



Université catholique de Louvain

Département de physique

Physique des hautes énergies

Production du boson de Higgs par interactions
photon-proton dans le cadre du Modèle Standard

Ovyn Séverine

Rapport présenté en janvier 2006 en vue de l'obtention du diplôme d'étude
approfondie en sciences.

Promoteur : Vincent Lemaître

Lecteurs : Denis Favart et Krzysztof Piotrzkowski

Remerciements

Je remercie mon promoteur Vincent Lemaitre, pour ses conseils et ses idées qui m'ont permis de mener à bien ce DEA. Je remercie également Christophe De-laere pour sa disponibilité et son aide qui m'a régulièrement aidée à surmonter les problèmes informatiques. Je voudrais également remercier les professeurs Denis Favart et Krzysztof Piotrkowski qui ont acceptés de lire ce travail, ainsi que Yanwen Liu, Tomasz Pierzchala, Muriel Van der Donckt, Simon de Visscher, Guillaume Leibenguth et les membres des unités FYNU et FYMA.

Enfin, je voudrais remercier ma famille et Jean-Marc pour leur soutien et leurs encouragements tout au long de cette année et demi de travail.

Introduction

Depuis plus de trente ans, le Modèle Standard (MS) réunit l'ensemble des connaissances actuelles sur les constituants élémentaires de la matière et des interactions fondamentales qui régissent leurs comportements, exception faite de la gravitation. Jusqu'à ce jour, il a prédit avec grand succès l'existence de certaines particules tel que le Z^0 , avant même leurs découvertes !

Dans ce modèle, les particules acquièrent une masse grâce au mécanisme de Higgs. Celui-ci fait intervenir une nouvelle particule appelée boson de Higgs. Jusqu'à présent, les tentatives scientifiques effectuées afin de mettre en évidence cette particule sont restées désespérément infructueuses. C'est dans ce cadre conceptuel que le Large Hadron Collider a été imaginé. Ce dispositif expérimental qui effectuera des collisions de protons à une énergie centre-de-masse de 14 TeV, devrait en effet permettre d'invalidier ou de confirmer la validité du Modèle Standard via notamment, la recherche du boson de Higgs.

Actuellement, les travaux de recherches effectués afin de permettre l'observation du boson de Higgs produit en association avec un boson W, s'appuient sur un processus de production par fusion de deux partons provenant des protons. Ce travail présente une première étude d'observabilité d'un Higgs léger ($m_H < 130 \text{ GeV}/c^2$) produit en association avec un boson W lors d'interactions entre un photon et un proton. L'estimation de la signification statistique sera effectuée pour trois topologies différentes.

Le premier chapitre décrit les motivations de cette étude et le choix des états finaux. Le second porte sur la méthode de simulation rapide du détecteur CMS utilisée dans l'étude. La troisième partie est consacrée aux coupures sélectives permettant de réduire les bruits de fond des topologies étudiées. Finalement, dans la dernière partie, une estimation de la signification statistique des analyse est effectuée.

Table des matières

Remerciements	i
Introduction	ii
1 Interactions photon-proton au LHC	1
1.1 Introduction	1
1.2 Production associée WH par interaction photon-proton	3
1.3 Bruits de fond des différentes topologies	8
2 Simulation rapide du détecteur CMS	11
2.1 Introduction	11
2.2 Les leptons	12
2.3 Les jets	13
2.4 L'énergie transverse manquante	15
2.5 Les τ -jets et les b-jets	16
3 Etude de l'observabilité de la réaction $\gamma q \rightarrow WHq_p$	18
3.1 Méthodologie	18
3.2 Désintégration du boson de Higgs en $b\bar{b}$	19
3.3 Désintégration du boson de Higgs en $\tau\tau$	22
3.3.1 Etude de la désintégration $\tau\tau \rightarrow ll$	22
3.3.2 Etude de la désintégration $\tau\tau \rightarrow l\tau_h$	24
4 Signification statistique	28
5 Conclusion	32
A Rapport d'activité	33
A.1 Charges d'encadrement	33
A.2 Cours, séminaires suivis	33
A.3 Séminaires donnés	34
A.4 Séjour d'étude à l'étranger	34

Chapitre 1

Interactions photon-proton au LHC

1.1 Introduction

La recherche du boson de Higgs est l'un des premiers objectifs des expériences CMS et ATLAS auprès du LHC. Les résultats des recherches menées au LEP et les mesures de précision électrofaibles autorisent une masse du boson de Higgs dans le Modèle Standard dans l'intervalle $114.4[1] - 212 \text{ GeV}/c^2[2]$ à 95% C.L.

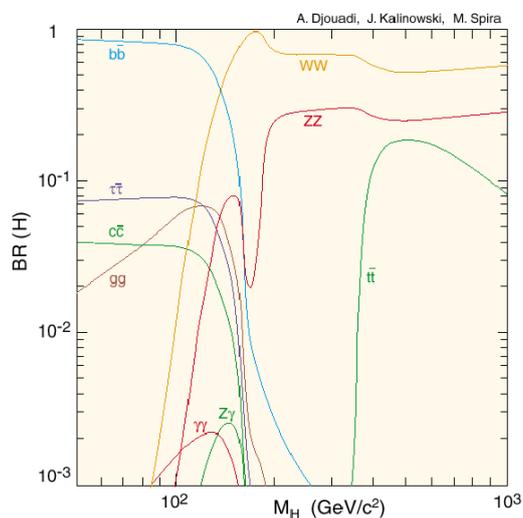


FIG. 1.1 – Rapports de branchement du boson de Higgs du Modèle Standard en fonction de la masse du Higgs au LHC [3].

Les rapports de branchement des différents modes de désintégration du boson

de Higgs sont représentés à la figure 1.1 en fonction de sa masse. Pour les faibles masses, les principaux canaux sont $H \rightarrow b\bar{b}$ et $H \rightarrow \tau\bar{\tau}$. Au-delà de $135 \text{ GeV}/c^2$, les désintégrations en bosons W et Z deviennent dominantes. Le tableau 1.1 résume les rapports de branchement principaux du boson de Higgs pour différentes masses.

m_H (GeV/c^2)	σ (fb)	Br ($H \rightarrow b\bar{b}$)	Br ($H \rightarrow W^+W^-$)	Br ($H \rightarrow \tau\bar{\tau}$)
115	24.963	0.73	0.08	0.073
130	22.992	0.53	0.29	0.054
150	19.632	0.18	0.68	0.018

TAB. 1.1 – Rapports de branchements du boson de Higgs pour différentes masses.

Au LHC, un boson de Higgs de masse comprise entre 130 et $600 \text{ GeV}/c^2$ peut être facilement découvert au moyen de la réaction $gg \rightarrow H \rightarrow VV$, où $V = Z$ ou W . La découverte d'un boson de Higgs léger ($m_H < 130 \text{ GeV}/c^2$) est plus difficile. Le canal de désintégration $H \rightarrow b\bar{b}$ ne peut être étudié que lors d'une production associée $t\bar{t}H$. En effet, le bruit de fond QCD rend inexploitable le processus $gg \rightarrow H \rightarrow b\bar{b}$ [4].

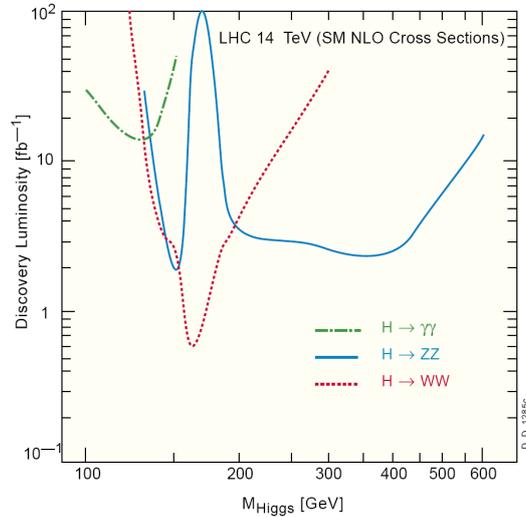


FIG. 1.2 – Luminosité nécessaire pour découvrir le boson de Higgs en fonction de la masse du boson. [5]

Le deuxième mode de désintégration dominant $H \rightarrow \tau\bar{\tau}$ est noyé dans l'énorme bruit de fond $t\bar{t}$ et Drell-Yan. Le canal de désintégration le plus prometteur est $H \rightarrow \gamma\gamma$, qui ne représente que $10^{-3}\%$ du rapport de branchement total. Afin

de réduire le grand bruit de fond $\gamma\gamma$, les productions associées WH et $Ht\bar{t}$ sont exploitées. Néanmoins, malgré un rapport signal sur bruit supérieur à la topologie avec deux b-jets, la découverte de boson de Higgs léger demeure difficile. Une mesure directe des couplages de Yukawa g_{Hbb} et $g_{H\tau\tau}$ est donc compliquée. La luminosité nécessaire à la découverte du boson de Higgs grâce à ces canaux est représentée à la figure 1.2.

1.2 Production associée WH par interaction photon-proton

L'énergie des faisceaux de protons du LHC permet d'étudier des processus produits lors d'interactions $\gamma\gamma$ ou γp . Ainsi, la luminosité effective d'une collision entre deux photons lorsque l'énergie dans le centre de masse des deux photons est supérieure à $200 \text{ GeV}/c^2$, atteint 1% de la luminosité pp [6].

Ces interactions peuvent peut-être contribuer à découvrir le boson de Higgs et à contraindre les couplages de Yukawa du boson léger. Dans ce travail, nous évaluons le potentiel de découverte du boson de Higgs léger ($m_H < 130 \text{ GeV}/c^2$) au moyen d'une interaction γp . En effet, si les interactions $\gamma\gamma$ ont l'avantage d'être très propres, la section efficace de production du boson de Higgs est trop faible pour les exploiter [6].

L'ensemble des interactions entre un photon et un quark utilisées dans ce travail est produit en utilisant CalcHep 2.1 [7], adapté pour permettre l'émission d'un photon virtuel par un faisceau de proton [8]. PYTHIA, [9] est ensuite utilisé pour effectuer la fragmentation et l'hadronisation. Afin d'obtenir une évaluation réaliste du signal et du bruit de fond qui subsisteront après d'éventuelles coupures, une simulation rapide du détecteur CMS, présentée dans le chapitre suivant, est effectuée.

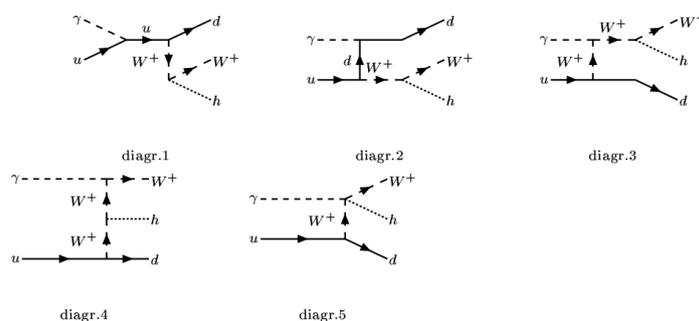


FIG. 1.3 – Diagrammes de Feynman de la production associée pour $u\gamma \rightarrow W^+ H d$.

Nous étudions la production associée du boson de Higgs avec un boson W suivant la réaction $\gamma p \rightarrow WHq_p$, où q_p est le quark primaire. Les diagrammes de Feynman pour la production associée lorsque le photon interagit avec un quark up du proton¹ sont représentés à la figure 1.3. La section efficace de production totale de WH impliquant un photon et un quark est de 25 fb pour un Higgs de 115 GeV/c² et elle diminue lentement avec l'augmentation de la masse du Higgs comme nous pouvons le constater sur la figure 1.4.

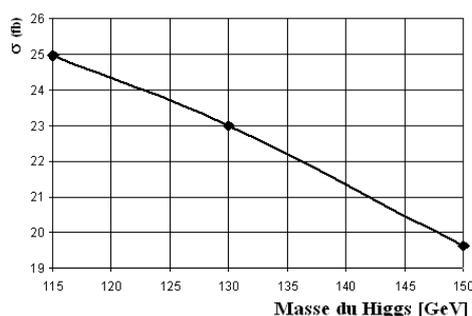


FIG. 1.4 – Section efficace de production de WH en fonction de la masse du boson de Higgs.

Afin d'étudier l'observabilité d'un boson de Higgs léger ($m_H < 130$ GeV/c²) produit en association avec un boson W lors d'une interaction γp , nous analysons trois topologies différentes possédant au moins un lepton isolé :

$$\begin{aligned} \gamma q \rightarrow WHq_p \rightarrow & \\ & \begin{cases} \hookrightarrow l\nu b\bar{b}q_p, \text{ ou } l = e, \mu \text{ ou } \tau, \\ \hookrightarrow q\bar{q}'\tau\bar{\tau}q_p \\ \hookrightarrow q\bar{q}'l_1l_2q_p, \text{ ou } l_i = e, \mu \text{ ou } \tau, \\ \hookrightarrow q\bar{q}'l\tau_hq_p, \text{ ou } l = e, \mu. \end{cases} \end{aligned}$$

Le premier état final est motivé par le grand rapport de branchement du boson de Higgs en deux quark b (73%). Les deux derniers états finaux proviennent de différents canaux de désintégration des leptons taus. S'il s'avérait que ces deux états finaux ne permettent pas de découvrir le boson de Higgs, ces topologies pourraient permettre de contraindre le couplage de Yukawa en deux taus. La

¹Pour l'ensemble de l'étude, les sections efficaces ont été évaluées en utilisant les fonctions de structures cteq6l [10].

topologie obtenue grâce à la désintégration leptonique des deux taus représente 12.4% des désintégrations possibles des taus, la topologie possédant un tau se désintégrant hadroniquement 45.6%. Les trois topologies sont représentées sur les figures 1.5, 1.6 et 1.7.

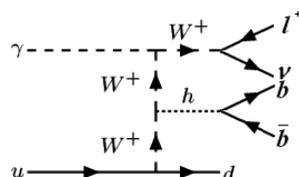


FIG. 1.5 – Production associée du boson de Higgs lors d’une interaction γp menant à la formation de deux b et un lepton isolé.

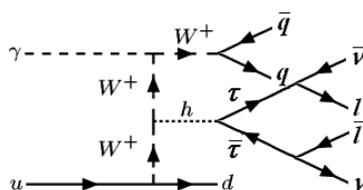


FIG. 1.6 – Production associée du boson de Higgs lors d’une interaction γp menant à la formation de τ qui se désintègre en leptons et deux jets issus du boson W.

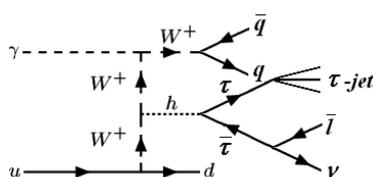


FIG. 1.7 – Production associée du boson de Higgs lors d’une interaction γp menant à la formation d’un τ se désintègre de manière hadronique, d’un τ qui se désintègre en leptons et deux jets issus du boson W.

Lors de la production Monte-Carlo du signal, les désintégrations ont été forcées pour ne garder que les événements possédant les états finaux que nous voulons étudier. Les sections efficaces de production, ainsi que leurs valeurs lorsque les rapports de branchement correspondant aux trois topologies sont pris en compte

sont représentées dans le tableau 1.2.

$m_H(\frac{\text{GeV}}{c^2})$	σ (fb)	Sous processus	$\sigma \times \text{Br}$ (fb)
115	24.964	$WHq_p \rightarrow l\nu b\bar{b}q_p, l = e \vee \mu \vee \tau$	5.8491
		$\rightarrow q\bar{q}'llq_p, l = e \vee \mu$	0.1535
		$\rightarrow q\bar{q}'l\tau_hq_p, l = e \vee \mu$	0.8313
130	22.992	$WHq_p \rightarrow l\nu b\bar{b}q_p, l = e \vee \mu \vee \tau$	3.9055
		$\rightarrow q\bar{q}'llq_p, l = e \vee \mu$	0.1046
		$\rightarrow q\bar{q}'l\tau_hq_p, l = e \vee \mu$	0.5664
150	22.992	$WHq_p \rightarrow l\nu b\bar{b}q_p, l = e \vee \mu \vee \tau$	1.1325
		$\rightarrow q\bar{q}'llq_p, l = e \vee \mu$	0.0298
		$\rightarrow q\bar{q}'l\tau_hq_p, l = e \vee \mu$	0.1612

TAB. 1.2 – Section efficace de production des trois topologies étudiées : $l\nu b\bar{b}q_p$, $q\bar{q}'llq_p$ et $q\bar{q}'l\tau_hq_p$ dans ce travail. La dernière colonne tient compte des rapports de branchement menant à une certaine topologie.

La topologie dominante $WHq_p \rightarrow q\bar{q}'bbq_q$ n'est pas traitée dans ce travail. L'étude d'un tel état final est en effet très difficile à réaliser à cause des bruits de fond QCD et WZq_p . Néanmoins, une étude approfondie d'un tel état final doit être entreprise pour évaluer son potentiel de découverte.

Lors d'une interaction γp le proton émetteur ne se brise pas. L'énergie collectée par le détecteur très à l'avant ($3 < |\eta| < 5$) dans l'hémisphère du proton est donc faible. Cette particularité des interactions γp est clairement visible sur la figure 1.8 pour un événement $\gamma p \rightarrow WHq_p \rightarrow \mu\nu b\bar{b}q_p$.

Cette caractéristique permet de distinguer, à basse luminosité, les processus γp des autres interactions pp . En effet, l'énergie récoltée à l'avant du détecteur lors d'une interaction fortement inélastique est majoritairement supérieure à 70 GeV/c^2 . La figure 1.9 représente l'énergie des particules détectées à l'avant du détecteur ($3 < |\eta| < 5$) dans l'hémisphère du proton diffusé (distribution rouge) et dans l'hémisphère du proton brisé (distribution bleue)

A haute luminosité, dû à la présence de pile-up, de nombreuses particules n'appartenant pas au produit de désintégration de γp nous force à utiliser un critère de sélection différent. La détection du proton diffusé, qui fournit une signature caractéristique des interactions γp est alors nécessaire.

L'angle de diffusion du proton est tellement petit qu'il est impossible de le détecter avec un détecteur situé autour du point d'interaction. Cependant, puisque le proton diffusé a perdu de l'énergie lors de l'émission du photon, il subit une

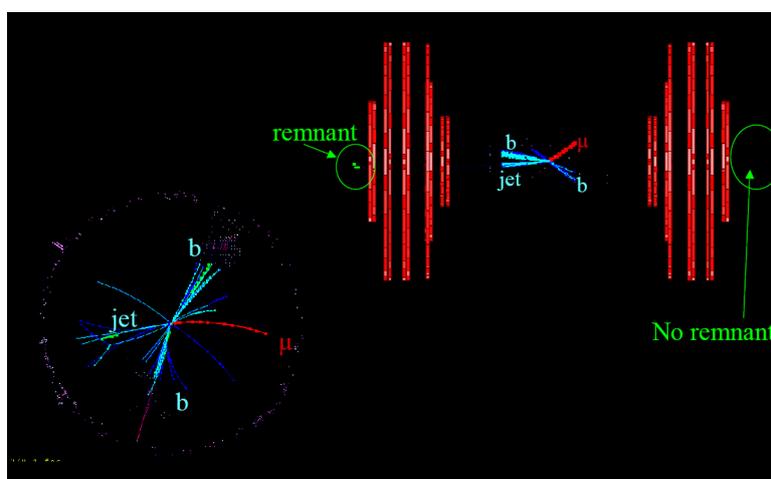


FIG. 1.8 – Représentation d'un événement $\gamma q \rightarrow WHq \rightarrow \mu\nu bbq_p$ grâce à Iguana [11]. Nous constatons l'absence de particules dans le détecteur à l'avant situé dans l'hémisphère du proton.

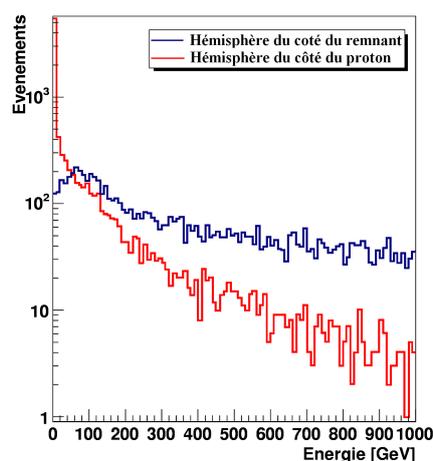


FIG. 1.9 – Energie laissée par les particules possédant un $3 < |\eta| < 5$, à l'exception des muons et des neutrinos, dans l'hémisphère du proton (en rouge) et dans l'autre hémisphère (en bleu). Le graphique est obtenu grâce à 10000 événements $\gamma p \rightarrow WHq_p$

déflexion plus forte que les autres protons par des aimants de l'optique du faisceau. Des détecteurs de protons à très haute résolution spatiale et proches du faisceau appelés *pot romains*[12] sont donc utilisés pour détecter les protons.

1.3 Bruits de fond des différentes topologies

Tant à basse luminosité qu'à haute luminosité, les interactions γp peuvent être différenciées des interactions pp . Par conséquent, nous ne considérons comme bruit de fond à la découverte du boson de Higgs, que les processus produits lors d'interactions γp . Les bruits de fond dominant de nos analyses sont alors $t\bar{t}$, Wtb , WWW et $Wffq_p$ (dominé par WZq_p , $Z \rightarrow ff$, ou $f = e, \mu, \tau, b$).

La topologie possédant deux b-jets dans l'état final possède les bruits de fond suivants :

- $Wb\bar{b}q$, où $M_{b\bar{b}} > 80 \text{ GeV}/c^2$, lorsque le boson W se désintègre en leptons (figure 1.10).

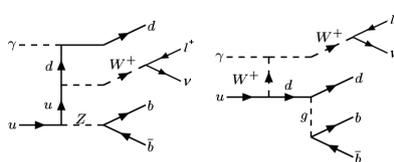


FIG. 1.10 – Deux diagrammes de Feynman menant à un état final du bruit de fond $Wb\bar{b}q_p$ possédant deux b et un lepton isolé (e, μ ou τ).

- $t\bar{t}$, lorsque l'un des boson W issu des quarks tops se désintègre leptoniquement ($Br \sim 32.03\%$ [13]) et l'autre hadroniquement ($Br \sim 67.06\%$ [13]) (figure 1.11).

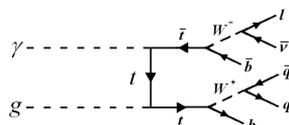


FIG. 1.11 – Exemple d'un état final du bruit de fond $t\bar{t}$ menant à deux b et un lepton isolé (e, μ ou τ).

- Wtb , lorsque un seul des W se désintègre en lepton (figure 1.12).

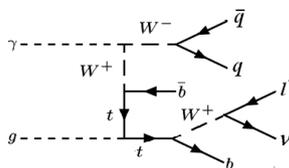


FIG. 1.12 – Exemple d'un processus Wtb produisant deux b et un lepton isolé (e, μ ou τ) dans l'état final.

Les processus $\gamma p \rightarrow Wqq, \gamma p \rightarrow Wqq, \dots$ sont ignorés dans cette analyse, car nous requérons la présence de deux b-jets.

Les topologies provenant de la désintégration du boson de Higgs et deux taus possèdent les mêmes bruits de fond. Pour le signal possédant un tau-jet, les bruits de fond doivent obligatoirement contenir un lepton tau se désintégrant hadroniquement. Les principaux bruits de fond attendus pour ces deux états finaux sont :

- WZq et $W\tau\bar{\tau}q$ où $M_{\tau\bar{\tau}} > 110 \text{ GeV}/c^2$, lorsque le boson W se désintègre en $q\bar{q}'$ et le boson Z subit une désintégration leptonique.
- $t\bar{t}$, lorsque les deux bosons W issus des quarks tops fournissent des leptons (figure 1.13).

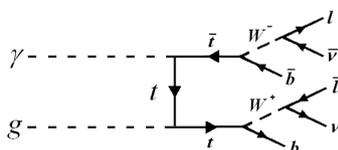


FIG. 1.13 – Exemple d'un état final du bruit de fond $t\bar{t}$ menant à deux leptons isolés (e, μ ou τ).

- Wtb , lorsque les deux bosons W présents dans l'événement se désintègrent en électrons, en muons ou en taus (figure 1.14).

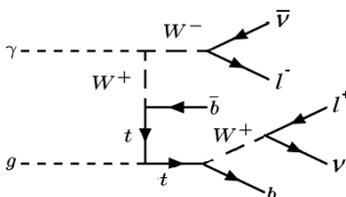
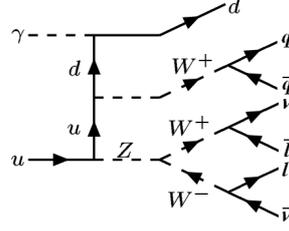


FIG. 1.14 – Exemple d'un processus Wtb produisant deux leptons isolés (e, μ ou τ) dans l'état final.

- WWW : lorsque deux bosons W fournissent deux leptons isolés et le troisième subit une désintégration hadronique (figure 1.15).

Le tableau 1.3 résume les caractéristiques des différents processus de bruit de fond considérés dans les trois analyses. Nous constatons que les bruits de fond $t\bar{t}$ et Wtb possèdent une section efficace de deux ordres de grandeur plus grande que celle de notre signal.

Malgré une section efficace de production du boson de Higgs plus petite, les interactions γp possèdent un rapport signal sur bruit de fond plus favorable que


 FIG. 1.15 – Exemple d'un processus WWW produisant deux leptons isolés (e, μ ou τ) dans l'état final.

Bruits de fond				
Processus	σ (fb)	Sous processus	$\sigma \times \text{Br}$ (fb)	N_{MC}
WZq	159	$q\bar{q}'llq_p, l = e, \mu, \tau_l$	0.431	50000
		$q\bar{q}'\tau\bar{\tau}q_p$	0.359	25000
W$\tau\bar{\tau}$q, $M_{\tau\bar{\tau}} > 110 \frac{\text{GeV}}{c^2}$	0.88	$q\bar{q}'llq_p, l = e \vee \mu$	0.071	6150
		$q\bar{q}'\tau\bar{\tau}q_p$	0.59	6150
t\bar{t}	1420.38	$b\bar{b}lq\bar{q}', l = e \vee \mu \vee \tau$	610.01	800000
		$b\bar{b}ll, l = e \vee \mu \vee \tau$	145.9	921631
Wtb	836.68	$b\bar{b}lq\bar{q}', l = e \vee \mu \vee \tau$	359.32	800000
		$b\bar{b}ll, l = e \vee \mu \vee \tau$	85.94	400000
WWW	6.15	$llq\bar{q}, l = e \vee \mu \vee \tau$	1.27	15000
Wb\bar{b}q$_p$ $M_{b\bar{b}} > 80 \frac{\text{GeV}}{c^2}$	42	$b\bar{b}l\nu q_p, l = e \vee \mu \vee \tau$	13.46	10000

 TAB. 1.3 – Sections efficaces des différents bruits de fond utilisés dans ce travail. La première colonne fournit la section efficace de production du bruit de fond. La quatrième tient compte des rapports de branchement menant à une certaine topologie. τ_l signifie que la désintégration du τ est forcée en électron ou en muon. La dernière colonne indique le nombre d'événements générés dans la topologie en question.

les réactions observées lors d'interactions pp. Par exemple, la section efficace de production du bruit de fond réductible dominant $t\bar{t}$ lors d'une interaction pp (228000 fb)[14] est 1000 fois plus grande que la section efficace de production de $pp \rightarrow WH$ (210 fb), tandis que lors d'une interaction γp , elle ne l'est que de 50 fois. De la même manière, le bruit de fond principal du canal $H \rightarrow b\bar{b}$, $Wb\bar{b}$, est 100 fois plus important dans le cas pp, alors qu'il ne vaut que le double dans γp .

Chapitre 2

Simulation rapide du détecteur CMS

2.1 Introduction

Pour simuler les différents effets d'un détecteur, tels que l'acceptance, la perte de résolution en énergie, le b-tagging,..., nous avons pris comme modèle le détecteur CMS, qui prendra place le long de l'anneau du Large Hadron Collider.

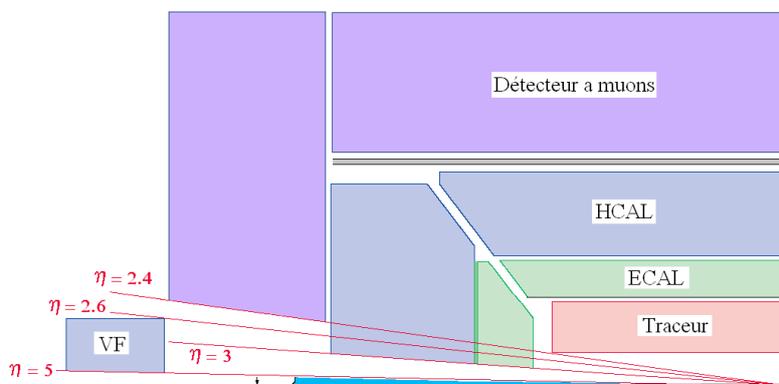


FIG. 2.1 – Représentation schématique du détecteur utilisé pour le smearing

Notre détecteur possède une structure en oignon. En partant du point d'interaction, on rencontre le trajectographe, le calorimètre électromagnétique, le calorimètre hadronique et le détecteur de muons. Un calorimètre très à l'avant (VF) est également introduit pour améliorer la résolution en énergie transverse manquante.

Comme nous le voyons sur la figure 2.1, la région couverte par le trajectographe

s'étend jusqu'à $|\eta| = 2.4$. Les calorimètres électromagnétique (ECAL) et hadronique (HCAL) couvrent la région possédant un $|\eta| < 3$. Finalement, le détecteur à muons s'étend jusqu'à $|\eta| < 2.4$.

Dans cette analyse, nous effectuons le smearing particule par particule. La perte de résolution d'une variable (énergie ou impulsion transverse) est simulée aléatoirement grâce à une distribution de type gaussienne centrée autour de cette variable et d'écart-type déterminé par la résolution de notre détecteur.

L'analyse d'un événement $\gamma p \rightarrow WHq_p \rightarrow q\bar{q}'\tau\tau q_p \rightarrow q\bar{q}'llq_p$, pour un boson de Higgs de $115 \text{ GeV}/c^2$ montre que le résultat de l'hadronisation fournit principalement des γ et des π^\pm . Les autres particules sont des K_S^0 , des K_L^0 , des K^\pm , des Λ^0 et des leptons (e ou μ). Les différentes proportions de ces particules sont représentées à la figure 2.2.

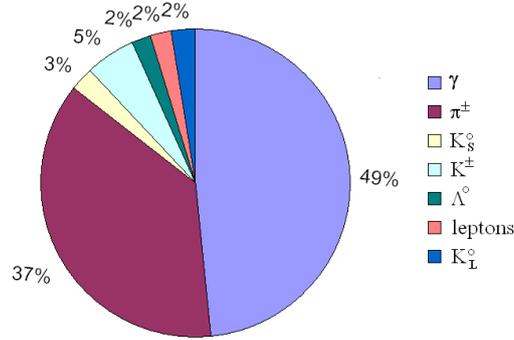


FIG. 2.2 – Particules finales produites par PYTHIA, ainsi que leurs pourcentages de production.

Le smearing de ces particules ainsi que la reconstruction des jets, des tau-jets, des b-jets et de l'énergie transverse manquante sont présentés dans les sections suivantes.

2.2 Les leptons

Les électrons et les γ possédant un $|\eta| < 3$ n'interagissent qu'avec le calorimètre électromagnétique (ECAL). La précision sur la mesure de l'énergie de ces particules est donc directement liée à la résolution en énergie du calorimètre électromagnétique. Cette résolution [15] s'exprime comme

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2 = \left(\frac{0.05}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{0.25}{E}\right)^2 + (0.0055)^2 \quad (\text{avec } E \text{ en GeV}). \quad (2.1)$$

L'erreur principale provenant de l'erreur en énergie, nous ne simulons pas l'incertitude existant sur la position de la particule.

Les électrons et les γ qui possèdent un $3 < |\eta| < 5$ vont interagir dans le calorimètre très à l'avant. La résolution dans cette partie du détecteur [16] est alors estimée par l'équation

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{1.5}{\sqrt{E}} \oplus 0.06 \quad (\text{avec } E \text{ en GeV}) \quad (2.2)$$

En ce qui concerne la résolution des muons, nous avons choisi d'utiliser la résolution en impulsion transverse obtenue lors de l'utilisation conjointe du trajectographe et des chambres à muons du détecteur CMS [17], c-à-d :

$$\frac{\sigma_{P_T}}{P_T} = 0.05. \quad (2.3)$$

2.3 Les jets

Comme énoncé précédemment, nous effectuons un smearing particule par particule. Les jets sont reconstruits grâce à un algorithme de cône [18] de $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} = 0.7$ appliqué sur l'ensemble des dépôts calorimétriques obtenus après avoir reconstruit les particules.

Nous ne considérons pas en détail les interactions des différentes particules avec les calorimètres électromagnétique et hadronique. Pour effectuer le smearing des particules autres que les leptons et les γ , nous émettons des hypothèses sur leurs interactions avec les calorimètres. Dans cette analyse, nous considérons que la résolution du calorimètre hadronique [19] (HCAL)

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0.91}{\sqrt{E}} \oplus 0.038. \quad (\text{avec } E \text{ en GeV}) \quad (2.4)$$

Ainsi, pour les particules considérées comme stables par PYTHIA mais non stables dans un détecteur tel CMS ($c\tau < 4m$), les dépôts laissés dans les différents détecteurs sont directement liés aux modes de désintégrations de ces particules. Les hypothèses des dépôts d'énergie sont données dans le tableau 2.1.

Les hadrons possédant un $3 < |\eta| < 5$ interagissent avec le calorimètre très à l'avant. Leur résolution en énergie est alors de [16]

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{2.7}{\sqrt{E}} \oplus 0.13 \quad (\text{avec } E \text{ en GeV}) \quad (2.5)$$

<i>Particules stables dans PYTHIA</i>	<i>Stable dans CMS</i>	<i>Mode de désintégration</i>	Γ_i/Γ	<i>Dépot ECAL</i>	<i>Dépot HCAL</i>
π^\pm	oui			0	1
K^\pm	oui			0	1
K_S^0	non	$\gamma\gamma\gamma\gamma$ $\pi^+\pi^-$	0.31 0.69	0.3	0.7
K_L^0	oui			0	1
Λ^0	non	$\pi^-p/\pi^+\bar{p}$ $n\pi^0$	0.64 0.36	0.3	0.7
γ	oui			1	0

TABLE. 2.1 – Hypothèses des dépôts d'énergie pour les particules les plus abondantes des jets.

L'utilisation de l'algorithme de cône sur toutes les particules reconstruites mène à une résolution des jets représentée à la figure 2.3. Les jets utilisés pour effectuer ce graphique proviennent majoritairement des jets issus du boson W accompagnant la production du boson de Higgs.

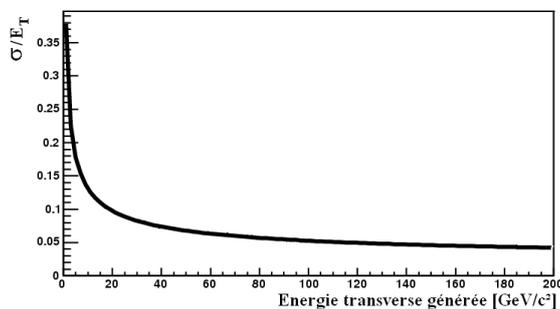


FIG. 2.3 – Résolution en énergie transverse des jets reconstruits en utilisant un cône de 0.7 en fonction de l'énergie transverse générée. La résolution est définie comme le RMS de la différence entre l'énergie transverse reconstruite et l'énergie transverse idéalisée, divisée par l'énergie transverse idéalisée.

Les dernières études effectuées par la collaboration CMS montrent qu'une telle résolution peut effectivement être attendue [20]. La figure 2.4 illustre cette résolution dans le cas d'un algorithme de cône de $\Delta R = 0.5$. Comme nous le constatons, les jets d'énergie transverse de 20 GeV/c sont reconstruits avec une résolution moyenne de 13,5%. L'application de notre smearing fournit une résolution similaire de 11%.

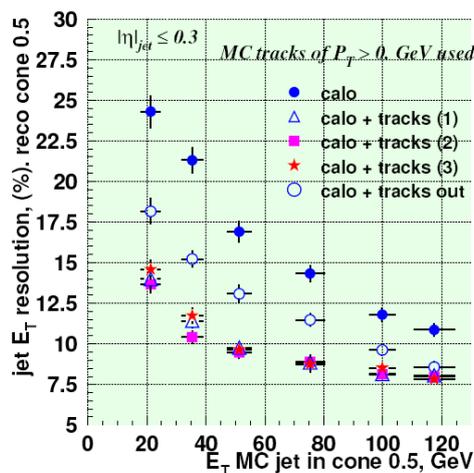


FIG. 2.4 – Dépendance de la “résolution” en énergie transverse en fonction de l’énergie transverse idéalisée obtenue pour un algorithme de cône de $\Delta R = 0.5$ [20].

2.4 L’énergie transverse manquante

L’énergie transverse manquante est reconstruite sur les particules smearées. Elle est calculée en effectuant la somme vectorielle de toutes les particules visibles dans le détecteur :

$$\vec{E}_{miss}^T = - \sum \vec{E}_{vis}^T. \quad (2.6)$$

La figure 2.5a représente la moyenne de la valeur absolue de la différence entre l’énergie transverse manquante reconstruite avec le smearing et l’énergie transverse manquante idéalisée divisée par l’énergie transverse manquante idéalisée.

Pour comparer la résolution obtenue grâce à notre smearing, nous avons simulé entièrement la réponse du détecteur CMS pour les même 10000 événements. Cette simulation a été effectuée avec ORCA_8.7.3 [21]. La résolution en énergie transverse manquante reconstruite grâce à ORCA est représentée à la figure 2.5b.

Les résolutions obtenues dans les deux situations sont similaires. Par exemple, une énergie transverse manquante de 20 GeV est reconstruite avec une résolution de 45%. De même, pour une énergie transverse manquante de 80 GeV, la résolution smearée est de 20%, alors que dans le cas totalement reconstruit avec ORCA, la résolution obtenue est de 22%.

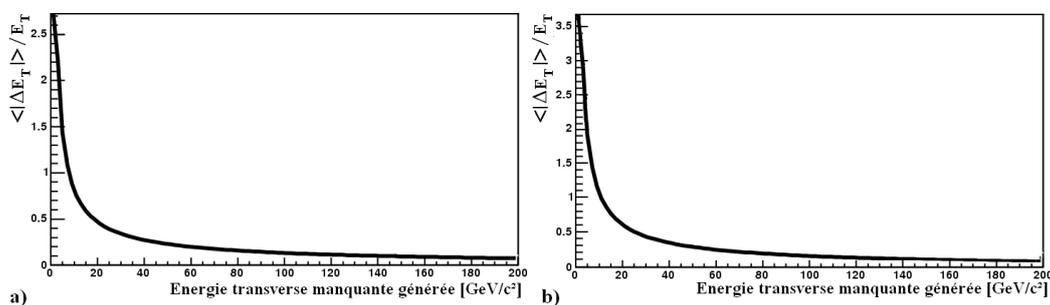


FIG. 2.5 – a) “Résolution” de l’énergie transverse manquante après application du smearing des particules en fonction de l’énergie transverse manquante reconstruite de manière idéalisée. b) Résolution de l’énergie transverse manquante reconstruite après une simulation complète du détecteur en fonction de l’énergie transverse manquante idéalisée.

2.5 Les τ -jets et les b-jets

Les jets des événements sont reconstruits au moyen d’un algorithme de cône de $\Delta R = 0.7$. Afin de sélectionner convenablement les jets provenant des leptons taus, nous utilisons deux caractéristiques suivantes des τ -jets [22].

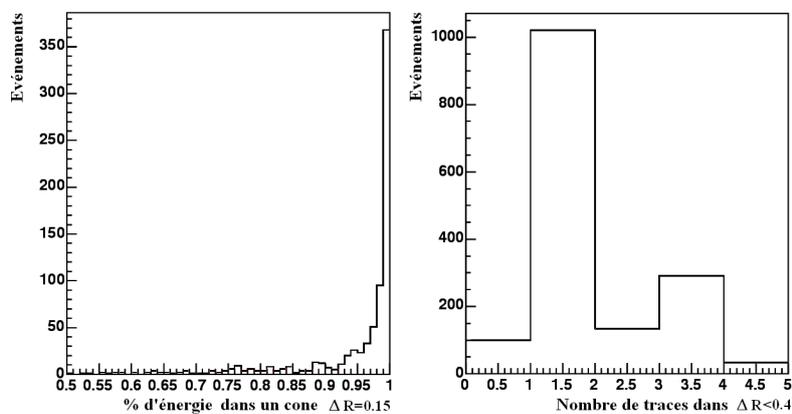


FIG. 2.6 – a) Pourcentage d’énergie du τ -jet situé dans un cône de $\Delta R = 0.15$ centré autour de la direction du jet. b) Nombre de traces de $p_T > 2$ GeV/c dans un cône de $\Delta R < 0.4$ centré autour de la direction des τ -jet.

Premièrement, le coeur d’un τ -jet contenant plus de 90% de l’énergie du jet est localisé dans un cône de $\Delta R = 0.15$. Deuxièmement, la désintégration d’un tau en un hadron chargé ou en un hadron chargé accompagné de plusieurs

π^0 représente 78% des modes de désintégrations hadroniques. Ceci mène à une signature très reconnaissable que nous pouvons voir sur la figure 2.6 b. Pour les τ -jets du signal, le nombre de traces de $p_T > 2 \text{ GeV}/c$ dans un cône de $\Delta R < 0.4$ centré autour de la direction du jet vaut majoritairement un.

Si nous demandons que ces deux critères soient remplis par un jet pour qu'il soit sélectionné comme un τ -jet, nous conservons 63% des τ -jets de notre signal. Les jets issus de quarks sont supprimés d'un facteur ~ 1000 [22].

L'identification des b-jets dans CMS nécessite une connaissance du paramètre d'impact du jet ainsi qu'une reconstruction efficace des traces par le trajectographe. Dans notre simulation rapide, les b-jets sont reconstruits grâce à l'algorithme de cône de $\Delta R = 0.7$. L'utilisation de l'information Monte-Carlo est utilisée pour étiqueter un jet comme un b-jet : il faut que la direction du jet coïncide avec la direction d'un quark b. Finalement, nous supposons une efficacité globale (indépendante de l'énergie transverse) de sélection des b-jets de 40% [23].

Chapitre 3

Etude de l'observabilité de la réaction $\gamma q \rightarrow WHq_p$

3.1 Méthodologie

Le calcul de la signification statistique s'effectue grâce à une méthode basée sur des distributions de Poisson, indiquée dans les analyses possédant une faible statistique [24]. Pour chacune des topologies, nous calculons le rapport de vraisemblance défini par

$$Q_i = \frac{e^{-(s_i+b_i)}(s_i+b_i)^{d_i}}{d_i!} \bigg/ \frac{e^{-(b_i)}(b_i)^{d_i}}{d_i!}, \quad (3.1)$$

où s_i est défini comme l'estimation du signal dans la bin i , b_i le bruit de fond et d_i le nombre de candidats. Le niveau de confiance pour exclure l'hypothèse "signal + bruit de fond" est

$$CL_{s+b} = P_{s+b}(Q < Q_{obs}), \quad (3.2)$$

où Q_{obs} est obtenu au départ de l'équation 3.1. Le CL_{s+b} est très sensible aux fluctuations du bruit de fond. Pour cette raison, cette valeur est normalisée :

$$CL_s = CL_{s+b}/CL_b. \quad (3.3)$$

$CL = 1 - CL_s$ est le niveau de confiance d'exclusion de l'hypothèse "présence de signal". On dit que la limite à 95% est atteinte si CL est supérieure à 0.95. Le niveau de confiance attendu $\langle CL_s \rangle$ est calculé au moyen des générations Monte-Carlo grâce à l'hypothèse $d_i = b_i$.

Dans la topologie possédant deux b-jets, la variable discriminante utilisée est la masse invariante des deux b-jets.

$$m = \sqrt{2E_1E_2(1 - \cos(\delta\phi))}, \quad (3.4)$$

où E_1 et E_2 sont les énergies des deux b-jets, et $\delta\phi$ est l'angle azimutal existant entre les deux b-jets.

La variable discriminante utilisée dans les deux topologies obtenues grâce aux désintégrations des taus est la masse invariante des taus ($M_{\tau\tau}$). Une manière de reconstruire cette masse invariante est de considérer la direction d'émission des neutrinos issus de la désintégration des taus comme identique à celle des leptons visibles. Cette approximation est raisonnable dû au grand boost de Lorentz des taus.

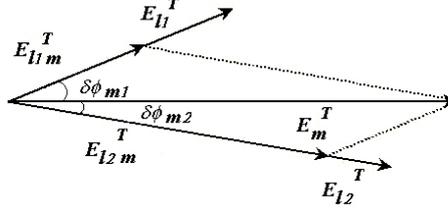


FIG. 3.1 – Parallélogramme permettant la reconstruction de la masse invariante des deux τ .

L'utilisation du parallélogramme représenté à la figure 3.1 permet d'extraire la fraction de l'impulsion des deux taus emportée par les leptons visibles. Cette fraction d'impulsion connue, la masse invariante des taus est déterminée par :

$$M_{\tau\bar{\tau}} = \frac{M_{l_1 l_2}}{\sqrt{x_{\tau_1} x_{\tau_2}}}, \quad (3.5)$$

où x_{τ_1} et x_{τ_2} représente l'impulsion emportée par chacun des leptons visibles et $M_{l_1 l_2}$ est la masse invariante des deux leptons.

Une telle reconstruction permet de réduire les bruits de fond. En effet, pour des véritables taus comme dans le signal, le vecteur d'énergie transverse manquante se situe entre les deux leptons. Pour les bruits de fond, ce vecteur se situe rarement entre les leptons. La fraction d'énergie emportée par le lepton est donc souvent sans signification physique ($x_{\tau} < 0$ ou $x_{\tau} > 1$), menant à l'exclusion de l'événement. Pour tous les événements reconstruits, la variable $M_{\tau\tau}$ permet de plus de séparer de façon substantielle le signal du bruit de fond.

La sélection des trois topologies présentée dans les sections suivantes est optimisée pour obtenir la meilleure signification possible.

3.2 Désintégration du boson de Higgs en $b\bar{b}$

Notre première étude est ciblée sur le processus $\gamma q \rightarrow WHq_p \rightarrow l\nu b\bar{b}q_p$. Le boson W donne lieu dans l'état final à soit un électron soit un muon isolé. La distribution en pseudo-rapidité des quarks b issus de la désintégration d'un

boson de Higgs de $115 \text{ GeV}/c^2$ est représentée à la figure 3.2. Dans 80.8% des événements, les deux b-jets possèdent une pseudo-rapidité inférieure à la couverture du trajectographe ($|\eta| < 2.5$), et dans 97.4% au moins un se situe dans la région $|\eta| < 2.5$.

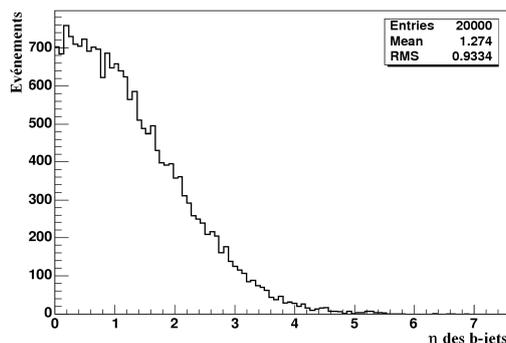


FIG. 3.2 – Distribution en $|\eta|$ des quarks b de la désintégration $H \rightarrow b\bar{b}$.

Les événements que nous sélectionnons doivent donc posséder un lepton isolé et deux b-jets. Néanmoins, afin d'obtenir une signification statistique convenable nous appliquons des coupures topologiques. Les différentes étapes de sélection sont les suivantes :

- **$E_{\gamma\text{Hem}}$** : la somme en énergie de toutes les particules situées dans la région $3 < |\eta| < 5$, exceptés les neutrinos et les muons du côté de l'hémisphère du proton doit être inférieure à 70 GeV.
- **“1-lepton”** : l'événement doit posséder un lepton (electron ou muon) isolé d'impulsion transverse (p_T) supérieure à 10 GeV/c. Par isolé, nous entendons qu'il n'existe aucune autre trace de $p_T > 2 \text{ GeV}/c$ dans un cône de $\Delta R < 0.5$.
- **“H-tag”** : l'événement doit posséder exactement 2 b-jets de $p_T > 15 \text{ GeV}/c$ dans le volume fiduciaire. Nous supposons que l'efficacité de sélection des b-jets est de 40%.
- **num_{jet} = 0** : les événements qui possèdent un jet additionnel de $p_T > 15 \text{ GeV}/c$ dans la région de pseudorapidité $|\eta| < 2.5$ sont rejetés. Ce veto est appliqué pour permettre de réduire les bruits de fond $t\bar{t}$ et Wtb qui possèdent généralement au moins un jet dans cette partie du détecteur (figure 3.3).
- **$E_T(\text{central})$** : la somme scalaire des énergies transverses des particules hadroniques situées dans la partie du détecteur possédant un $|\eta| < 3$ doit être inférieure à 130 GeV/c (voir figure 3.4). A nouveau, cette coupure permet

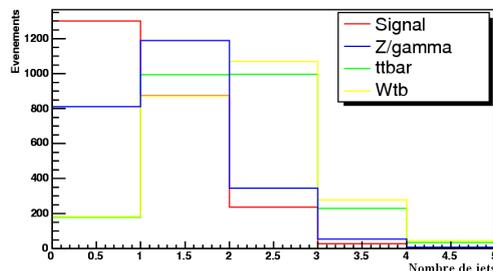


FIG. 3.3 – Distribution du nombre de jets additionnels de $|\eta| < 2.5$ et de $p_T > 15$ GeV/c pour le signal et les bruits de fond. La figure est obtenue avec les événements passant les sélections $E_{\gamma H_{em}}$, 1-lepton et H-tag. Les distributions sont normalisées par rapport au signal.

une diminution significative des bruits de fond $t\bar{t}$ et Wtb .

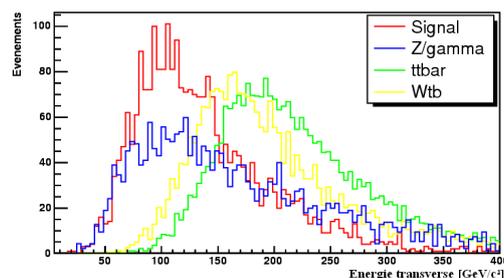


FIG. 3.4 – Distribution de l'énergie transverse des particules hadroniques pour les bruits de fond et le signal d'un Higgs de $115 \text{ GeV}/c^2$. La figure est obtenue avec les événements passant les sélections $E_{\gamma H_{em}}$, 1-lepton et H-tag. Les distributions sont normalisées par rapport au signal.

- **Isolation** : la séparation en pseudorapidité entre le lepton isolé et le vecteur reconstruit grâce aux deux b-jets doit être supérieure à 0.8. Cette coupure a pour effet une réduction des bruits de fond $t\bar{t}$ et Wtb (figure 3.5).

Les effets des coupures présentées sont illustrés dans le tableau 3.1 pour les signaux à $m_H = 115 \text{ GeV}/c^2$, $m_H = 130 \text{ GeV}/c^2$, ainsi que pour les bruits de fond $t\bar{t}$, Wtb et $Wb\bar{b}q_p$. La section efficace multipliée par le rapport de branchement et l'efficacité totale de sélection est également indiquée.

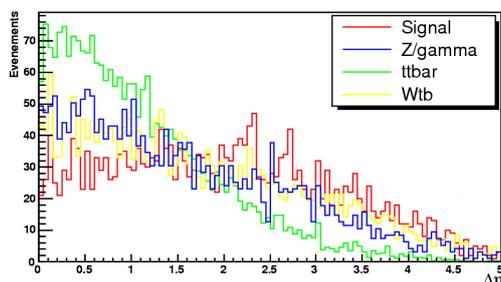


FIG. 3.5 – Séparation en pseudorapidité existant entre le lepton et le vecteur reconstruit au départ des deux b-jets. La figure est obtenue avec les événements passant les sélections $E_{\gamma Hem}$, 1-lepton et H-tag. Les distributions sont normalisées par rapport au signal.

Coupure	Acceptance				
	Higgs (115 $\frac{\text{GeV}}{c^2}$)	Higgs (130 $\frac{\text{GeV}}{c^2}$)	$t\bar{t}$	Wtb	Wbbq
$E_{\gamma Hem}$	90.11%	90.69%	83.47%	77.02%	87.25%
1 lepton	44.25%	44.35%	45.45%	44.51%	45.65%
H-tag	10.48%	11.17%	12.62%	7.5%	9.84%
num_{jet}	53.3%	50.33%	7.38%	7.42%	34.16%
$E_T(\text{central})$	67.98%	63.22%	6.13%	22.08%	56.51%
Isolation	69.31%	70.69%	33.27%	38.92%	48.83%
$\sigma \times Br \times \varepsilon$ (fb)	0.061	0.039	0.044	0.059	0.049

TAB. 3.1 – Tableau résumant les efficacités relatives des différentes coupures pour le signal et les bruits de fond. La section efficace multipliée par le rapport de branchement et l'efficacité totale de sélection est également indiquée.

3.3 Désintégration du boson de Higgs en $\tau\tau$

3.3.1 Etude de la désintégration $\tau\tau \rightarrow ll$

Cette topologie est caractérisé par la présence de deux leptons isolés de charges opposées, de deux jets compatibles avec la masse du boson W et d'énergie transverse manquante. Pour obtenir une signification statistique satisfaisante, demander la présence des leptons et des deux jets est insuffisante : les événements sélectionnés doivent satisfaire à plusieurs critères supplémentaires. Les coupures appliquées aux événements sont les suivantes :

- $E_{\gamma Hem}$: la somme en énergie de toutes les particules situées dans la région $3 < |\eta| < 5$, exceptés les neutrinos et les muons du côté de l'hémisphère du proton doit être inférieure à 70 GeV.

- “**2-lepton**” : l'événement doit posséder deux leptons isolés de $p_T > 5 \text{ GeV}/c$ dans le volume fiduciaire.
- “ **$M_{l_1 l_2}$** ” : la masse invariante des deux leptons doit être inférieure à $70 \text{ GeV}/c^2$ (figure 3.6). Si cette coupure permet de réduire l'ensemble des bruits de fond, la limite de $70 \text{ GeV}/c^2$ est choisie afin de couper les événements possédant deux électrons ou deux μ provenant du boson Z/γ^* dans les événements WZ/γ^*q_p . En effet, ce bruit de fond est irréductible et possède une grande section efficace. Les événements WZ/γ^*q_p survivant à la coupure possèdent donc deux leptons issus de la désintégration du boson Z/γ^* en deux taus.

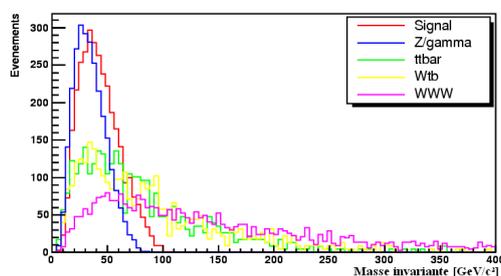


FIG. 3.6 – Masse invariante des deux leptons isolés dans le signal pour $m_H = 115 \text{ GeV}/c^2$ et les bruits de fond. La figure est obtenue avec les événements passant les sélections $E_{\gamma Hem}$, 2-lepton et $M_{l_1 l_2}$. Les distributions sont normalisées par rapport au signal.

- “**Rec W**” : Pour le signal, le boson W est émis principalement dans l'hémisphère du proton diffusé. Aucun autre jet n'étant attendu dans cette partie du détecteur, les jets utilisés pour reconstruire le boson W sont les deux jets de $p_T > 15 \text{ GeV}/c$ possédant un $\Delta\eta_{\gamma-jet}$ minimal. La masse invariante de ces jets doit alors être comprise entre 60 et 100 GeV/c^2 (figure 3.7). Cette coupure réduit significativement les bruits de fond $t\bar{t}$ et Wtb qui ne possèdent pas la même configuration, et qui souvent ne possèdent pas de boson W subissant une désintégration hadronique.
- “**b-tag**” Le signal ne possède aucun b-jet. Les événements possédant des b-jets sont donc automatiquement rejetés. Nous avons supposé une efficacité de sélection de 40% pour les b-jets.
- **num_{jet} > 1** : Les événements qui possèdent moins de deux jets (autres que des b-jets) de $p_T > 20 \text{ GeV}/c$ dans la région de pseudorapidité $|\eta| < 3$ sont rejetés (figure 3.8). Ce veto est appliqué pour permettre de réduire les bruits de fond $t\bar{t}$ et Wtb qui possèdent souvent un seul jet autre qu'un

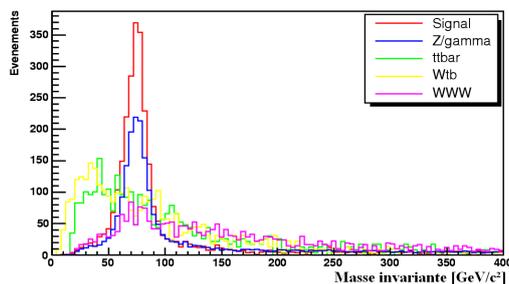


FIG. 3.7 – Masse invariante des deux b-jets reconstruisant le boson W pour le signal et les bruits de fond. La figure est obtenue avec les événements passant les sélections $E_{\gamma Hem}$, 2-lepton et $M_{l_1 l_2}$. Les distributions sont normalisées par rapport au signal.

b-jet dans cette région du détecteur tout en conservant plus de 90% du signal.

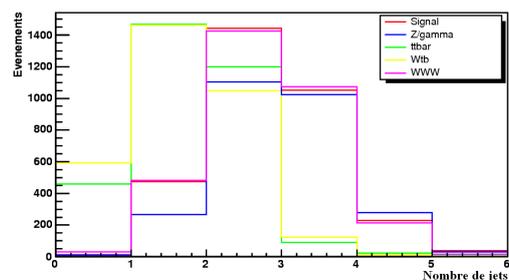


FIG. 3.8 – Distribution du nombre de jets autres que des b-jets de $p_T > 15$ GeV/c dans la région de pseudorapidité $|\eta| < 3$. La figure est obtenue avec les événements passant les sélections $E_{\gamma Hem}$, 2-lepton et $M_{l_1 l_2}$. Les distributions sont normalisées par rapport au signal.

Les effets de ces différentes coupures sont illustrés dans le tableau 3.2 pour les événements à 115 GeV/ c^2 , 130 GeV/ c^2 et tous les bruits de fond de notre processus. La section efficace multipliée par le rapport de branchement et l'efficacité totale de sélection est également indiquée.

3.3.2 Etude de la désintégration $\tau\tau \rightarrow l\tau_h$

Les événements conservés dans la topologie possédant un τ -jet doivent posséder dans le volume fiducial du détecteur un électron isolé de $p_T > 10$ GeV/ c ou un μ isolé de $p_T > 5$ GeV/ c ainsi qu'un τ -jet. La sélection des τ -jet est effectuée comme présentée dans la section précédente.

Les différentes étapes de sélections sont similaires à celles présentées pour l'état final comprenant un tau se désintégrant en hadrons. Néanmoins, les coupures

Acceptance					
Coupure	$m_H = 115 \text{ GeV}/c^2$		$m_H = 130 \text{ GeV}/c^2$		
$E_{\gamma Hem}$	74.78%		74.03%		
2-lepton	44.52%		46.46%		
$M_{l_1 l_2}$	90.53%		84.71%		
Rec W	54.01%		55.28%		
b-tag	100%		100%		
num_{jet} > 1	91.65%		90.63%		
Rec H	90.08%		89.79%		
$\sigma \times Br \times \varepsilon$ (fb)	0.02		0.013		
Coupure	$t\bar{t}$	Wtb	WWW	WZ	Wllq
$E_{\gamma Hem}$	94.56%	87.42%	87.58%	86.94%	84.03%
2-lepton	30.03%	27.91%	28.25%	37.19%	22.01%
$M_{l_1 l_2}$	42.41%	39.30%	26.90%	98.61%	64.03%
Rec W	2.88%	3.21%	15.69%	42.07%	37.64%
b-tag	16.22%	33.13%	100%	100%	100%
num_{jet} > 1	47.78%	44.08%	88.29%	93.77%	90.14%
Rec H	13.23%	11.03%	24.09%	82.02%	89.02%
$\sigma \times Br \times \varepsilon$ (fb)	0.0051	0.0042	0.0027	0.044	0.0025

TAB. 3.2 – Tableau résumant les efficacités relatives des différentes coupures pour le signal et les bruits de fond.

appliquées pour sélectionner la topologie possédant deux leptons sont optimisées afin obtenir la plus grande signification possible.

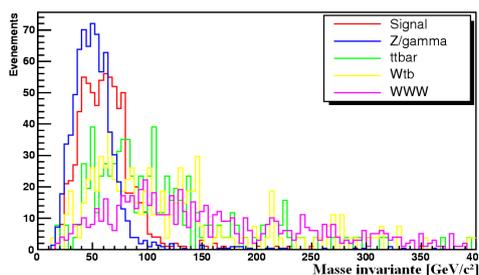


FIG. 3.9 – Masse invariante du lepton et du τ -jet dans le signal à $m_H = 115 \text{ GeV}/c^2$ et les différents bruits de fond. La figure est obtenue avec les événements passant la sélection $E_{\gamma Hem}$ et possédant un lepton isolé et un τ -jet dans le volume fiduciaire. Les distributions sont normalisées par rapport au signal.

Une coupure sur la masse invariante du lepton et du τ -jet est également

appliquée (figure 3.9). Néanmoins, elle est moins contraignante que dans la topologie à deux leptons dû à l'absence de la désintégration possible du boson Z en deux électrons ou muons. Dans ce cas-ci, nous demandons que la masse invariante soit inférieure à $110 \text{ GeV}/c^2$.

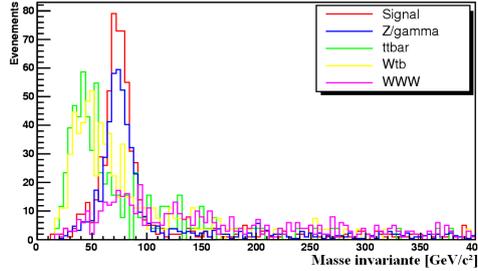


FIG. 3.10 – Reconstruction du boson W dans le signal à $m_H = 115 \text{ GeV}/c^2$ et les différents bruits de fond. La figure est obtenue avec les événements passant la sélection $E_{\gamma H em}$ et possédant un lepton isolé et un τ -jet dans le volume fiduciaire. Les distributions sont normalisées par rapport au signal.

La reconstruction du boson W s'effectue de la même manière que dans le cas précédent. Nous demandons que la particule reconstruite au départ des deux jets possède une masse comprise entre 60 et $100 \text{ GeV}/c^2$ (figure 3.10).

Les effets de ces différentes coupures sont illustrées dans le tableau 3.3 pour les événements à $115 \text{ GeV}/c^2$, $130 \text{ GeV}/c^2$ et tous les bruits de fond de notre processus. La section efficace multipliée par le rapport de branchement et l'efficacité totale de sélection est également indiquée.

Acceptance					
Coupure	$m_H = 115 \text{ GeV}/c^2$		$m_H = 130 \text{ GeV}/c^2$		
$E_{\gamma\text{Hem}}$	74.22%		74.63%		
1 lepton	32.52%		32.90%		
1τ – jet	32.34%		35.70%		
$M_{1\tau\text{-jet}}$	97.07%		94.95%		
Rec W	56.69%		56.28%		
Rec H	82.41%		80.47%		
b-tag	100%		100%		
$\sigma \times \text{Br} \times \varepsilon$ (fb)	0.043		0.031		
Coupure	t\bar{t}	Wtb	WWW	WZ	Wllq
$E_{\gamma\text{Hem}}$	94.52%	87.55%	84.5%	86.59%	74.97%
1 lepton	46.72%	46.11%	45.47%	29.63%	30.58%
1τ – jet	21.08%	21.97%	26.69%	24.8%	23.04%
$M_{1\tau\text{-jet}}$	59.43%	54.64%	38.3%	97.73%	70.46%
Rec W	2.34%	2.49%	20.72%	46.75%	36.24%
Rec H	24.47%	21.03%	29.82%	75.24%	68.67%
b-tag	16%	33%	100%	100%	100%
$\sigma \times \text{Br} \times \varepsilon$ (fb)	0.0074	0.0072	0.003	0.078	0.0054

TAB. 3.3 – Efficacités des différentes coupures pour les deux masses du Higgs et les bruits de fond.

Chapitre 4

Signification statistique et combinaison des résultats

Dans ce travail, la signification statistique est calculée pour une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} . La coupure utilisée dans le chapitre précédent pour sélectionner les interactions γp n'est efficace que pendant la période de basse luminosité. Une telle luminosité intégrée n'est malheureusement pas attendue au LHC pendant cette période. Les résultats de ce chapitre peuvent néanmoins être utilisés pendant la période de basse luminosité, et même durant la période de haute luminosité.

L'information du proton diffusé n'est pas utilisée lors de la période de base luminosité. Par conséquent, en plus des collisions élastiques, nous pouvons considérer les collisions inélastiques¹ ne fournissant pas de débris détectables par un détecteur tel CMS. Les sections efficaces de production de tous les processus γp utilisés dans ce travail sont alors augmentés d'un facteur 2. Alors qu'une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} est nécessaire pour obtenir ~ 2500 bosons de Higgs de $115 \text{ GeV}/c^2$, 50 fb^{-1} sont suffisants lorsque les interactions inélastiques sont considérées en plus des interactions élastiques. Cette luminosité est précisément la luminosité intégrée que nous espérons obtenir pendant toutes les périodes de basse luminosité au LHC.

L'étude réalisée dans ce travail peut également être étendue à haute luminosité, moyennant quelques modifications des coupures de sélection. L'environnement existant à haute luminosité rend nécessaire la détection du proton diffusé. Seules les collisions élastiques sont alors exploitables. Si nous considérons l'efficacité de sélection des protons par les pots romains de $\sim 30\%$, seuls 750 bosons de Higgs de $115 \text{ GeV}/c^2$ seront détectés au bout de un an de haute luminosité. Une luminosité intégrée de 300 fb^{-1} est alors nécessaire pour atteindre une signification statistique similaire à celle présentée dans ce chapitre.

¹Lors d'une collision inélastique $pp \rightarrow (\gamma p \rightarrow X) \rightarrow NN'X$, le proton émetteur se dissocie en un état N. N' représente les états finaux du proton brisé.

Les nombre d'événements attendus après l'application des coupures pour les trois topologies étudiées sont indiqués dans le tableau 4.1. Nous constatons que les bruits de fond et le signal possèdent une faible statistique.

Topologie	Nombre d'événements		
	$m_H = 115$	$m_H = 130$	bruit de fond total
$WHq_p \rightarrow l\nu b\bar{b}q_p$	6	3	15.7
$WHq_p \rightarrow q\bar{q}llq_p$	2	1.3	5.6
$WHq_p \rightarrow q\bar{q}l\tau_hq_p$	4	3	9.28

TAB. 4.1 – Nombre d'événements pour les différents états finaux et les bruits de fond associés passant la sélection pour une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} .

La masse invariante des deux b-jets utilisée comme variable discriminante dans la topologie $WHq_p \rightarrow l\nu b\bar{b}q_p$ est représentée à la figure 4.1 pour les deux hypothèses de masse du Higgs et les bruits de fond $t\bar{t}$, Wtb et $Wbbq_b$. La signification statistique obtenue est de 2.1σ pour le Higgs de $115 \text{ GeV}/c^2$ et de 1.5σ pour celui de $130 \text{ GeV}/c^2$.

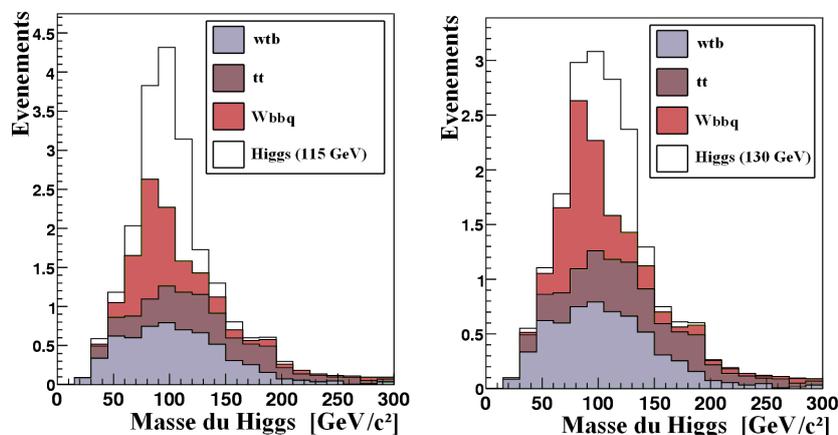


FIG. 4.1 – Distribution de la masse invariante des deux b-jets pour le signal et les trois bruits de fond pour deux masses du boson de Higgs après l'application de toutes les coupures présentées dans le tableau 3.1.

Il ressort que, la distribution du signal atteint son maximum à une valeur inférieure de $15 \text{ GeV}/c^2$ à la masse du Higgs. Ceci peut s'expliquer par la perte d'énergie lors de la reconstruction du jet et à la présence de neutrinos contenus

dans les b-jets.

La variable discriminante utilisée dans les topologies $WHq_p \rightarrow q\bar{q}llq_p$ et $WHq_p \rightarrow q\bar{q}l\tau_hq_p$ est la masse invariante des deux taus présentée au chapitre précédent. Cette masse invariante est représentée sur la figure 4.2 pour la topologie $WHq_p \rightarrow q\bar{q}llq_p$ et sur la figure 4.3 pour la topologie $WHq_p \rightarrow q\bar{q}l\tau_hq_p$.

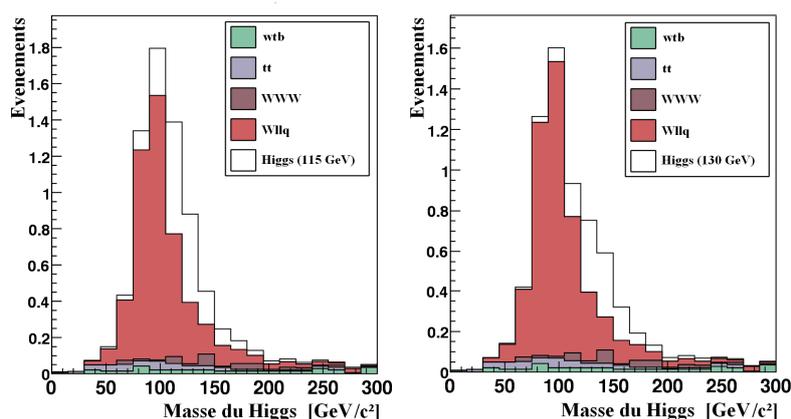


FIG. 4.2 – Reconstruction du boson de Higgs pour les masses $m_H = 115 \text{ GeV}/c^2$, $m_H = 130 \text{ GeV}/c^2$ et les différents bruits de fond après l'application de toutes les coupures présentées sans le tableau 3.2.

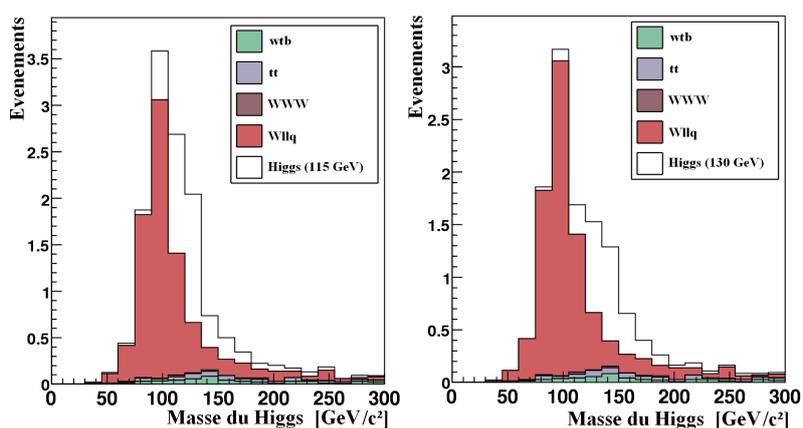


FIG. 4.3 – Reconstruction du boson de Higgs pour les masses $m_H = 115 \text{ GeV}/c^2$, $m_H = 130 \text{ GeV}/c^2$ et les différents bruits de fond après l'application de toutes les coupures présentées dans le tableau 3.3.

La signification statistique estimée pour la topologie à deux leptons vaut 1.2σ pour le boson de Higgs de $115 \text{ GeV}/c^2$ et 1.1σ pour celui de $130 \text{ GeV}/c^2$. Pour la topologie contenant un τ -jet, la signification statistique vaut respectivement 2.2σ et 1.8σ pour le Higgs de $115 \text{ GeV}/c^2$ et $130 \text{ GeV}/c^2$.

Le résultat final est obtenu en combinant les différentes analyses présentées dans ce travail. La signification statistique totale obtenue pour une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} pour le boson de Higgs de $115 \text{ GeV}/c^2$ vaut 2.7σ , et celle pour le boson à $130 \text{ GeV}/c^2$ vaut 2.1σ . Le tableau 4.2 résume la luminosité nécessaire à l'exclusion du boson de Higgs, ainsi que la luminosité nécessaire à l'obtention de 5σ .

m_H (GeV/c^2)	Luminosité pour une exclusion à 95% C.L. (fb^{-1})	Luminosité pour 5σ (fb^{-1})
115	71	384
130	117	582

TAB. 4.2 – Luminosité nécessaire pour obtenir un excès à 5σ ou une exclusion à 95% C.L.

Chapitre 5

Conclusion

En vue de la découverte du boson de Higgs au LHC, nous avons évalué la sensibilité d'un détecteur tel que CMS vis-à-vis d'un boson de Higgs léger ($115 \text{ GeV}/c^2 < m_H < 130 \text{ GeV}/c^2$) produit lors d'interactions γp . Dans ce but, trois topologies différentes ont été étudiées : $WHq_p \rightarrow l\nu b\bar{b}q_p$, $WHq_p \rightarrow q\bar{q}'llq_p$ et $WHq_p \rightarrow q\bar{q}'l\tau_h q_p$. Cependant, même en combinant ces trois topologies, une telle découverte dans ces canaux est actuellement impossible. Ce résultat est néanmoins encourageant dans la mesure où certaines topologies dominantes telles que $WHq_p \rightarrow q\bar{q}'b\bar{b}q_p$ n'ont pas encore été exploitées.

La signification statistique de la topologie en deux b-jets obtenue après un an de fonctionnement du LHC à basse luminosité vaut 1.05σ . La signification obtenue pour un processus similaire créé lors d'une interaction pp vaut 1.1σ . La comparaison de ces deux valeurs met en évidence l'intérêt de l'étude des interactions γp . De plus, si les topologies caractérisées par la désintégration en deux taus du boson de Higgs ne permettent pas de découvrir le Higgs, elles peuvent apporter des améliorations quant à la connaissance du couplage de Yukawa du boson aux leptons taus.

Ce travail ouvre la voie de l'exploration de la physique pouvant être étudiée via les interactions γp . Nous pensons notamment à la physique du quark top en regard de la grande section efficace de production des $t\bar{t}$. Les interactions γp permettent donc de tester précisément le Modèle Standard.

Annexe A

Rapport d'activité

A.1 Charges d'encadrement

Cours	Quadri	nbre série	vol série	Total
FSAC1530 (2004-2005)	1	1	40h	40h
MD1001 (2004-2005)	1	4	25h	100h
MD1002 (2004-2005)	2	5	25h	125h
MD1001 (2005-2006)	1	5	25h	125h
				390h

A.2 Cours, séminaires suivis

Cours	Intitulé	Professeur	Volume
PHYS2901	Physique des lasers	A. Fayt	22.5h+15h
PHYS2340	Utilisation, gestion et contrôle des radio-éléments	T. Ladrielle	15h
PHYS2365	Détecteurs et électroniques nucléaires	K. Piotrkowski	15h
PHYS2356a	Astrophysique nucléaire	P. Leleux	22.5h
PHYS2356f	Particules élémentaires : aspects expérimentaux	K. Piotrkowski	22.5h
FYQU3011	Fondements expérimentaux de la physique des particules élémentaires	V. Lemaitre K. Piotrkowski	30h
PHYS3175	Séminaires de physique nucléaire approfondie	Y.El-Masri	15h
PHYS3280	Questions spéciales de physique nucléaires	K. Piotrkowski	18h
PHYS7000	Quantum Field Theory	BND school	10h
PHYS7000	Quantum Chromodynamics	BND school	10h

Date	Intitulé		Cadre
15/10/2004	A radical Solution to a small problem	M. Herquet	CP3-LLN
22/10/2004	Neutrino moonlight	M. Vander Donckt	CP3-LLN
05/11/2004	CMS sensors and Lab	E. Forton	CP3-LLN
19/11/2004	Yang-Mills Chern Simons Theory	B. Bertrand	CP3-LLN
02/11/2004	CMS DAQ and challenge of reconstruction	G. Bruno	PAI
	Higgs search at LHC	S. Lowette	PAI
	Search for fermiophobic higgses in Aleph and CMS	C. Delaere	PAI
	GRID computing for CMS	A. Romeyer	PAI
	Strong equivalence principle	V. Boucher	PAI
	The Ice^3 experiment	D. Bertrand	PAI
20-22/12/04	Proton Structure and QCD	A.D. Martin	CP3-LLN
15/02/2005	ZEUS MC production using GRID	J. Ferrano	CP3-LLN
17/02/2005	Probing the Higgs sector at the LHC	A.D. Martin	CP3-LLN
25/02/2005	A new look at an old sentinel	M. Herquet	CP3-LLN
08/04/2005	B Tagging	P. Demin	CP3-LLN
29/04/2005	$\eta - \eta'$ masses and mixing at a large N_c reappraisal	E. Kou	CP3-LLN
24/06/2005	Gamma physics	J. de Favereau	CP3-LLN
02/11/2005	Matching charged Higgs	J. Alwall	CP3-LLN
16/11/2005	Journal Club on astro-ph/0507619	J.M. Gerard	CP3-LLN

A.3 Séminaires donnés

Date	Intitulé	Cadre
16/09/05	Higgs boson associated production in $\gamma - p$ interactions at LHC	BND school

A.4 Séjour d'étude à l'étranger

6/9/2004-17/9/2004 : BND Summer School, Gand
 19/9/2005-30/9/2005 : BND Summer School, Texel

Bibliographie

- [1] ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations and the LEP Working Group for Higgs Boson Searches, “Search for the standard model Higgs boson at LEP”, Phys. Lett. B565(2003)61-75 ;
- [2] ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations and the LEP Electroweak Working Group and the SLD heavy flavour working group, “A combination of preliminary electroweak measurements and constraints on the standard model”, LEPEWWG/2003-01, Avril 2003 ;
- [3] A. Djouadi, J. Kalinowski, M. Spira “Comput Phys Commun. 108”(1998) 56 ;
- [4] V. Drollinger, T. Müller, *Detecting Standard Model Higgs-Boson in the Channel $pp \rightarrow H^0 W^\pm, H^0 \rightarrow b\bar{b}$ with CMS*, CMS Note 1998/003, IEKP-KA/97-9 ;
- [5] <http://cmsinfo.cern.ch/Welcome.html/CMSdocuments/CMSplots/CMSplots.html> ;
- [6] K. Piotrkowski “Tagging two photon production at the LHC”, hep-ex/0009065, 29 septembre 2000 ;
- [7] A. Pukhov, *Adaptation of Vegas for event generation*, Nucl. Inst.Meth A502 (2003),596-598 ;
- [8] M. Van der Donckt, courier interne ;
- [9] T. Sjöstrand, Computer Physics Commun. 39 (1986) 347 ;
- [10] J. Pumplin, D.R. Stump, J. Huston, H.L. Lai, P. Nadolsky, W.K. Tung, JHEP,0207, “New Generation of Parton Distributions with Uncertainties from Global QCD Analysis”, 2002, hep-ph/0010017 ;
- [11] G. Alverson, G. Eulisse, S. Muzaffar, I. Osborne, L. Taylor, and L.A. Tuura, “IGUANA : a high-performance 2D and 3D visualisation system”, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., A 534 (2004) 143-146 ;
- [12] TOTEM Collaboration, “Technical Proposal”, CERN/LHCC/99-07 ;
- [13] PDG particle data group, *Particle Physics Booklet*, juillet 2004 ;
- [14] E. Richter-Was, “Revisiting the observability of the WH and ZH, $H \rightarrow b\bar{b}$ channel in 14 TeV pp and 2 TeV $p\bar{p}$ collisions”, ATL-COM-PHYS-2000-018 1 Aout 2000 ;
- [15] CMS, *ECAL Technical Design Report*, CERN/LHCC 97-33, 15 décembre 1997 ;

- [16] CMS collaboration, “Beam Test Results of a Longitudinally Segmented Quartz Fiber Calorimeter with High-Energy Electrons and pions”, CMS note 2002/017;
- [17] CMS, *Technical Proposal : The Compact Muon Solenoid*, CERN/LHCC 94-38, 15 décembre 1994;
- [18] JetClusterAlgorithm from : <http://www.pa.msu.edu/huston/tev4lhc/JetClu+Midpoint-standAlone.tgz>;
- [19] CMS, *The HCAL Technical Design Report*, CERN/LHCC 97-31, CMS TDR 2, 20 June 1997);
- [20] D. Green, “Energy flow Objects and usage of tracks for energy measurement in CMS”, CMS NOTE 2002/36;
- [21] ORCA, CMS Object Oriented Reconstruction and Analysis, <http://cmsdoc.cern.ch/orca>;
- [22] R. Kinnunen, “Study of τ -jet identification in CMS”, CMS NOTE 1997/002, 10 janvier 1997;
- [23] G. Senegri, F. Palla, “Lifetime based b-tagging with CMS”, CMS NOTE 2002/046, 26 novembre 2002;
- [24] T. Junk, “Confidence Level Computation for Combining Searches with Small Statistics”, hep-ex/9902006;