous discuterons ensuite de la recherche du Higgs Modèle Standard (MS) puis de celle du Higgs SuperSymétrique (SUSY).

## 1 Large Hadron Collider (LHC)

### 1.1 Les paramètres de la machine

#### 1.1.1 La frontière en énergie

Le LHC est un accélérateur conçu pour la découverte. Il couvrira un domaine en énergie allant jusqu'au TeV pour lequel le Modèle Standard (MS) exempt de Higgs, ou d'un objet similaire, n'a aucun sens. L'énergie de centre de masse sera environ 10 fois celle du LEP ou du Tevatron:  $E_{\text{cm}}=14$  TeV, et la luminosité sera 100 fois plus élevée:  $L = 10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  (voir la figure Fig.1).

#### 1.1.2 L'énergie et la luminosité

Les collisionneurs à hadrons sont des machines exploratrices couvrant un large domaine en énergie. Elles nous permettent d'étudier le processus de diffusion  $W_L W_L$  à des énergies de centre de masse de l'ordre du TeV (voir la figure Fig.2). Le taux d'événements est donné par  $L \cdot \sigma \cdot \text{BR}$  où  $L$  est la luminosité,  $\sigma$  est la section efficace et  $\text{BR}$  est le rapport d'embranchement. Pour un Higgs d'un TeV se désintégrant comme  $H \rightarrow ZZ \rightarrow 2e + 2\mu$  ou  $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4e, 4\mu$ , et pour une luminosité  $L \sim 10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ , on s'attend à 10 ( $10^{34} \cdot 10^{-37} \cdot 10^{-3} \cdot 10^7$ ) événements/année!

#### 1.1.3 Le CERN et son complexe d'accélération

L'expression pour la luminosité est donnée par:

$$L = \frac{\gamma f k_b N_p^2}{4\pi \epsilon_n \beta^*}$$

où  $f$  est la fréquence de révolution,  $k_b$  le nombre de paquets,  $N_p$  le nombre de protons par paquet,  $\epsilon_n$  l'émittance transverse normalisée,  $\beta^*$  la fonction betatron, et  $F$  le facteur de réduction de l'angle de croisement. L'impulsion est donnée par  $p(\text{TeV}) = 0.3 \cdot B(\text{Tesla}) \cdot R(\text{km})$ . Pour des particules ayant une impulsion de 7 TeV et un accélérateur de rayon  $R=4.3$  km, le champ magnétique doit être de 8.4 Tesla (voir la figure Fig.3).

Caractéristique	symbole	valeur
Énergie de la collision	E	7 TeV
Champ dipole à 7 TeV	B	8.33 Tesla
Luminosité	L	$10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
Paramètre faisceau-faisceau	$\xi$	$3.6 \cdot 10^{-3}$
Courant continu du faisceau	$I_{\text{faisceau}}$	0.56 A
Séparation des paquets		24.95 ns
Nombre de particules par paquet	$N_p$	$1.1 \cdot 10^{11}$
Emission transverse normalisée (r.m.s)	$\epsilon_n$	$3.75 \mu\text{m}$
<b>Collisions</b>		
Valeur de $\beta$ au point d'interaction	$\beta^*$	0.5 m
R.m.s. du rayon du faisceau au point d'interaction	$\sigma^*$	$16 \mu\text{m}$
Angle de croisement	$\phi$	$300 \mu\text{rad}$
Temps de vie du faisceau	$\tau_L$	10 h
Nombre d'événements par croisement	$n_c$	17
Perte d'énergie par tour		7 keV
Puissance totale dissipée par faisceau		3.8 kW
Énergie stockée par faisceau		350 MJ
Temps de remplissage par anneau		4.3 min

Table 1: Caractéristiques du LHC.

Dates		faisceau
04/06	Test de secteur	
10/06	Livraison du dernier dipole	
01/07	Fermeture de l'anneau et mise à froid	Accès aux cavernes
04/07	1 faisceau (2 mois)	Accès restreint aux cavernes
06/07	Premières collisions (1 mois)	$L \sim 5 \times 10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$
08/07	Fermeture-Shutdown	Accès aux cavernes
10/07	Run de physique (7 mois)	$L \sim 2 \times 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} (10 \text{fb}^{-1})$
06/08	Run d'ions de plomb (6 semaines)	

Table 2: Programme détaillé de la construction du LHC.

La structure détaillée du faisceau est déterminée par le schéma d'injection et par les propriétés du système de vidange du faisceau (voir la figure Fig.4). Les paquets sont formés dans le Proton Synchrotron (PS), d'où ils en sortent avec une énergie de 26 GeV et un espacement de 25ns. Le faisceau est ensuite accéléré dans le SPS (Super PS) jusqu'à 450 GeV et transféré au LHC. Cette opération est répétée 12 fois pour chaque faisceau. À chaque transfert, suffisamment d'espace doit être réservé pour accommoder le temps de montée des kickers (aimants) d'injection. Enfin, un délai de 3.17  $\mu\text{s}$  est réservé pour le temps de montée de l'aimant de vidange, ce qui est obtenu en éliminant un batch du PS (81 paquets séparés de 25ns).

Le complexe d'accélération est équipé de 1232 dipôles supraconducteurs (voir figure Fig.5). La ligne 2 du complexe d'accélération est en construction. Elle correspond à une cellule complète du LHC: 6 dipôles et 4 quadrupôles. Les derniers tests restent à être effectués avant le mandat. La ligne 2 a la même disposition qu'une cellule LHC dans la partie régulière d'un arc et suit la courbure du tunnel. La première demi-cellule débute avec une courte section droite (Short Straight Section), qui est connectée à la ligne cryogénique et est suivie par 3 dipôles de 15m. Suivant le schéma cryogénique simplifié, la deuxième demi-cellule n'est pas connectée à la ligne cryogénique (voir les figures Fig.6).

## 1.2 Le programme de la machine

Le programme détaillé de la construction de la machine est décrit dans le Tableau 2. Dans la figure Fig.7, on voit le schéma du LHC et de ses puits.

## 1.3 Le défi expérimental

Au LHC, le taux d'interactions sera de  $10^9$  par seconde. Parmi les 40 millions de croisements ayant lieu chaque seconde, on n'enregistrera les données que pour

environ 100 croisements. La décision prise par le trigger de niveau 1 prendra de 2 à 3  $\mu\text{s}$ . Pendant ce temps, l'électronique devra stocker les données localement grâce à un système de pipelining.

On observera en moyenne 20 événements superposés pour chaque croisement, ce qui correspond à de l'ordre de 1000 traces chaque 25 ns. Les détecteurs doivent avoir une excellente granularité et une très bonne résolution en temps tout en ayant un petit taux d'occupation. Ceci implique la nécessité d'un grand nombre de canaux de lecture.

Enfin, les taux de radiation seront très élevés. Les détecteurs ainsi que l'électronique devront donc être résistants aux radiations.

## 2 Les détecteurs

### 2.1 Les exigences de la physique

Au LHC, la physique du Higgs permettra de tester les performances des détecteurs. Il faut un bon système d'identification et de mesure d'impulsion des muons. Ceci permet de déclencher efficacement sur les *bons* événements et de détecter des muons de quelques TeV. Il faut aussi une calorimétrie électromagnétique avec une excellente résolution en énergie: 0.5% à  $E_T \sim 50$  GeV. Les détecteurs internes de reconstruction des traces (trackers internes) doivent être très précis, avec une résolution en impulsion d'un facteur 10 meilleur qu'au LEP. Les calorimètres doivent être hermétiques pour une bonne mesure de l'énergie transverse manquante. Enfin, le prix des détecteurs doit être abordable.

### 2.2 ATLAS et CMS

Les détecteurs ATLAS et CMS sont complémentaires dans leur conception. ATLAS possède un toroïde à coeur d'air (air-core toroid) ainsi qu'un solénoïde. On ne peut mesurer l'impulsion des muons qu'avec les chambres à muons, ce qui est utile dans un environnement avec une grande multiplicité de traces. De plus, la résolution en impulsion  $\sigma_p$  est uniforme en  $\eta$ .

CMS mesure l'impulsion dans les trackers internes et dans la culasse de retour du champ. Il possède un solénoïde avec un retour de champ en fer. Après avoir quitté la culasse de fer, les traces des muons énergétiques pointent vers le vertex (voir la figure Fig.8).

Dans les figures Fig.9 et 10, on voit les schémas des détecteurs ATLAS et CMS respectivement.

#### 2.2.1 Choix des aimants

Les aimants ont été conçus pour mesurer l'impulsion de muons d'un TeV avec une résolution de 10%. Dans ATLAS, pour un champ magnétique moyen de 0.6 Tesla sur 4.5 m en z, la correction sagitta est de 0.5mm. Par conséquent,

il faut une résolution spatiale de équivalente. Le théorème d'Ampère donne  $2\pi RB = \mu_0 nI$ , ce qui implique  $nI = 2 \times 10^7$  A-tours. Avec 8 bobines, il faut  $2 \times 2 \times 30$  tours et un courant de  $I = 20$  kA. La supraconductivité devient alors incontournable. Les défis concernent entre autre la mécanique. Une énergie de 15 GJoules est dissipée si l'aimant disjoncte. Il faut aussi une bonne résolution spatiale et un alignement précis sur une grande surface.

CMS possède un champ magnétique de 4 Tesla, et dissipe 2.7 GJoules si l'aimant disjoncte. Le champ magnétique  $B = \mu_0 nI$ , avec 2168 tours/m donne un courant de  $I = 20$  kA. Il faut un câble supraconducteur renforcé qui peut s'enrouler sur 4 épaisseurs pour transporter suffisamment de courant.

## 2.2.2 Reconstruction des traces au LHC

Les facteurs qui déterminent la performance du tracker sont entre autres: l'efficacité de trouver une trace, le taux d'occupation, la résolution en impulsion et la reconstruction des vertex secondaires.

Le tracker d'ATLAS est représenté dans la figure Fig.11. ATLAS a choisi des pixels en silicium au plus près du point d'interaction:  $1.1 \text{ m}^2$  de senseurs en silicium, 70 millions de pixels,  $50 \times 300 \mu\text{m}^2$  en taille, en 3 barils situés à  $r = 4, 10, 13$  cm du point d'interaction. Après les pixels viennent les gaufrettes à microstrips en silicium (silicon microstrip):  $60 \text{ m}^2$  de surface de détection, 6 millions de strips, 4 barils situés entre  $r = 30$  et  $50$  cm. Le *Transition Radiation Tracker* (TRT) à pailles vient en dernier: 36 pailles par trace, en  $\text{Xe}-\text{CO}_2-\text{CF}_4$  d'un diamètre de 4mm, situé entre  $r = 56$  et  $107$  cm.

CMS a choisi un système de pixels en silicium entourés de détecteurs à microstrips en silicium. Les 67 millions de pixels représentent environ  $1 \text{ m}^2$  de surface détectable,  $125 \times 125 \mu\text{m}^2$  en taille, avec 3 barils situés à  $r = 4, 7, 11$  cm. Les 10 millions de strips représentent  $223 \text{ m}^2$  de surface de détection, avec 12 barils et disques aux bouts situés entre  $r = 20$  et  $120$  cm pour le baril.

L'électronique front-end des trackers est complexe vu le grand nombre de canaux de lecture (voir la figure Fig.12). Dans le cas de CMS, chaque microstrip est lue par un amplificateur de charge avec un temps de shaping de  $\tau = 50$  ns. La tension de sortie est échantillonnée au taux de croisement du faisceau de 40 MHz. Les échantillons sont stockés dans un pipeline analogue pour un temps d'attente de déclenchement de niveau 1 ( $3.2 \mu\text{s}$ ) s'ils passent les coupures d'un trigger qui effectue la somme pondérée de 3 échantillons. Ceci confine le signal à un croisement et donne son amplitude. Les signaux sont multiplexées sur des fibres optiques. La puissance du laser est modulée par l'amplitude du signal pour chaque strip.

## 2.2.3 Calorimétrie électromagnétique

Dans plusieurs scénarios de physique, on s'attend à des résonances étroites de masses intermédiaires ( $m_W < m_H < 2m_W$ ) se désintégrant en photons ou en

Paramètre	Barrel	Endcap
Couverture en $\eta$	$ \eta  < 1.48$	$1.48 <  \eta  < 3.0$
Granularité ( $\Delta\eta \times \Delta\phi$ )	$0.0175 \times 0.0175$	varie avec $\eta$
Dimension des cristaux ( $\text{cm}^3$ )	$2.18 \times 2.18 \times 23$	$2.85 \times 2.85 \times 22$
Profondeur en $X_0$	25.8	24.7 (+3 $X_0$ )
Nombre de cristaux	61 200	14 950
Volume du cristal ( $\text{m}^3$ )	8.14	3.04
Détection ds photons	Avalanche PhotoDiodes	VacuumPhotoTriodes
Modules	36 supermodules	4 Dees

Table 3: Caractéristiques du calorimètre électromagnétique de CMS.

électrons. Dans le Modèle Standard, pour des masses intermédiaires du Higgs, on a:  $H \rightarrow \gamma\gamma$  et  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4e$ . Dans le MSSM, on a:  $h \rightarrow \gamma\gamma$ ,  $H \rightarrow \gamma\gamma$  et  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4e$ .

Dans tous les cas, la largeur observée sera déterminée par la résolution en masse du détecteur. Le calorimètre électromagnétique doit donc avoir de bonnes: résolution en énergie, résolution angulaire pour les photons, et capacité de séparer deux gerbes rapprochées.

#### 2.2.4 Calorimétrie hadronique

Les calorimètres hadroniques doivent mesurer l'énergie des jets avec une certaine précision. La résolution en énergie est limitée par l'algorithme de reconstruction des jets, la fragmentation, le champ magnétique et la superposition d'événements à haute luminosité. On peut utiliser la largeur de la distribution de masse jet-jet pour évaluer la résolution. On utilise des jets à petite impulsion transverse  $p_T$ :  $W, Z \rightarrow jj$  e.g. lors de la désintégration de quarks top, ou encore des jets à grand  $p_T$ :  $W', Z' \rightarrow jj$ .

Les calorimètres hadroniques doivent aussi fournir une bonne mesure de l'énergie transverse manquante. Celle-ci joue un rôle prédominant dans l'étude de la production de gluinos et de squarks. Le calorimètre doit couvrir une région jusqu'à  $|\eta| = 5$ . Il doit être hermétique et donc avoir un minimum de fentes et de régions mortes. Finalement, plus important encore qu'une petite valeur du terme stochastique, il ne faut pas qu'il y ait de queues non-gaussiennes dans les distributions de l'énergie transverse manquante. Aussi, pour identifier le processus de fusion bosonique, une bonne détection des jets vers l'avant est importante.

### 2.2.5 Les calorimètres de CMS

Le calorimètre électromagnétique est composé de cristaux de  $\text{PbWO}_4$ . Dans sa région centrale, le calorimètre hadronique est composé d'une superposition de couches de laiton et de scintillateur lu par des fibres optiques de type *Wave Length Shifter* (WLS). Il possède une géométrie projective et une granularité de  $\Delta\eta\Delta\phi = 0.0875 \times 0.0875$ . Les régions vers l'avant  $3 < |\eta| < 5$  sont composées de fer et de fibres de quartz qui produisent de la lumière Čerenkov.

### 2.2.6 Les calorimètres d'ATLAS

Le baril du calorimètre électromagnétique est composé d'une superposition de couches de plomb et d'électrodes en forme d'accordéon, le tout baignant dans l'argon liquide. Pour  $|\eta| < 2.5$  il y a 3 échantillons, par ordre ascendant en rayon:  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.0025 \times 0.1$  (S1),  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.025$  (S2) et  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.05 \times 0.025$  (S3). Les bouts  $1.375 < |\eta| < 3.2$  consistent en 2 roues toujours en forme d'accordéon. Chaque roue est divisée en 8 modules, de 63 cm d'épaisseur et de rayons interne et externe de 30cm et 2m respectivement. Les plaques d'absorbeur sont montées de manière radiale comme les rayons d'une roue de vélo, alors que les vagues de l'accordéon sont parallèles aux bords avant et arrière de la roue et vont en profondeur.

Le baril du calorimètre hadronique est composé d'une superposition de couches de fer et de scintillateur lu par des fibres optiques de type WLS. Il possède aussi 3 échantillonnages, tous avec  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ . Les bouts  $1.5 < |\eta| < 3.2$  sont composés de plaques en cuivre baignant dans l'argon liquide. Les régions vers l'avant sont en tungstène baignant aussi dans l'argon liquide, couvrant la région  $3.1 < |\eta| < 4.9$  avec un échantillonnage de  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$ .

### 2.2.7 Muons

L'identification des muons sera relativement facile pour une luminosité de  $L = 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ . Les muons peuvent être identifiés au sein d'un jet. Ceci permet d'identifier les quarks beauté et de contrôler l'efficacité des coupures d'isolation. Les facteurs qui déterminent la performance d'identification des muons sont: le trigger de niveau 1, la reconnaissance des patterns et la résolution en impulsion.

Le taux de muons ( $b, c \rightarrow \mu X$ ) dans le trigger de niveau 1 est très élevé. Il est donc nécessaire de couper sur impulsion transverse  $p_T$  avec une bonne efficacité. On utilise un seuil variable ( $p_T$  entre 5 et 75 GeV).

À haute luminosité, la reconnaissance des muons est fortement dégradée par les bruits de fond corrélés générés par des  $\delta s$ , jets électromagnétiques et punchthrough, et par les bruits de fond non-corrélés

L'impulsion moyenne des muons étant grande, le champ magnétique doit être suffisamment puissant pour avoir une bonne résolution en impulsion. Les chambres à muons doivent avoir une bonne résolution spatiale et un bon alignement. Pour des traces à petite impulsion, la précision vient du tracker interne.

Le détecteur à muons d'ATLAS se compose de chambres de précision et de chambres de trigger. Les chambres de précision sont composées de tubes monitorés à dérive (Monitored Drift Tubes) et de chambres à bandes cathodes (Cathode Strip Chambers). Les tubes ( $|\eta| < 2$ ) ont une résolution de  $80\mu\text{m}$  pour un fil isolé, avec  $1194$  chambres de  $5500\text{m}^2$  de surface. Les  $32$  chambres à bandes cathodes ( $2 < |\eta| < 2.7$ ), d'une surface de  $27\text{m}^2$ , subissent un flux plus élevé de particules. Quant aux chambres de trigger, elles sont composées de chambres à plaques résistives (Resistive Plate Chambers) ainsi que de chambres à fines interstices (Thin Gap Chambers). Les  $1136$  chambres résistives ( $|\eta| < 1.05$ ) d'une surface de  $3650\text{m}^2$  ont une bonne résolution en temps ( $1$  ns). Les  $1584$  chambres à interstices d'une surface de  $2900\text{m}^2$  ( $1.05 < |\eta| < 2.4$ ) subissent un flux élevé de particules. Les détecteurs sont représentés dans la figure Fig.13.

Le détecteur à muons de CMS est composé de  $4$  stations ce qui assure une bonne redondance et acceptance. Chaque station est composée de  $12$  plans de mesure pour le barrel, et  $6$  plans pour les endcaps. On y trouve des chambres à bandes cathodes, des tubes à dérive ainsi que des chambres à plaques résistives parallèles (RPC). Les détecteurs mesurent la position avec une précision de  $70$  à  $100\mu\text{m}$  par station, et mesurent la direction avec une précision d'un mrad. Les RPCs offrent une bonne résolution en temps et donnent un deuxième système pour le trigger de niveau 1 (voir la figure Fig.14).

### 3 Outils

#### Biais minimum

La haute luminosité prévue au LHC est de  $L = 10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1} = 10^7\text{mb}^{-1}\text{Hz}$ . La section efficace inélastique est de  $\sigma_{\text{inel}}(\text{pp}) = 70\text{mb}$ , ce qui implique un taux d'événements de  $7 \times 10^8\text{Hz}$ . Les faisceaux se croisant à toutes les  $25$  ns =  $25 \times 10^{-9}\text{Hz}^{-1}$ , on compte  $17.5$  événements de biais minimum par  $25$  ns. Comme les paquets de protons ne sont pas tous pleins ( $2835/3564$ ), on compte  $23$  événements par croisement. En résumé, à haute luminosité, pour un *bon* événement Higgs, on comptera environ  $20$  événements de biais minimum.

Dans la figure Fig.15, les sections efficaces en fonction de l'énergie de centre de masse est représentée. Dans les figures Fig.16a,b, et c sont représentés respectivement les distributions en  $\eta$ , en  $p_T$  et la fraction du nombre d'événements en fonction du nombre de traces, pour des événements de biais minimum. Dans la figure Fig.17, l'énergie transverse des événements de pile-up dans CMS sont représentés pour  $\eta=0.1$  (a) et  $\eta=2.2$  (b).

#### Isolation

L'isolation est un outil puissant dans les collisionneurs hadroniques. Les leptons et photons issus de sous-processus peuvent être isolés du reste de l'événement. Un photon peut être isolé en cherchant des traces chargées et des dépôts d'énergie proche de la gerbe du photon. La puissance de réjection des  $\pi^0$  dans les jets ainsi que la perte d'efficacité à haute luminosité pour le canal  $H \rightarrow \gamma\gamma$  sont

Coupure en $p_T^W$ (GeV)	$\Delta R$	$\sigma_{L=10^{33}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}}$ (GeV)	$\sigma_{L=10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}}$ (GeV)
$p_T < 50$	0.4	9.5	13.8
$100 < p_T < 200$	0.4	7.7	12.9
$200 < p_T < 700$	0.3	5.0	6.9

Table 4: Résolution de la distribution de la masse invariante jet-jet pour les événements  $W \rightarrow jj$  d’ATLAS, pour différentes coupures en impulsion transverse du W et pour diverses valeurs du rayon d’ouverture  $\Delta R$  du cône entre les deux jets.

étudiés et représentés dans les figures Fig.18.

### Matériel dans les trackers

La quantité de matériel dans les trackers de CMS et d’ATLAS sont représentés en unités de longueurs de radiation dans les figures Fig.19.

### Traces chargées

L’efficacité d’identifier des muons et pions en fonction de la rapidité dans ATLAS sont représentés dans la figure Fig.20. La résolution sur l’impulsion des traces dans CMS est représentée dans la figure Fig.21.

### Électrons

La reconstruction d’électrons qui irradient peu ou de photons non-convertis est simple e.g. CMS somme l’énergie d’une matrice  $5 \times 5$  de cristaux centrés sur le point d’impact. Pour des électrons émettant du bremsstrahlung ou des photons se convertissant, le défi dans CMS est de comprendre les effets combinés de la matière du tracker et du champ magnétique de 4 Tesla. Le problème n’est pas la perte d’énergie mais plutôt sa dispersion dans le détecteur.

Dans la figure Fig.22a, la fraction d’électrons ayant perdu moins de F, la fraction d’énergie de départ, est représentée. On voit aussi la distribution du rapport de l’énergie mesurée sur l’énergie vraie pour des électrons de  $p_T = 35$  GeV dans la figure Fig.22b.

### Photons

Dans le baril de CMS pour  $H \rightarrow \gamma\gamma$ , l’efficacité de reconstruction des photons est de  $\epsilon_\gamma \sim 90\%$ . Un quart des photons convertis ne peuvent être reconstruits.

Le rayon de conversion des photons, la séparation en mm entre les photons, et les distributions du rapport de l’énergie reconstruite sur l’énergie incidente des photons non-convertis et convertis, sont représentés dans les figures Fig.23.

### Jets

Pour reconstruire les jets, on peut utiliser un algorithme de cône classique, où le jet est reconstruit autour d’une graine (seed). Les paramètres sont la coupure sur l’énergie transverse de la graine  $E_T^{\text{seed}}$  et le rayon d’ouverture  $\Delta R$  du cône entre les deux jets.

Paramètre	A $\rightarrow$ $\tau\tau$	QCD	jets-b	$t\bar{t}$
$p_T^\tau$ (GeV)	73	44	58	65
$R_{em} < 0.07$	45%	1.1%	1.9%	1.3%
$\Delta E_T^{12} < 0.1$	32%	0.6%	0.9%	0.7%
$N_{tr}(p_T > 2\text{GeV}): 1 \text{ ou } 3$	25%	0.2%	0.2%	0.2%

Table 5: Séparation  $\tau$ -jet dans ATLAS.

Le rapport de l'énergie transverse du jet sur l'énergie transverse du parton, la résolution en énergie des jets, et les distributions de la masse invariante de dijets pour  $W \rightarrow jj$  sont représentés dans les figures Fig.24.

### Énergie manquante transverse

La résolution de l'impulsion transverse est donnée en fonction de l'énergie transverse dans la figure Fig.25 pour des événements  $A \rightarrow \tau\tau$ .

### Réjection $\gamma$ -jet

On cherche à rejeter le plus de jets dans le but d'améliorer la sélection des photons dans le canal  $H \rightarrow \gamma\gamma$ . Dans ATLAS pour les coupures suivantes:  $E_{T\gamma 1}, E_{T\gamma 2} > 40, 25$  GeV avec  $|\eta| < 2.5$ , on représente dans la figure Fig.26a la distribution du rapport d'énergie électromagnétique d'un cluster 3X3 cellules<sup>2</sup> sur celle d'un cluster 7X7 pour des photons et des jets.

Dans la figure Fig.26b, on voit le facteur de réjection des jets en fonction de l'énergie transverse pour ATLAS.

### Identification des jets beauté

On utilise des méthodes de vraisemblance pour identifier les quarks beauté. On calcule la signficance  $S_i$  pour chacune des traces  $i$  dans un jet et on calcule le rapport  $r_i = f_b(S_i)/f_u(S_i)$ , où  $f_q(S_i)$  est la probabilité qu'on ait un quark de saveur  $q$  si la signficance de la trace est  $S_i$  (voir la figure Fig.27a). On détermine un poids global  $w = \sum_i S_i \log(r_i)$ . Le facteur de réjection des jets non-b en fonction de l'efficacité d'identifier un jet b est représenté dans la figure Fig.27b.

### Identification des jets $\tau$

Pour identifier un jet  $\tau$  dans ATLAS, les variables suivantes sont utilisées: le rayon électromagnétique du jet  $R_{em}$ , le rapport de l'énergie transverse électromagnétique sur hadronique entre deux cônes concentriques,  $\Delta E_T^{12} = E_T^{em}/E_T^{had}$  pour  $0.1 < \Delta R < 0.2$ , et le nombre de traces chargées  $N_{tr}$  avec une impulsion transverse  $p_T > 1, 2$  ou  $5$  GeV dans un cône  $\Delta R = 0.3$ . Le Tableau 5 résume le pourcentage restant après chaque coupure, pour le signal  $A \rightarrow \tau\tau$  et pour les bruits de fond.

Le facteur de réjection des jets est représenté en fonction de l'efficacité d'identifier un jet  $\tau$  dans la figure Fig.28a, pour différents intervalles en  $p_T$ . La distribution du rayon électromagnétique pour des jets  $\tau$  et pour des jets

CDQ (QCD) est représentée dans les figures Fig.28b et c, pour des petites, moyennes et grandes valeurs de  $p_T$  ( $15 < p_T < 30$  GeV,  $30 < p_T < 70$  GeV et  $70 < p_T < 130$  GeV).

Pour reconstruire la masse invariante d'une paire  $\tau\tau$ , la masse du  $\tau$  est considérée comme nulle et les neutrinos sont approximés parallèles au jet  $\tau$ . Les équations suivantes sont obtenues:

$$m_{\tau\tau} = \sqrt{2(E_1 + E_{\nu 1})(E_2 + E_{\nu 2})(1 - \cos\theta)}$$

et

$$p_x^{\text{miss}}(p_y^{\text{miss}}) = (E_{\nu 1}\bar{u}_1)_{x(y)} + (E_{\nu 2}\bar{u}_2)_{x(y)}$$

où  $\bar{u}_1$  et  $\bar{u}_2$  sont les directions unitaires des jets et  $p_x^{\text{miss}}$ ,  $p_y^{\text{miss}}$  sont les composantes du vecteur de l'énergie transverse manquante  $E_T^{\text{miss}}$ . Le système d'équations ne se résoud que si le système  $\tau\tau$  est boosté i.e. les deux  $\tau$ s ne sont pas dos à dos.

La distribution de la masse invariante du système  $\tau\tau$  en fonction de la séparation angulaire entre le jet et le lepton issu de la désintégration du  $\tau$  est représentée dans la figure Fig.29a. La distribution de la masse invariante est représentée dans la figure Fig.29b ce qui permet de déterminer la résolution, qui est de l'ordre de 10%.

#### Identification des jets vers l'avant

Dans le cas de la production d'un Higgs par fusion bosonique (Vector Boson Fusion), l'identification des jets vers l'avant devient un moyen de déclencher très puissant. La distribution de la rapidité des ces jets est représentée dans la figure Fig.30.

## 4 Trigger

### 4.1 Trigger de niveau 1 pour les électrons isolés

Dans la figure Fig.31 sont schématisés les coupures dans CMS qui permettent de sélectionner un électron ou un photon isolé. Une tour d'énergie électromagnétique et hadronique est construite. Des coupures sur l'énergie transverse totale  $E_T$ ,  $H_0E^{\text{max}}$ ,  $E_{\text{iso}}^{\text{max}}$  et  $RE_T^{\text{min}}$  sont appliquées.

### 4.2 Trigger de muons de niveau 1

Dans CMS, le trigger de muons de niveau 1 est basé sur les traces reconstruites dans les détecteurs à muons externes et qui pointent vers la région d'interaction. Les traces de muons à petit  $p_T$  ne pointent pas vers le vertex du à la diffusion multiple et à la déflexion magnétique (voir figure Fig.32). Deux couches de détecteurs assurent les coïncidences.

$p_T$ (GeV)								
	e	ee	$\tau$	$\tau\tau$	j	jj	jjj	jjjj
Basse	24	18	95	75	150	115	95	75
Haute	35	20	180	110	285	225	125	105
	$\tau e$	je	$E_T^{\text{miss}}$	$e+E_T^{\text{miss}}$	$j+E_T^{\text{miss}}$	e (NI)	ee (NI)	$\sum E_T$
Basse	80,14	125,14	275	12,175	65,175	NA	NA	1000
Haute	125,20	165,20	350	18,250	95,250	58	28	1500
	$\mu$	$\mu\mu$	$\mu e$	$\mu\tau$	$\mu j$	$\mu+E_T$	$\mu+E_T^{\text{miss}}$	Taux:
Basse	10	3	4,12	4,80	4,80	4,600	4,140	25 kHz
Haute	25	8,5	5,32	5,140	5,155	5,800	5,200	25 kHz

Table 6: Coupures sur le  $p_T$  des particules à basse et haute luminosité et valeurs des taux de trigger de niveau 1 dans CMS.

Les détecteurs utilisés sont les chambres à plaques résistives (RPC) pour la reconnaissance des traces, et les tubes à dérivation (DT) pour reconstruire des segments de traces.

Le trigger de muons est schématisé dans la figure Fig.33. Dans les tubes à dérivation, des *meantimers* identifient les traces et forment un vecteur. Un corrélateur les combine. Dans les chambres à bandes cathodes (CSC), des comparateurs donnent la résolution sur 1/2 bande, et 6 couches ayant une bande avec un hit forment un vecteur. Le *track finder* combine les vecteurs, forme une trace et assigne une valeur de  $p_T$ .

### 4.3 Taux de trigger de niveau 1

Les taux du trigger de niveau 1 sont donnés dans le Tableau 6. Un taux de 75 kHz et un facteur de sécurité de 33% donnent un taux simulé visé de 25 kHz. Le seuil d'efficacité est de 95% ( $e/\gamma, \tau, j$ ) ou de 90% ( $E_T^{\text{miss}}$ ).

Les efficacités pour les processus de physique sont données dans le Tableau 7. La section efficace en fonction de l'énergie de centre de masse  $\sqrt{s}$ , pour différents processus physiques, est donnée dans la figure Fig.34.

### 4.4 Architectures de trigger et acquisition de données

Les architectures de trigger dans ATLAS et CMS sont schématisés dans les figures Fig.35a et b. Il y a environ 30 collisions par 25 ns ( $10^9$  collisions par seconde). Chaque détecteur compte environ  $10^7$  canaux ( $10^{16}$  bits par seconde). Le trigger d'ATLAS possède 3 niveaux (Lvl-1, Lvl-2, Lvl-3), alors que celui de CMS n'en possède que deux (Lvl-1 et High Level Trigger).

Canal	$L=10^{33}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	$L=10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
H(200 GeV) $\rightarrow \tau\tau \rightarrow$ hadrons	0.93%	0.60%
H(500 GeV) $\rightarrow \tau\tau \rightarrow$ hadrons	0.99%	0.86%
H(170 GeV) $\rightarrow eeee$	1.00%	0.99%
H(110 GeV) $\rightarrow \gamma\gamma$	0.99%	0.98%
H(135 GeV) $\rightarrow \tau\tau \rightarrow e, \text{hadron}$	0.96%	0.72%
H(200 GeV) $\rightarrow \tau\tau \rightarrow e, \text{hadron}$	0.96%	0.74%
H(120 GeV) $\rightarrow$ Invisible (tag j)	0.96%	0.58%
$t\bar{t} \rightarrow e, X$	0.97%	0.82%

Table 7: Efficacités pour les divers processus de physique dans CMS, pour une basse et une haute luminosité.

L'acquisition des données est schématisé dans la figure Fig.36. Au niveau 1 du trigger, des 40MHz de taux de collisions, il reste 100kHz. On passe de 16 millions de canaux, à 1 Megabyte de données. La reconstruction des traces est effectuée, les événements sont reconstruits, et finalement tout passe par un filtre d'événements avant d'arriver aux services informatiques.

#### 4.5 Trigger de haut niveau

On donne ici l'exemple du trigger inclusif d'électrons de niveau 1 pour CMS. En premier lieu, on accède à l'information calorimétrique et celle des chambres à muons: on applique la vérification de niveau 1, on rejette les  $\pi^0$  (réjection basée sur les cristaux seulement), et on coupe sur l'isolation à moins que l'information des pixels soit immédiatement accessible. On cherche ensuite à rejeter entre 80 et 90% des événements. On trace donc un chemin dans le tracker (ce chemin contient tous les hits d'une trace d'un électron si c'est véritablement un électron). On accède à l'information des tous les modules du tracker qui touchent à cette route. Finalement, on cherche la trace chargée, ce qui réduit le nombre d'événements d'un facteur 10. Si l'événement a passé toutes ces coupures, on lit le reste du tracker.

L'efficacité d'identifier un électron en fonction du pourcentage de jets acceptés (inversement proportionnel au facteur de rejection des jets) est représenté dans la figure Fig.37.

#### 4.6 Trigger pour la physique

Le trigger pour sélectionner la physique est schématisé dans la figure Fig.38. On y voit le nombre d'événements par année en fonction du temps Online et Offline. On fait passer approximativement 100k événements par seconde d'une

taille de  $\sim 1$  Mbyte chacun à travers un *switch* de 500 Gigabits jusque dans une ferme de PCs, événement par événement.

## 5 Physique

### 5.1 Simulations

Pour CMS, on décrit la forme du pulse simulée et sa correspondance avec une observable pour une luminosité de  $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ . On injecte du bruit gaussien non-corrélé dans chaque échantillon de temps (voir la figure Fig.39a). L'énergie est extraite de 3 échantillons du piédestal et 5 échantillons de signal (du calorimètre électromagnétique). Les poids des échantillons sont optimisés dans un ajustement pour avoir la meilleure résolution en énergie. On utilise le temps et la qualité de l'ajustement. Les événements de trigger et d'empilement sont générés, et le bruit de fond est évalué toutes les 25ns pour chaque hit. Pour le processing du signal, on somme les échantillons si plusieurs hits frappent une même cellule. L'empilement est traité comme un événement de trigger i.e. les échantillons sont sommés. La figure Fig.39b représente la somme de ces échantillons.

### 5.2 Performances

Pour donner un exemple de performance, celle de CMS est décrite. Le champ magnétique de 4 Tesla se situe à l'intérieur d'un rayon de 3m. Le rayon de la cavité du tracker est de 1.3m, et le tracker a une excellente granularité. L'efficacité d'identifier une trace avec  $p_T > 2 \text{ GeV}$  et  $|\eta| < 2.5$  est de 98% pour des muons isolés, 92% pour des hadrons chargés isolés  $h^\pm$  et de 90% pour des traces dans un jet-b de 300 GeV. On identifie les jets-b avec une efficacité de 50% pour un facteur de réjection de 100 pour les jets-u,d et s. La résolution en impulsion est donnée par  $\Delta p_T/p_T = 0.15 p_T \oplus 0.5\%$  ( $p_T$  en TeV).

La résolution de l'impulsion des muons est représentée dans la figure Fig.40a, et la distribution de l'énergie reconstruite dans une matrice de cristaux 3X3 du calorimètre électromagnétique de  $\text{PbWO}_4$ , dans la figure Fig.40b.

## 6 Recherche du Higgs Modèle Standard

### 6.1 Production et désintégration

Au LHC, le Higgs est principalement produit dans le processus de fusion gluonique. Il peut aussi être produit par fusion  $t\bar{t}$ , bremsstrahlung d'un W ou Z, ou encore par fusion bosonique (WW ou ZZ). La figure Fig.41 représente les sections efficaces de production du Higgs Modèle Standard (MS) en fonction de sa masse. Les sections efficaces doivent être multipliées par des facteurs de correction (facteurs K) pour tenir compte des termes d'ordres supérieurs. De

plus, les termes d'ordre supérieur NLO ont des incertitudes de l'ordre de  $\leq 20\%$  associées entre autres aux termes NNLO et aux fonctions de densité de probabilité (PDF: Probability Density Function). Pour  $gg \rightarrow H$ , les facteurs K sont de l'ordre de 1.6 à 1.9.

Les modes de désintégration et canaux de découverte sont multiples (voir la figure Fig.42). Les couplages sont proportionnels à la masse du fermion au carré  $m_f^2$ , ce qui implique que les couplages aux quarks lourds (quark-b) dominent jusqu'au moment où les canaux WW et ZZ entrent en jeu. La découverte d'un Higgs léger, suggéré par les données LEP, se fera principalement par le canal  $H \rightarrow \gamma\gamma$  en utilisant l'information du calorimètre électromagnétique. Le canal  $H \rightarrow b\bar{b}$  est difficile puisque le bruit de fond QCD est tellement important et la résolution en impulsion des jets-b n'est pas très bonne (15%). Toutefois, pour  $\sqrt{s} > 130$  GeV, le canal  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$  devient aussi important. Si  $m_H > 2m_Z$ , les canaux  $H \rightarrow ZZ, WW$  sont exploités, avec la désintégration subséquente des Z en leptons ou des W en lepton-neutrino (mesure de l'énergie transverse manquante  $E_T$ ). On exploitera aussi la désintégration des bosons W en jets.

Pour toutes les désintégrations du Higgs, les états finals hadroniques dominent mais ne peuvent être exploités à cause de l'important bruit de fond QCD. On doit plutôt rechercher des états finals avec des leptons ou photons isolés malgré leur rapport d'embranchement plus petit.

Dans la région des masses intermédiaires, limite  $LEP < m_H < 2m_Z$ , les canaux utilisés pour la découverte sont les suivants:

- $m_H < 120$  GeV:  $pp \rightarrow WH \rightarrow \ell\nu b\bar{b}$  et  $t\bar{t}H \rightarrow \ell\nu X b\bar{b}$ ,
- $m_H < 150$  GeV:  $H \rightarrow \gamma\gamma, Z\gamma$ ,
- $130$  GeV  $< m_H < 2m_Z$ :  $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ ,
- $130$  GeV  $< m_H < 2m_Z$ :  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow \ell\ell\ell\ell$ .

Dans la région des masses élevées,  $2m_Z < m_H < 700$  GeV, le canal utilisé pour la découverte est  $H \rightarrow ZZ \rightarrow \ell\ell\ell\ell$ .

Dans la région des masses très élevées,  $700$  GeV  $< m_H < 1$  TeV, les canaux utilisés pour la découverte sont:

- $H \rightarrow ZZ \rightarrow \ell\ell\nu\nu$  et  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow \ell\ell\text{jet-jet}$
- $H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu\text{jet-jet}$  avec la recherche des jets vers l'avant.

Récemment, le processus de fusion bosonique  $qq \rightarrow qqH$  suivi par e.g.  $H \rightarrow \tau\tau$  ( $m_H \sim 130$  GeV) ou de  $H \rightarrow WW$ , a été étudié comme canal de découverte.

## 6.2 $H \rightarrow \gamma\gamma$

Le canal le plus prometteur pour  $m_H < 150$  GeV est  $H \rightarrow \gamma\gamma$ . Le produit de la section efficace de production et du rapport d'embranchement  $\sigma \cdot B \sim 50 \cdot 10^{-3}$

pb pour  $m_H \sim 150$  GeV. Ces chiffres changent e.g. si de nouveaux bosons ou fermions fondamentaux lourds existent.

Les bruits de fond sont très élevés (2pb/GeV) et la largeur du Higgs est petite ( $\sim$ MeV). Il faut donc une excellente résolution en masse. Celle-ci dépend de la résolution en énergie et de la localisation précise du vertex:

$$\frac{\sigma_m}{m} = 0.5 \sqrt{\left[\left(\frac{\sigma_{E_1}}{E_1}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{E_2}}{E_2}\right)^2 + \left(\cot \frac{\theta}{2} \Delta\theta\right)^2\right]}$$

. Les critères de sélection typiques sont:

- 2 photons isolés avec  $p_T > 25,40$  GeV et  $|\eta| < 2,5$ ,
- aucune trace chargée ou aucun cluster électromagnétique avec  $p_T > 2,5$  GeV dans un cône  $\Delta R = 0,3$  autour des photons.

On s'attend à un signal de quelques milliers d'événements. pour  $100 \text{ fb}^{-1}$ . Les principaux bruits de fond sont:

- le bruit de fond irréductible d'annihilation qq et gg en boîte où  $\sigma(\gamma\gamma)/\sigma(H \rightarrow \gamma\gamma) \sim 60$ ,
- le bruit de fond réductible  $\gamma$ -jet et jet-jet où  $\sigma_{jj}/\sigma(H \rightarrow \gamma\gamma) \sim 10^8$ .

Dans le cas de  $\gamma$ -jet, il faut une bonne séparation entre le  $\gamma$  et le jet (essentiellement entre le  $\gamma$  et le  $\pi^0$ ) pour rejeter les jets qui ressemblent à des photons. Les facteurs de réjection sont de l'ordre de quelques milliers, ce qui donne  $(\gamma - \text{jet} + \text{jet} - \text{jet})/\gamma\gamma < 40\%$ . Dans la figure Fig.p43a, la section efficace différentielle de production en fonction de la masse invariante des di-photons est représentée. Le facteur de réjection des jets en fonction de l'énergie transverse pour ATLAS est représentée dans la figure Fig.43b, pour une basse et une haute luminosité.

Dans la figure Fig.44a on voit la distribution de la masse invariante di-photon pour le signal et le bruit de fond, ainsi que dans la figure Fig.44b, où le bruit de fond a été soustrait. Pour le canal  $H \rightarrow \gamma\gamma$ , après coupures de sélection, le Tableau 8 résume le nombre d'événements de signal, le rapport signal sur bruit et la signification ( $S/\sqrt{B}$ ).

### 6.3 Production associé du Higgs

#### $H \rightarrow \gamma\gamma$

La production associée du Higgs avec sa désintégration subséquente en  $\gamma\gamma$  est un processus complémentaire à la production directe  $H \rightarrow \gamma\gamma$ . Le signal est plus faible, mais le rapport signal sur bruit S/B est meilleur. Il faut au moins  $100 \text{ fb}^{-1}$  pour confirmer une découverte avec ce canal. Celui-ci permet de mesurer les couplages  $t\bar{t}H$  et  $W^+W^-H$ . Toutefois, de larges incertitudes théoriques existent pour le bruit de fond  $\gamma\gamma$ +jets. Dans le Tableau 9, le signal,

$m_H$ (GeV)	120	130	150
S (événements)	1280	1200	650
S/B	0.03	0.035	0.03
$S/\sqrt{B}$ 100 fb <sup>-1</sup> ATLAS	6.5	6.5	4.3
$S/\sqrt{B}$ 30 fb <sup>-1</sup> ATLAS+CMS	5.8	5.9	3.9

Table 8: Pour le canal  $H \rightarrow \gamma\gamma$ , après coupures de sélection: le nombre d'événements de signal, le rapport signal sur bruit et la signification ( $S/\sqrt{B}$ ) pour ATLAS avec  $L = 100 \text{ fb}^{-1}$ . La dernière rangée correspond à la signification avec  $L = 30 \text{ fb}^{-1}$  pour ATLAS+CMS.

	$H_{\text{direct}} \rightarrow \gamma\gamma$	$\gamma\gamma + \ell$	$\gamma\gamma + \text{jet}$
S	1280	13	$\sim 100$
S/B	0.03	2.3	0.3
$S/\sqrt{B}$	6.5	4.3	$\sim 5$

Table 9: Comparaison entre les canaux de production directe et de production associée du Higgs se désintégrant en  $\gamma\gamma$ . Nombre d'événements de signal, rapport signal sur bruit et signification pour une expérience avec  $L = 100 \text{ fb}^{-1}$ , pour  $m_H = 120 \text{ GeV}$ .

le rapport signal sur bruit, ainsi que la signification sont donnés, pour  $m_H=120 \text{ GeV}$  et  $100 \text{ fb}^{-1}$ , pour le canal de production directe et les différents canaux de production associée représentés dans la figure Fig.45 ( $\gamma\gamma + \ell$  :  $t\bar{t}H$  et  $WH$ ;  $\gamma\gamma + \text{jet}$  :  $q\bar{q}H$  et  $H$  par production directe avec émission de gluon).

### $H \rightarrow b\bar{b}$

La production associée du Higgs avec sa désintégration subséquente en  $b\bar{b}$  est aussi un canal intéressant. Le Higgs se désintègre presque toujours en  $b\bar{b}$  lorsque  $m_H < 2m_Z$  ( $\sigma \sim 20 \text{ pb}$ ). Le signal pour la production directe du Higgs est impossible à extraire du bruit de fond. Il n'existe aucun trigger de niveau 1 et la production QCD de paires  $b\bar{b}$  est très grande  $N_S/N_B < 10^{-5}$ . Par contre dans la production associée  $pp \rightarrow WH \rightarrow \ell\nu b\bar{b}$  ou  $t\bar{t}H \rightarrow \ell\nu X b\bar{b}$  ( $\sigma \sim 1 \text{ pb}$ ), un lepton à grand  $p_T$  provenant du  $W$  ou de la paire  $t\bar{t}$  peut servir de déclencheur.

Une étude ATLAS démontre qu'avec un trigger de niveau 1 qui sélectionne un muon (électron) avec  $p_T > 6$  (20) GeV et  $|\eta| < 2.5$ , l'efficacité d'identifier un jet-b est de  $\epsilon_b \sim 60\%$  pour un facteur de réjection de 100 pour les quarks légers (voir la figure Fig.46).

Le canal  $t\bar{t}H$  est le plus puissant des deux. Les critères de sélection sont:

- jets avec  $p_T > 15$  (30) GeV pour une basse (haute) luminosité

- aucun lepton isolé avec  $p_T > 6$  GeV
- 4 jets taggés b
- deux quarks top reconstruits.

Avec  $100 \text{ fb}^{-1}$ , on trouve 62 événements de signal pour  $m_H = 120$  GeV. Le bruit de fond est dominé par  $t\bar{t}jj$ , avec 250 événements dans un bin de 30 GeV. Le rapport signal sur bruit S/N ( $\sim 0.2$ ) dépend fortement de l'efficacité d'identifier un jet-b et de la réjection du bruit de fond. Ce canal est le deuxième après  $H \rightarrow \gamma\gamma$  qui permet une découverte dans ce domaine de masses. La distribution de la masse invariante  $b\bar{b}$  est représentée dans la figure Fig.47.

#### 6.4 $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \ell^+\nu\ell^-\nu$

Ce canal devient important autour de  $m_H \sim 170$  GeV, où le rapport d'embranchement  $\text{BR}(H \rightarrow ZZ)$  diminue. Le produit de la section efficace et du rapport d'embranchement  $\sigma \cdot \text{BR}$  est élevé  $\sim 700$  fb, avec  $\text{BR}(H \rightarrow WW^{(*)}) > 70\%$ . Comme il n'y a pas de pic de masse, la découverte se fait par comptage en déterminant l'excès d'événements par rapport au bruit de fond. Il faut donc connaître précisément ce dernier. Les principales sources sont:

- $WW^{(*)}$  (irréductible) ( $\sigma \sim 5$  pb)
- $WZ \rightarrow \ell\nu\ell\ell$  et  $ZZ \rightarrow \ell\nu\nu$  ( $\sigma \sim 1$  pb)
- $Wt$  et  $Wb\bar{b} \rightarrow 2\ell + X$  ( $\sigma \sim 120$  pb).

Les critères de sélection typiques sont:

- 2 leptons isolés de signes opposés ( $e, \mu$ ) avec  $p_T > 20, 10$  GeV
- $10 < m_{\ell\ell} < 80$  GeV avec  $\Delta\phi_{\ell\ell} < 1$  et  $\Delta\eta_{\ell\ell} < 1.5$  (pour rejeter les événements Drell Yan, WZ et ZZ)
- aucun jet avec  $p_T > 15$  GeV et  $|\eta| < 3$  (pour rejeter les  $t\bar{t}$ ,  $Wt$  et  $Wb\bar{b}$ )
- $E_T^{\text{miss}} > 40$  GeV et  $m_H - 30\text{GeV} < m_T(\ell\ell E_T^{\text{miss}}) < m_H$ .

Après coupures, on compte le nombre d'événements dans la région du signal. Le signal et le bruit de fond ont à peu près la même forme e.g. la distribution de la masse transverse  $m_T$ . La fenêtre en masse doit donc être très étroite pour optimiser le rapport  $S/\sqrt{B}$ . Le Tableau 10 résume pour différentes masses du Higgs, pour  $30 \text{ fb}^{-1}$ , le nombre d'événements de signal, le rapport signal sur bruit, la significace, ainsi que la significace pour  $100 \text{ fb}^{-1}$ .

Une découverte à  $5\sigma$  est possible à basse luminosité pour  $150 < m_H < 200$  GeV avec le canal  $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \ell^+\nu\ell^-\nu$ . Celui ci vient compléter le canal  $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$ : son taux est plus élevé, et sa sensibilité est meilleure pour

$m_H$ (GeV)	150	160	170	180	190
S	340	580	460	400	180
S/B	0.35	0.77	0.95	0.74	0.55
$S/\sqrt{B}^{(*)}$ 30 fb <sup>-1</sup>	5.8	12.3	14.1	11.2	7.4
$S/\sqrt{B}^{(*)}$ 100 fb <sup>-1</sup>	6.6	14.5	17.6	13.8	9.9

Table 10: Pour le canal  $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \ell^+ \nu \ell^- \nu$ , après coupures de sélection: nombre d'événements de signal, rapport signal sur bruit et signficance pour une expérience avec  $L = 30 \text{ fb}^{-1}$ , et signficance avec  $L = 100 \text{ fb}^{-1}$ . (\*): une erreur systématique de 5% a été assignée au bruit de fond.

$160 < m_H < 180 \text{ GeV}$ . Par contre, il n'y a pas de pic de masse et il est donc crucial de bien comprendre le bruit de fond. Les distributions de l'ouverture angulaire entre les leptons pour le signal et les bruits de fond sont représentées dans la figure Fig.48. Les distributions de la masse transverse  $m_T$  pour ATLAS,  $30 \text{ fb}^{-1}$ ,  $m_H=150 \text{ GeV}$ , pour le signal et les bruits de fond, sont représentées dans la figure Fig.49.

### 6.5 $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$

Le produit de la section efficace et du rapport d'embranchement pour le canal  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$  est de  $\sigma \cdot \text{BR} \sim 3 \text{ fb}$  pour  $120 < m_H < 2m_Z$ . Les principaux bruits de fond sont:

- $ZZ^*$  et le continuum de  $Z\gamma^*$  (irréductible)
- $Zb\bar{b} \rightarrow 4\ell + X$  et  $t\bar{t} \rightarrow 4\ell + X$  ( $2\ell$  issus des désintégrations b).

Les critères de sélection typiques sont:

- 4 leptons isolés avec  $p_T > 20, 20, 7, 7 \text{ GeV}$
- $m(\ell_1\ell_2)$  compatible avec  $m_Z$  (pour rejeter le  $t\bar{t}$ )
- $m(\ell_3\ell_4) > 15\text{-}60 \text{ GeV}$
- l'isolation du lepton et le paramètre d'impact aident à rejeter les désintégrations  $b \rightarrow \ell X$  ce qui permet d'atteindre  $(t\bar{t} + Zb\bar{b})/ZZ^* < 10\%$ . Dans une simulation complète du détecteur ATLAS, le paramètre d'impact maximal parmi les 4 muons (dans le plan transverse) est de  $\sigma(d_0) \sim 20 \mu\text{m}$ .

Les distributions du paramètre d'impact dans ATLAS, pour le signal en 4 muons et pour les bruits de fond, sont représentés dans la figure Fig.50.

$m_H$ (GeV)	120	130	150	170	180
S	4	11	27	8	20
S/B	2.7	4.4	9	2.7	6.7
$S/\sqrt{B}^{(*)}$ 30 fb <sup>-1</sup> (Poisson)	2.4	4.8	15.5	3.2	11.2
$S/\sqrt{B}^{(*)}$ 100 fb <sup>-1</sup> (Poisson)	3.8	10.3	22.6	5.3	16.7

Table 11: Pour le canal  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$ , après coupures de sélection: le nombre d'événements de signal, le rapport signal sur bruit et la signification pour une expérience et avec  $L = 30 \text{ fb}^{-1}$ . La signification avec  $L = 100 \text{ fb}^{-1}$  est aussi donnée. (\*): une erreur systématique de 5% a été assignée au bruit de fond.

Pour des masses intermédiaires, la largeur  $\Gamma_H$  est beaucoup plus petite que la résolution sur la masse invariante  $\sigma_m$ . Pour des masses élevées,  $\Gamma_H \sim \sigma_m$  ou  $\Gamma_H > \sigma_m$ . Le bremsstrahlung interne vient compliquer les choses: 8 % des  $Z \rightarrow \mu\mu$  tombent en dehors de la fenêtre de masse  $m_Z \pm 2\sigma_Z$  pour  $m_H = 150 \text{ GeV}$ . L'efficacité dans CMS est de l'ordre de 70% par électron, en prenant une matrice de  $5 \times 7$  dans le calorimètre électromagnétique, en incluant le bremsstrahlung interne et externe, et dans une fenêtre de  $m_Z \pm 2\sigma_Z$ . Dans la figure Fig.51, la distribution de la masse invariante de 4 électrons pour le signal est représenté.

Dans le Tableau 11, pour différentes masses du Higgs et 30 fb<sup>-1</sup>, le nombre d'événements de signal, le rapport signal sur bruit, la signification ainsi que la signification pour 100 fb<sup>-1</sup> sont donnés.

La découverte à  $5\sigma$  est possible pour une seule expérience, à basse luminosité et pour  $130 < m_H < 180 \text{ GeV}$ . Les efficacités de reconstruction et d'identification des leptons doivent être excellentes. La résolution doit l'être aussi pour  $p_T^\ell > 5 \text{ GeV}$ . Pour  $m_H > 2m_Z$ , la découverte est possible avec seuls les événements  $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$ .

Dans la figure Fig.52, les distributions de la masse invariante des 4 leptons, pour différentes masses faibles du Higgs, sont représentées pour CMS, avec 100 fb<sup>-1</sup>. Dans les figures Fig.53, les distributions sont représentées pour des grandes masses de Higgs (400, 500 et 600 GeV).

## 6.6 $H \rightarrow ZZ \rightarrow \ell\nu\nu$ pour $m_H \sim 1\text{TeV}$

La largeur du Higgs augmente au fur et à mesure que sa masse augmente, et la section efficace diminue. On se tourne alors vers des modes de désintégration avec des rapports d'embranchement plus élevés. Le signal pour le canal  $H \rightarrow ZZ \rightarrow \ell\nu\nu$  est un pic Jacobien en  $E_T^{\text{miss}}$  pour des événements avec un Z et  $E_T^{\text{miss}}$  élevé. Les critères de sélection sont:

- 2 leptons isolés avec  $p_T^\ell > 20 \text{ GeV}$  et  $p_T^Z > 60 \text{ GeV}$

- $E_T^{\text{miss}} > 100 \text{ GeV}$
- 1 jet identifié avec  $E^j > 1 \text{ TeV}$  et  $|\eta| > 2.5$ .

Les bruits de fond ZZ (irréductibles) et les Z+jets (réductibles) dominent. Dans la figure Fig.54, les distributions de l'énergie transverse manquante  $E_T^{\text{miss}}$  sont représentées pour ATLAS, avec  $100 \text{ fb}^{-1}$ , pour le signal et les bruits de fond. Les événements Z+jets n'ont été simulés qu'au niveau partonique.

### 6.7 $m_H \sim 1 \text{ TeV}$ : $H \rightarrow ZZ \rightarrow \ell\ell jj$ , $H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu jj$

On augmente la statistique si l'on utilise les modes de désintégration  $H \rightarrow ZZ \rightarrow \ell\ell jj$  et  $H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu jj$ , mais il faut réduire les énormes bruits de fond W+jets et Z+jets. Si l'on considère l'état final WW (semblable pour ZZ), les critères de sélection sont:

- identifier les jets dans un cône  $\Delta R = 0.2$  avec  $E_T > 50 \text{ GeV}$ , et reconstruire  $W \rightarrow jj$ . L'efficacité de reconstruire un  $W \rightarrow jj \sim 60\%$ .
- $E_T(jj) > 150 \text{ GeV}$  et  $m_W - 2\sigma < m_{jj} < m_W + 2\sigma$ , où  $\sigma(m_W) \sim 7 \text{ GeV}$
- $p_T^\ell > 50 \text{ GeV}$  et  $E_T^{\text{miss}} > 50 \text{ GeV}$
- $p_T^W > 200 \text{ GeV}$ .

Après coupures, les bruits de fond W+jets et  $t\bar{t} \rightarrow W^+bW^-\bar{b}$  sont à peu près égaux mais encore élevés.

Lorsque le Higgs est produit par fusion bosonique  $qq \rightarrow Hqq$ , on cherche à identifier les jets vers l'avant :

- $E_T^{\text{tag}} > 15 \text{ GeV}$ ,  $E > 600 \text{ GeV}$  et  $2 < |\eta| < 5$
- $E_T^{\text{cell}} > 3 \text{ GeV}$
- à basse luminosité, il ne doit y avoir aucun jet supplémentaire avec  $E_T > 20 \text{ GeV}$  et  $|\eta| < 2$ .

La probabilité d'identifier un événement de biais minimum est de 4.6% (0.07%) pour un seul jet (pour deux jets).

Pour le canal  $H \rightarrow ZZ \rightarrow \ell\ell jj$ , les critères de sélection typiques sont:

- 2 leptons isolés avec  $p_T^\ell > 50 \text{ GeV}$  et  $p_T^Z > 150 \text{ GeV}$
- $m_{\ell\ell} = m_Z \pm 10 \text{ GeV}$
- $\leq 2$  jets centraux avec  $E_T^j > 40 \text{ GeV}$  et  $|\eta| < 3$
- 2 jets identifiés avec  $E^j > 400 \text{ GeV}$  et  $E_T^j > 20 \text{ GeV}$ .

Processus	Coupsures centrales	Jet Veto	Double tag
H $\rightarrow$ WW	222	143	73
t $\bar{t}$	38300	2800	85
W+jets	15700	6900	62

Table 12: Pour le canal H  $\rightarrow$  WW  $\rightarrow$   $\ell\nu jj$ , après coupures de sélection: nombre d'événements après diverse coupures dans ATLAS pour le signal et le bruit de fond, avec  $m_H = 1$  TeV et  $L = 30 \text{ fb}^{-1}$ .

La figure Fig.55 représente les distributions de la masse invariante du système  $\ell lj$  dans CMS pour le signal et le bruit de fond.

Pour le canal H  $\rightarrow$  WW  $\rightarrow$   $\ell\nu jj$ , les critères de sélection typiques sont:

- 1 lepton isolé avec  $p_T^\ell > 30 \text{ GeV}$  et  $|\eta| < 2.5$
- $E_T^{\text{miss}} > 100 \text{ GeV}$
- $\leq 2$  jets centraux avec  $E_T^j > 40 \text{ GeV}$  et  $|\eta| < 3$
- 2 jets identifiés avec  $E^j > 400 \text{ GeV}$  et  $E_T^j > 20 \text{ GeV}$
- $p_T^W > 100 \text{ GeV}$  pour les modes  $\ell\nu$  et  $jj$ .

Le Tableau 12 résume le nombre d'événements après diverses coupures pour le signal et les bruits de fond, dans ATLAS avec  $m_H=1$  TeV et  $30 \text{ fb}^{-1}$ . Les figures Fig.56a et b représentent la distribution de la masse invariante  $\ell\nu jj$  lorsque la coupure sur l'énergie des jets identifiés  $E_j$  est de 200 GeV et de 400 GeV respectivement, pour  $m_H=800 \text{ GeV}$  et  $30 \text{ fb}^{-1}$ .

## 6.8 Résumé des recherches du Higgs Modèle Standard

Pour avoir une bonne idée du potentiel de découverte pour une seule expérience, on peut regarder la figure Fig.57, qui représente la significane en fonction de la masse du Higgs, pour les différents canaux étudiés, dans ATLAS avec  $100 \text{ fb}^{-1}$ .

Pour un Higgs de masse intermédiaire  $m_H < 180 \text{ GeV}$ , une découverte à  $5\sigma$  ( $S/\sqrt{B} > 5$ ) est possible grâce à plusieurs canaux complémentaires:  $\gamma\gamma$ ,  $b\bar{b}$ ,  $2\ell$ ,  $3\ell$ ,  $4\ell$ , etc... Pour  $m_H > 180 \text{ GeV}$ , la découverte est immédiate avec les événements H  $\rightarrow$  ZZ  $\rightarrow$   $4\ell$ . Elle est complétée par les canaux H  $\rightarrow$  WW  $\rightarrow$   $\ell\nu jj$  et H  $\rightarrow$  ZZ  $\rightarrow$   $\ell\nu\nu, \ell lj$  (avec l'identification d'un jet vers l'avant). Ainsi, il existe plus d'un canal observable sur la majorité du domaine en masse. Ceci rend la découverte robuste et permet aussi une mesure des couplages.

La figure Fig.58 résume bien la situation en montrant la significane en fonction de la masse du Higgs, pour les résultats d'ATLAS et de CMS sommés,

quand la luminosité intégrée est de 10, 30 et 100 fb<sup>-1</sup>. Le boson de Higgs pourra donc être découvert à 5σ après une année d'opération (10 fb<sup>-1</sup> par expérience). Il pourra être exclu à 95% de niveau de confiance après un mois de prise de données à 10<sup>33</sup> cm<sup>-2</sup>s<sup>-1</sup>. Ces résultats sont conservateurs pour les raisons suivantes:

- aucun facteur K n'a été pris en compte
- les analyses sont basées sur de simples coupures i.e. pas de réseaux neuroniques
- des hypothèses conservatrices ont été faites sur la performance des détecteurs
- les canaux où le contrôle du bruit de fond est difficile ne sont pas inclus e.g. WH → ℓνb $\bar{b}$ .

## 6.9 Mesure des propriétés du Higgs MS

La masse du Higgs peut être déterminée avec précision. Les ajustements électrofaibles et les recherches directes au LEP contraignent la masse à 114.4 < m<sub>H</sub> < 212 GeV. Dans ce domaine, la masse peut être mesurée avec une précision de 0.1% grâce aux canaux H → γγ et H → ZZ → 4ℓ. L'échelle d'énergie peut être calibrée à 0.1% en utilisant les événements Z → e<sup>+</sup>e<sup>-</sup> et Z → μ<sup>+</sup>μ<sup>-</sup>. La figure Fig.59 représente l'erreur relative en fonction de la masse du Higgs pour les différents canaux étudiés.

Dans la région des masses intermédiaires, le processus de fusion WW représente 10% de la section efficace. L'erreur statistique sur la mesure de la section efficace est de l'ordre de 5 à 20%. Les canaux γγ et 4ℓ sont bien compris. Les canaux de fusion WW sont plus difficiles à estimer. Dans la figure Fig.60, l'erreur relative sur la section efficace en fonction de la masse du Higgs est représentée pour les différents canaux avec 100 fb<sup>-1</sup>. Les modes impliquant des jets vers l'avant sont plus difficiles. Les sections efficaces ont été corrigées pour les termes d'ordres supérieurs par rapport aux calculs QCD perturbatifs. Les corrections NLO sont connues pour tous les processus, et NNLO pour gg → H.

Pour mesurer les couplages, on utilise divers modes de production et de désintégration. L'incertitude sur la luminosité s'annule en grande partie en faisant le rapport des produits de la section efficace et du rapport d'embranchement:

$$\frac{\sigma \cdot \text{BR}(t\bar{t}H + \text{WH} \rightarrow \gamma\gamma)}{\sigma \cdot \text{BR}(t\bar{t}H + \text{WH} \rightarrow b\bar{b})} \rightarrow \frac{\text{BR}(H \rightarrow \gamma\gamma)}{\text{BR}(H \rightarrow b\bar{b})}$$

$$\frac{\sigma \cdot \text{BR}(H \rightarrow \gamma\gamma)}{\sigma \cdot \text{BR}(H \rightarrow ZZ^*)} \rightarrow \frac{\text{BR}(H \rightarrow \gamma\gamma)}{\text{BR}(H \rightarrow ZZ^*)}$$

$$\frac{\sigma \cdot \text{BR}(t\bar{t}H \rightarrow \gamma\gamma/b\bar{b})}{\sigma \cdot \text{BR}(WH \rightarrow \gamma\gamma/b\bar{b})} \rightarrow \frac{g_{Ht\bar{t}}^2}{g_{HWW}^2}$$

Mesure	Erreur	$m_H$ (GeV)
$\frac{\text{BR}(H \rightarrow \gamma\gamma)}{\text{BR}(H \rightarrow b\bar{b})}$	30%	80-120
$\frac{\text{BR}(H \rightarrow \gamma\gamma)}{\text{BR}(H \rightarrow ZZ^*)}$	15%	125-155
$\frac{\sigma(t\bar{t}H)}{\sigma(WH)}$	25%	80-130
$\frac{\text{BR}(H \rightarrow WW^*)}{\text{BR}(H \rightarrow ZZ^*)}$	30%	160-180

Table 13: Mesures des rapports de BR et de  $\sigma$  avec l'erreur et le domaine de validité de masse, avec  $300 \text{ fb}^{-1}$ .

$$\frac{\sigma \cdot \text{BR}(H \rightarrow WW^*/W)}{\sigma \cdot \text{BR}(H \rightarrow ZZ^*/Z)} \rightarrow \frac{g_{HWW}^2}{g_{HZZ}^2}$$

Les rapports d'embranchement ne peuvent être mesurés directement au LHC, mais il est possible de déduire les rapports des couplages à partir des taux mesurés. Le Tableau 13 résume les mesures des rapports, l'erreur prévue et le domaine de masse couvert. La figure Fig.61 représente l'erreur sur  $\sigma \cdot \text{BR}$  en fonction de la masse du Higgs, pour différents canaux.

## 7 Recherche du Higgs SUSY

La recherche du Higgs dans le modèle SUSY est plus compliquée. D'abord, il en existe plus d'un:  $H^\pm$ ,  $H^0$ ,  $h^0$  et  $A^0$ . Au niveau de l'arbre, toutes les masses et couplages dépendent de deux paramètres:  $m_A$  et  $\tan\beta$ . Le niveau de l'arbre est modifié essentiellement par des boucles top. Les plus importantes modifications étant e.g. au niveau de l'arbre  $m_h < m_Z \cos\beta$ , alors qu'en incluant les corrections radiatives  $m_h < 150 \text{ GeV}$ . Le premier embranchement important vient du choix des masses des particules SUSY:  $m > 1 \text{ TeV}$  i.e. le Higgs ne peut se désintégrer en particules SUSY, ou  $m < 1 \text{ TeV}$  i.e. le Higgs peut se désintégrer en particules SUSY. Un deuxième embranchement important concerne le choix du mélange stop et de la valeur de  $\tan\beta$ . On peut choisir entre un mélange maximal ou pas de mélange du tout, et on peut choisir entre une petite (1.5) et une grande (30) valeur de  $\tan\beta$ .

Il y a effectivement un vaste choix de canaux à étudier e.g.

- $h \rightarrow \gamma\gamma$ ,  $t\bar{t}h \rightarrow t\bar{t}b\bar{b}$  et  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$  (aussi dans le MS)
- $A/H \rightarrow \mu\mu, \tau\tau, t\bar{t}$  et  $H^\pm \rightarrow \tau\nu, c\bar{s}, t\bar{b}$  (typique du MSSM)
- $H \rightarrow hh$  et  $A \rightarrow Zh$  (typique du MSSM)
- $A/H \rightarrow \chi_2^0\chi_2^0$  (si le Higgs se désintègre en particules SUSY)

Canaux étudiés
$H, h \rightarrow \gamma\gamma, bb$ ( $H \rightarrow bb$ dans WH,ttH)
WH et ttH avec $h \rightarrow \gamma\gamma$
$h, H \rightarrow ZZ^*, ZZ \rightarrow 4\ell$
$h, H, A \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow (e/\mu)^+ + h^- + E_T^{\text{miss}}$
$h, H, A \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow e^+ + \mu^- + E_T^{\text{miss}}$ (inclusif et pour bbH)
$h, H, A \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow h^+ + h^- + E_T^{\text{miss}}$
ttH avec $H^+ \rightarrow \tau^+\nu$
$H^+ \rightarrow \tau^+\nu$ et $H^+ \rightarrow tb$ pour $m_H > m_{\text{top}}$
$A \rightarrow Zh$ avec $h \rightarrow bb$ et $A \rightarrow \gamma\gamma$
$H, A \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0, \tilde{\chi}_i^+ \tilde{\chi}_j^-$
$H^+ \rightarrow \tilde{\chi}_2^+ \tilde{\chi}_2^0$
qq $\rightarrow$ qqH avec $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ (canal difficile: Observables Optimales)
WH,ttH avec $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ (canal difficile)

Table 14: Canaux de désintégration étudiés des Higgs SUSY.

- $\chi_2^0 \rightarrow h\chi_1^0$  (si les particules SUSY sont accessibles)

Comparé au MS, on s'attend à une suppression voire l'absence des couplages WWH, ZZH, WWA et ZZA. On s'attend aussi à un renforcement des couplages bbA et bbH pour de grandes valeurs de  $\tan\beta$ . De plus, les canaux  $A/H \rightarrow \mu\mu, \tau\tau$  deviennent accessibles.

Les figures Fig.62 représentent la masse du Higgs en fonction de  $M_A$  dans un scénario où  $M_{\text{SUSY}} > 1$  TeV. Les figures de gauche et de droite correspondent respectivement à aucun mélange stop et à un mélange stop maximal. Les figures Fig.63 représentant la section efficace de production en fonction de  $m_{h/H}$  pour  $\tan\beta=1.5$  à gauche et 30 à droite. Les figures Fig.64 représentent les rapports d'embranchement dans un cas sans mixing et avec  $M_S = 1$  TeV. Les figures a,b et c sont respectivement en fonction de  $M_h$  pour  $\tan\beta=30$ ,  $M_H$  pour  $\tan\beta=1.5$  et 30, et de  $M_A$  pour  $\tan\beta=30$ .

## 7.1 Recherche du h

Pour  $m_A > 100$  GeV et  $m_h \sim 130$  GeV, le h se comporte comme un Higgs du MS. Pour  $m_A < 100$  GeV,  $m_h$  est plus petit. On observe aussi une suppression de  $\text{BR}(h \rightarrow \gamma\gamma)$  et de la production ttH. Pour de grandes valeurs de  $\tan\beta$ , la production bbh est renforcée et le canal  $bbh \rightarrow b\bar{b}\mu\mu$  devient observable.

Les mécanismes de production sont:  $gg \rightarrow h$  (boucles),  $Wh$  et  $t\bar{t}h$ . Les modes de désintégration sont entre autres:  $h \rightarrow \gamma\gamma$  (avec boucles) et  $h \rightarrow b\bar{b}$ . Dans la figure Fig.65, les limites de découverte à  $5\sigma$  sont représentées dans le plan  $\tan\beta$ - $m_A$  et un mixing stop maximal, pour les données d'ATLAS et de CMS combinées avec  $30 \text{ fb}^{-1}$ .

## 7.2 $A/H \rightarrow \tau\tau$

À grand  $\tan\beta$ , les taux de  $A/H \rightarrow \tau\tau$  sont renforcés par rapport à ceux du MS. Tous les états finals sont accessibles:  $\ell\ell$ ,  $\ell$ -hadron, hadron-hadron. Dans le cas de  $A/H \rightarrow \tau\tau \rightarrow \ell\nu\ell h^\pm\nu$ , les bruits de fond sont  $W$ +jets (dominant),  $ZZ \rightarrow \tau\tau$ ,  $t\bar{t}$  et  $b\bar{b}$ . Les critères de sélection sont e.g. dans CMS:

- 1 lepton isolé avec  $p_T > 15\text{-}40 \text{ GeV}$
- 1 candidat de jet  $\tau$  avec  $E_T > 40 \text{ GeV}$
- aucun jet avec  $E_T > 25 \text{ GeV}$  et  $|\eta| < 2.4$ .

Les distributions de la masse invariante  $M_{\tau\tau}$  pour le signal et les bruits de fond sont représentées pour ATLAS et CMS dans les figures Fig.66 a et b respectivement. ATLAS a étudié plusieurs valeurs de  $m_A=150, 300, 450 \text{ GeV}$ , alors que CMS regarde  $m_A=500 \text{ GeV}$ .

La désintégration  $A/H \rightarrow \tau\tau \rightarrow h^+\nu h^-\nu$  permet de couvrir la région de grandes masses  $m_A$ . Ce mode est caractérisé par deux traces énergétiques et isolées de signes opposés et par de l'énergie transverse manquante. On demande que:

- $E_T^j > 60 \text{ GeV}$
- $p_T^h > 40 \text{ GeV}$
- $\Delta\phi_{jj} < 175^\circ$
- $E_T^{\text{miss}} > 40 \text{ GeV}$ .

Le rejet du bruit de fond QCD est le plus grand défi de ce canal, même au moment du trigger de niveau 1. C'est envisageable pour  $m_A > 300 \text{ GeV}$ , quand l'impulsion transverse  $p_T$  et l'énergie transverse manquante  $E_T^{\text{miss}}$  sont élevées. Le b-tagging améliore le rapport S/B et la résolution  $\sigma_m \sim 10\%$ . Pour  $m_A < 300 \text{ GeV}$ , des études sont en cours concernant entre autre le trigger, l'isolation calorimétrique et le paramètre d'impact. Dans les figures Fig.67, les distributions de masse invariante  $m_{\tau\tau}$  de CMS sont représentées pour le signal et le bruit de fond, sans (a) et avec b-tagging (b).

### 7.3 $A/H \rightarrow \mu\mu$

Pour ce canal, les bruits de fond dominants sont  $Z/\gamma^*$  et  $t\bar{t}$ . Les critères de sélection sont:

- 2 muons isolés avec  $p_T^\mu > 10$  GeV
- $\Delta\phi(\text{mm}) > 120^\circ$
- $E_T^{\text{miss}} > 40$  GeV
- b-tag dans le canal associé.

Les distributions de la masse invariante  $m_{\mu\mu}$  pour le signal et les bruits de fond sont représentés dans les figures Fig.68a et b, sans et avec b-tagging respectivement.

### 7.4 Recherche de A et H

À grand  $\tan\beta$ , la production de  $b\bar{b}H$  et de  $b\bar{b}A$  est fortement renforcée e.g.  $\sigma(\text{MSSM})/\sigma(\text{MS}) \sim 5000$  pour  $\tan\beta = 30$  et  $m_{A,H} = 300$  GeV. Les désintégrations  $A/H \rightarrow \tau\tau, \mu\mu$  peuvent être observées et couvrent une grande partie de l'espace des paramètres. À petit  $\tan\beta$ , un grand nombre de canaux sont accessibles et permettent de mesurer plusieurs couplages, dont  $Hhh$  et  $AZh$ . Dans la figure Fig.69, les limites de découverte à  $5\sigma$  sont représentées dans le plan  $\tan\beta$ - $m_A$  pour les données d'ATLAS et de CMS combinées pour  $30 \text{ fb}^{-1}$  et un mixing maximal.

### 7.5 Recherche de $H^\pm$

Au LEP, les analyses contraignent la masse du Higgs chargé à  $m_{H^\pm} < 78.6$  GeV à 95% de niveau de confiance. Au LHC, si  $m_{H^\pm} < m_t - m_b$ , le Higgs chargé est produit dans le processus  $gg \rightarrow t\bar{t}$  suivi par les désintégrations successives  $t \rightarrow bH^+$  et  $H^+ \rightarrow \tau\nu$ . On observe alors une violation de l'universalité leptonique dans les désintégrations semi-leptoniques du top:

$$R = \frac{\text{BR}(t \rightarrow \tau^+\nu_\tau b)}{\text{BR}(t \rightarrow \mu^+\nu_\mu b)} = 1 + \Delta R$$

où

$$\Delta R = \frac{BR(t \rightarrow H^+b) \cdot BR(t \rightarrow \tau^+\nu_\tau)}{BR(t \rightarrow W^+b) \cdot BR(W \rightarrow \mu^+\nu_\mu)}$$

Si  $m_{H^\pm} > m_t$ , le Higgs est produit et se désintègre comme  $gb \rightarrow H^\pm t \rightarrow tbt, \tau\nu t$ . Le  $\tau$  étant polarisé, le pion de  $\tau \rightarrow \pi\nu$  est plus énergétique lorsqu'il est produit lors de la désintégration d'un  $H^+$  que d'un  $W$ . La figure Fig.70 représente les rapports d'embranchement du  $H^\pm$  en fonction de  $m_{H^+}$  pour  $\tan\beta=30$ ,  $A_t=0$  GeV et  $\mu=0$  GeV, avec un mixing nul.

Pour  $m_{H^\pm} < m_t$ , les critères de sélection typiques sont:

$m_{H^\pm}$ (GeV)	110	130	150
$\sigma \cdot \text{BR}(\text{pb})$	23	13	5
Signal	3050	1550	380
Bruit de fond	7020	7170	9120
$S/\sqrt{B}$	13.1	6.6	1.3

Table 15: Pour un Higgs chargé  $H^\pm$  si  $m_{H^\pm} < m_t$ :  $\sigma \cdot \text{BR}$  (pb), nombre d'événements passant les coupures de sélection pour le signal et le bruit de fond et significane dans ATLAS avec  $30 \text{ fb}^{-1}$  et  $\tan\beta = 5$ .

- 1 lepton isolé avec  $p_T > 20 \text{ GeV}$  et  $|\eta| < 2.5$  (trigger)
- 1 jet- $\tau$  avec  $E_T^j > 40 \text{ GeV}$  et  $|\eta| < 2.5$
- une trace énergétique isolée (hadron) avec  $p_T^h > 30 \text{ GeV}$  pointant vers le jet- $\tau$  ( $\Delta R < 0.1$ )
- $\geq 3$  jets avec  $p_T > 20 \text{ GeV}$  et  $|\eta| < 2.5$ , avec  $\geq 2$  jets identifiés b.

La figure Fig.71 représente les limites de découverte à  $5\sigma$  dans le plan  $\tan\beta$ - $m_A$  pour les données d'ATLAS et de CMS combinées avec  $30 \text{ fb}^{-1}$  et mixing maximal.

Pour  $m_{H^\pm} > m_t$ , les bruits de fond sont  $W$ +jets,  $t\bar{t}$ ,  $Wtb$  et les jets QCD. Les critères de sélection standards sont:

- Coupure 1)  $E_T^{j\tau} > 100 \text{ GeV}$
- Coupure 2)  $p^\pi/E^{j\tau} > 0.8$  (polarisation du  $\tau$ )
- Coupure 3)  $E_T^{\text{miss}} > 100 \text{ GeV}$
- Coupure 4) reconstruire le  $W$  et le top
- Coupure 5)  $m_T(j_\tau, E_T^{\text{miss}}) > 100 \text{ GeV}$ .

Les figures Fig.72a et b représentent les distributions de la masse transverse  $m_T(\text{jet } \tau, E_t^{\text{miss}})$  pour le signal et le bruit de fond, respectivement pour  $m_H=400 \text{ GeV}$ ,  $\tan\beta=30$ , et pour  $m_H=200 \text{ GeV}$ ,  $\tan\beta=20$ , en rajoutant un jet et un top veto.

Les figures Fig.73a et b représentent les distributions de  $p^\pi/E^{j\text{et}-\tau}$  respectivement pour le signal  $H^\pm \rightarrow \tau\nu$  ( $m_{H^\pm}=200,400 \text{ GeV}$ ) et pour les bruits de fond avec  $W^\pm \rightarrow \tau\nu$ . La figure Fig.73c représente les limites de découverte à  $5\sigma$  dans le plan  $\tan\beta$ - $m_A$  pour CMS avec  $30 \text{ fb}^{-1}$ .

	$m_{H^\pm} = 200 \text{ GeV}$	$t\bar{t}$	W+jet	Wtb
Nombre d'événements	4k	$10^6$	$5 \cdot 10^7$	$10^5$
Coupure 1	900	48k	$10^5$	3k
Coupure 2	330	4k	26k	280
Coupure 3	88	1.4k	7.7k	104
Coupure 4	26	460	240	24
Coupure 5	9	1.6	0.4	0.1

Table 16: Pour un Higgs chargé  $H^\pm$  si  $m_{H^\pm}^\pm > m_t$ : nombre d'événements passant les coupures avec  $30 \text{ fb}^{-1}$ , pour le signal et les bruits de fond.

## 7.6 Désintégrations du Higgs en Sparticules

Si les masses des charginos et neutralinos sont plus petites qu'un TeV, les désintégrations de type  $H^0 \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_2^0$  et  $H^0 \rightarrow \tilde{\chi}_i^+ \tilde{\chi}_j^-$  deviennent importantes. La distribution de la masse invariante dileptonique pour la désintégration  $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \ell^+ \ell^-$  se distingue nettement du bruit de fond. C'est le cas aussi pour  $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_2^0$ , où les 4 leptons sont isolés. Dans la figure Fig.74, les rapports d'embranchement en fonction de  $m_{H^0}$  sont représentés pour  $\tan\beta=10$ ,  $A_t=1400 \text{ GeV}$ ,  $\mu=250 \text{ GeV}$  et  $m_{\text{stop}}=200 \text{ GeV}$ .

Si le canal  $b\bar{b}$  est rajouté aux modes  $\tau$ , ceci peut refermer tout le plan. On voit dans la figure Fig.75 le plan  $\tan\beta$ - $m_A$  pour CMS sans mixing stop et  $m_{\text{stop}}=1 \text{ TeV}$  avec  $100 \text{ fb}^{-1}$ .

## 7.7 Résumé du Higgs SUSY

Le plan  $\tan\beta$ - $m_A$  est complètement couvert à basse luminosité avec  $30 \text{ fb}^{-1}$  (voir la figure Fig.76 qui représente le plan  $\tan\beta$ - $m_A$  pour les données d'ATLAS et de CMS combinées avec  $30 \text{ fb}^{-1}$  et un mixing maximal). Les principaux canaux sont:  $h \rightarrow \gamma\gamma, b\bar{b}$ ,  $A/H \rightarrow \mu\mu, \tau\tau$  et  $H^\pm \rightarrow \tau\nu$ . Plus d'un Higgs peut être observé sur la majorité de l'espace des paramètres ce qui permet de distinguer le MS du MSSM. Le LHC est en mesure d'observer les Higgs  $h$ ,  $A$ ,  $H^0$  et  $H^\pm$  pour  $m_A < 400 \text{ GeV}$ . Les incertitudes sur les mesures sont:

- $\Delta m_A \sim \pm 30 \text{ GeV}$  (e.g. pour  $\Delta m_h \sim 3 \text{ GeV}$ )
- $\Delta \tan\beta \sim \pm 0.7$
- l'impact du mélange sur les couplages n'a été étudié que pour un mélange minimal et pas pour toutes les valeurs de mélange possible.

Les figure Fig.77 et Fig.78 représentent le plan  $\tan\beta$ - $m_A$  pour ATLAS avec  $300 \text{ fb}^{-1}$  respectivement pour un mixing minimal et un mixing maximal. La

Higgs MSSM	$\Delta m/m$ (%)
$h, A, H \rightarrow \gamma\gamma$	0.1-0.4
$H \rightarrow 4\ell$	0.1-0.4
$H/A \rightarrow \mu\mu$	0.1-1.5
$h \rightarrow b\bar{b}$	1-2
$H \rightarrow hh \rightarrow b\bar{b}\gamma\gamma$	1-2
$A \rightarrow Zh \rightarrow b\bar{b}\ell\ell$	1-2
$H/A \rightarrow \tau\tau$	1-10

Table 17: Erreur relative sur la masse des Higgs MSSM avec  $300 \text{ fb}^{-1}$ .

figure Fig.79 représente le même plan pour ATLAS avec  $300 \text{ fb}^{-1}$  et montre les contours à  $5\sigma$  pour la découverte des 5 Higgs du MSSM.

L'erreur expérimentale sur la masse des Higgs MSSM est donnée dans le Tableau 17. L'erreur théorique  $\Delta m_h$  est présentement de 3 GeV. À noter qu'une suppression du couplage e.g.  $b\bar{b}H$  affecterait de manière significative l'observation du Higgs au LHC.

Dans la figure Fig.80a, on voit la luminosité pour la découverte ( $5\sigma$ ) en fonction de  $m_{\text{Higgs}}$  pour CMS. Dans la figure Fig.80b, les limites de découverte à  $5\sigma$  dans le plan  $m_{1/2}$ - $m_0$  sont représentées pour différentes luminosités intégrées ( $1,10,100,300 \text{ fb}^{-1}$ ), et pour  $A_0=0$ ,  $\tan\beta=35$  et  $\mu > 0$ .

## 8 Conclusions

La brisure de symétrie dans le Modèle Standard n'est toujours pas comprise et le Higgs manque à l'appel. Le LHC instrumenté des détecteurs ATLAS et CMS a été conçu pour le trouver. De nombreux défis ont pour la plupart été résolus.

La physique du LHC sera extrêmement riche. Les chances de découvrir un Higgs sont très fortes. On considère même d'effectuer des mesures de couplages. La SuperSymétrie sera aussi découverte si elle existe. De nombreuses mesures de précision seront possibles. Le LHC atteindra des énergies de centre de masse jusqu'ici jamais atteintes, et permettra ainsi de sonder au delà de l'unification électrofaible, en recherchant de la nouvelle physique exotique: compositeness, nouveaux bosons de jauge, dimensions supplémentaires et autres. Optimiste-ment, on commence déjà à réfléchir à l'après LHC.