

Recherche directe à LHCb du boson  
de Higgs en production associée et  
contribution au développement du nouveau  
trajectographe à fibres scintillantes

THIS IS A TEMPORARY TITLE PAGE  
It will be replaced for the final print by a version  
provided by the service académique.

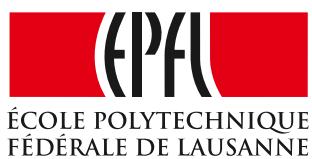
Thèse n. 1234 2011  
Présentée le 29 Juillet 2013  
A la Faculté des Sciences de Base  
Laboratoire de Physique des Hautes Energies  
programme doctoral en Physique  
Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne  
pour l'obtention du grade de Docteur ès Sciences  
par

Pierre Jaton

acceptée sur proposition du jury :

Prof. Robert Schaller, président du jury  
Prof. Aurelio Bay, directeur de thèse  
Prof. Jean-Paul Kneib, rapporteur  
Prof. Clara Matteuzzi, rapporteur  
Doc. Victor Coco, rapporteur

Lausanne, EPFL, 2013



ÉCOLE POLYTECHNIQUE  
FÉDÉRALE DE LAUSANNE



# Remerciements

Je tiens à remercier pour commencer le professeur Aurelio Bay, mon directeur de thèse, qui a toujours été présent pour me guider et m'apporter ses connaissances dans une atmosphère calme et agréable. Merci Aurelio, ça a été un plaisir de travailler à tes côtés !

Je remercie Clara Matteuzzi, Victor Coco et Jean-Paul Kneib d'avoir accepté d'être mes rapporteurs ainsi que pour le temps consacré à la correction de ce manuscrit. Merci encore Victor et Clara pour les conseils et l'aide fournie durant mon travail de recherche !

Je remercie le professeur Robert Schaller, qui a présidé le jury deux jours avant son départ à la retraite. Merci donc à vous d'avoir accepté cette position et pour votre enseignement il y a quelques années en cours de matériaux ! Bonne retraite !

Je remercie tout particulièrement mes collègues de bureau et amis, Julien Rouvinet et Bastien Muster, physiciens à la recherche d'exotisme, qui m'ont beaucoup aidé dans mon travail, notamment pour la résolution des nombreux problèmes informatiques auxquels nous avons été confrontés. Merci Julien pour l'aide apportée dans la correction de mes ouvrages en anglais car sans toi mes "talks" auraient eu moins belle allure ! Merci Bastien pour ton imagination capable d'inventer des blagues sans cesse plus mauvaises ! Bah, bon, ok, un énorme merci pour ton aide concernant la partie théorique sur le mécanisme de Higgs !

Je remercie Frédéric Blanc, avec qui j'ai travaillé sur le réseau de fibres scintillantes. Tu m'as beaucoup aidé sur des questions techniques mais aussi sur des problèmes statistiques. Tu m'as amené à 100 *m* sous terre et m'as offert ma propre pince coupante proche d'un des plus gros aimants du monde. J'ai apprécié de débattre avec toi et de profiter de tes contrepétries. Je remercie mes parents bien sûr qui m'ont poussé à aller si loin dans mes études et continuer dans la voie du doctorat.

Je remercie toutes les personnes du laboratoire de physique des hautes énergies et en particulier nos "mamans du labo" qui sont Erika Lüthi et Esther Hofmann pour leur aide administrative et tous les chocolats offerts quand mon code ne voulait pas compiler.

Je remercie encore ceux qui m'ont apporté leur aide durant ces quatre années. Merci donc à Cédric Potterat, Neal Gauvin, Johan Luisier, Rémi Louvot, Vincent Fave, Joël Bressieux, Frédéric Dupertuis, Raphael Märki et Rodolphe Gonzalez.

Merci encore à Valentin Hirschi qui a fait de moi un  $\beta$ -testeur de MadGraph et qui m'a enfermé sur mon balcon. Grâce à toi et à ton travail de recherche, j'ai pu fournir des valeurs intéressantes au NLO. Bon voyage à toi outre-Atlantique !



# Résumé

Les sujets de cette thèse portent sur le grand collisionneur de hadrons (LHC), et plus particulièrement sur le détecteur LHCb.

La partie technique de cette thèse traite du projet d'"upgrade" de LHCb prévu pour 2018. Le LPHE a la responsabilité du développement d'un nouveau trajectographe basé sur une technologie à fibres scintillantes. Une simulation numérique du réseau de fibres scintillantes a été réalisée en vue d'estimer notamment l'efficacité et la résolution de ce nouveau détecteur. Ces valeurs dépendent de l'angle d'incidence transversal  $\theta$  de la particule traversant le réseau. Pour des faibles valeurs de  $\theta$  (de 0 à 15°), la résolution estimée est d'environ 50  $\mu m$  et l'efficacité proche de 100%. Pour des valeurs de  $\theta$  de 15 à 25°, la résolution se dégrade jusqu'à une valeur d'environ 79  $\mu m$  et l'efficacité demeure proche de 100%. Pour des valeurs de  $\theta$  de 25 à 35°, la résolution se dégrade encore jusqu'à atteindre environ 335  $\mu m$  et l'efficacité décroît pour passer à une valeur inférieure à 50%. Ces valeurs sont à comparer à celles fournies par des mesures expérimentales faites sur un prototype d'un réseau de fibres scintillantes.

La partie centrale de cette thèse traite de la mesure du nombre d'événements de Higgs en production associée à une énergie de 7  $TeV$  dans le centre de masse. En 2011 les collisions entre protons ont été faites à une énergie de 7  $TeV$ , en 2012 à 8  $TeV$  et nous attendons l'année 2015 pour que les collisions aient lieu à l'énergie maximale prévue pour ce collisionneur, soit 14  $TeV$  dans le centre de masse.

L'analyse des données pour l'année 2011 a été menée en parallèle à l'analyse des processus de signal  $H^0 Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  et  $H^0 W^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$  (production associée) et des processus de bruit de fond  $Z^0 Z^0$ ,  $Z^0 W^\pm$ ,  $Z^0 + b\bar{b}$ ,  $Z^0 + c\bar{c}$ ,  $W^\pm + b\bar{b}$ ,  $W^\pm + c\bar{c}$ ,  $t\bar{t}$  et  $t(\bar{t}) + X$ . Le canal  $H^0 \rightarrow ZZ^* \rightarrow \mu^+ \mu^- l^+ l^-$  a aussi été étudié.

Nous avons utilisé les sections efficaces de production actuellement les plus précises pour ces processus dans la région d'acceptance du détecteur LHCb. Dans la recherche des événements de Higgs en production associée, les jets dus à l'hadronisation des quarks  $b$  sont reconstruits et étiquetés. Un muon issu du  $Z^0$  ou du  $W^\pm$  est sélectionné en choisissant des coupures préalablement calibrées, notamment avec des événements  $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  des données et du Monte Carlo. Cela a permis de purifier la sélection des muons de façon optimale.

Le nombre d'événements de Higgs associé à un boson vecteur pour l'année 2011 ( $1019 pb^{-1}$ ) dans la région de masse allant de 90 à 140  $GeV/c^2$  est de  $0.0673 \pm 0.0055$  et pour les bruits du MC11  $2.94^{+1.33}_{-0.61}$ . Aucun événement n'a été mesuré dans cette région de masse pour l'année

---

2011. La limite sur la section efficace de production des processus de signal  $H^0 Z^0$  et  $H^0 W^\pm$  a été calculée et vaut :  $\sigma_{sup}(H^0 Z^0 / W^\pm) = 20.5 \text{ pb}$   $CL = 95\%$ .

**Mots clés :** CERN, LHCb, recherche, Higgs, associé, jets, muon, fibre, scintillante.

# Abstract

The framework of this thesis is the Large Hadron collider, more precisely the LHCb experiment.

The technical part of this work focusses on the upgrade project of the LHCb experiment, which is planned to be achieved in 2018. The LPHE is responsible for the development of the new Tracker, based on a scintillating fibers technology. A computer simulation of the fiber lattice is presented in order to estimate the efficiency and the resolution of this new detector device. These values are strongly dependent on the transverse  $\theta$  angle of the incident particles. For small values of  $\theta$  (from 0 to  $15^\circ$ ), the resolution is found to be around  $50 \mu m$  and the efficiency is close to 100%. For  $\theta$  in the range  $15$  to  $25^\circ$ , the resolution is degrading to about  $79 \mu m$  but the efficiency remains stable around 100%. When the angle reaches values from  $25$  to  $35^\circ$ , the resolution falls down to  $335 \mu m$  and the efficiency is merely 50%. These results have to be compared to the experimental measurements obtained by means of a detector prototype.

The main part of this thesis details the measurement of the number of Higgs events produced in association with a vector boson ( $Z^0$  or  $W^\pm$ ) at a center of mass energy of  $7 \text{ TeV}$ . In 2011, the energy of the collisions produced by the LHC is  $7 \text{ TeV}$ , while the energy goes up to  $8 \text{ TeV}$  in 2012. We are waiting for the year 2015 to reach the nominal energy of  $14 \text{ TeV}$  at the LHC. The 2011 data analysis has been conducted in parallel with the study of the following signal processes :  $H^0 Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ,  $H^0 W^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$  both in associated production, and the following background processes :  $Z^0 Z^0$ ,  $Z^0 W^\pm$ ,  $Z^0 + b\bar{b}$ ,  $Z^0 + c\bar{c}$ ,  $W^\pm + b\bar{b}$ ,  $W^\pm + c\bar{c}$ ,  $t\bar{t}$  and  $t(\bar{t}) + X$ . The  $H^0 \rightarrow ZZ^* \rightarrow \mu^+ \mu^- l^+ l^-$  channel has also been investigated.

Moreover, we give the most relevant cross-section values for those processes computed for the LHCb acceptance. Jets coming from  $b$  quarks hadronizations are reconstructed and tagged as part of the search for Higgs in associated production events. Muons coming from  $Z^0$  or  $W^\pm$  bosons are selected choosing cuts calibrated on  $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  real and MC events, allowing an optimal muon selection.

The number of associated Higgs events in 2011 (with an integrated luminosity of  $1019 \text{ pb}^{-1}$ ) in a mass range from  $90$  to  $140 \text{ GeV}/c^2$  is  $0.0673 \pm 0.0055$ . The number of background events, from MC11, is evaluated to be  $2.94^{+1.33}_{-0.61}$ . We did not find any event in this mass range for the year 2011. An upper limit on the production cross-section for the  $H^0 Z^0$  and  $H^0 W^\pm$  signal channels has been computed to be  $\sigma_{sup}(H^0 Z^0/W^\pm) = 20.5 \text{ pb}$   $CL = 95\%$ .

**Keywords :** CERN, LHCb, Search, Higgs, associated production, jets, muon, fiber, scintillating.



# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>iii</b>
<b>Résumé</b>	<b>v</b>
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Le Modèle Standard</b>	<b>3</b>
1.1 Les particules élémentaires du Modèle Standard . . . . .	3
1.2 Interactions fondamentales . . . . .	5
1.3 Boson et mécanisme de Higgs . . . . .	7
1.3.1 Mécanisme de Higgs . . . . .	7
1.3.2 Le boson de Higgs . . . . .	10
<b>2 Le CERN, le LHC et l'expérience LHCb</b>	<b>15</b>
2.1 Le CERN . . . . .	15
2.2 Le LHC . . . . .	15
2.3 Les expériences au LHC . . . . .	16
2.3.1 ALICE . . . . .	16
2.3.2 ATLAS et CMS . . . . .	16
2.3.3 LHCb . . . . .	17
2.3.4 LHCf . . . . .	17
2.3.5 TOTEM . . . . .	17
2.4 L'expérience LHCb . . . . .	17
2.4.1 Le VELO . . . . .	18
2.4.2 L'aimant . . . . .	19
2.4.3 Les trajectographes à silicium . . . . .	19
2.4.4 Le trajectographe externe . . . . .	21
2.4.5 Reconstruction de traces . . . . .	22
2.4.6 RICH1 et RICH2 . . . . .	23
2.4.7 Les calorimètres . . . . .	24
2.4.8 Les chambres à muons . . . . .	25
2.4.9 Le système de déclenchement . . . . .	26
2.4.10 Description des outils de simulation et d'analyse . . . . .	29
2.4.11 Echantillons de données réelles . . . . .	29

---

## Table des matières

---

2.4.12 Echantillons de données Monte Carlo . . . . .	30
<b>3 Simulation d'un réseau de fibres scintillantes</b>	<b>33</b>
3.1 Introduction . . . . .	33
3.2 Modèle d'un module de fibres scintillantes . . . . .	33
3.3 Simulation de la réponse électronique . . . . .	37
3.4 Positions et angles des traces dans le trajectographe . . . . .	39
3.5 Production d'échantillons de données . . . . .	41
3.6 Analyse et résultats . . . . .	41
3.7 Remarques . . . . .	49
3.8 Conclusion . . . . .	49
<b>4 Etude préliminaire sur <math>Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-</math></b>	<b>51</b>
4.1 Présentation des variables . . . . .	52
4.2 Efficacité de détection et d'identification du muon . . . . .	56
4.3 Conclusion . . . . .	60
<b>5 Recherche du boson de Higgs dans le canal <math>H^0 \rightarrow Z^0 Z^{0*} \rightarrow \mu^+ \mu^- l^+ l^-</math></b>	<b>61</b>
5.1 Topologie . . . . .	61
5.1.1 Signal . . . . .	61
5.1.2 Bruit de fond . . . . .	62
5.2 Sections efficaces des processus étudiés . . . . .	62
5.3 Algorithme d'analyse . . . . .	63
5.3.1 Echantillons de données . . . . .	64
5.3.2 Coupures de préselection . . . . .	64
5.3.3 Présentation des variables . . . . .	64
5.3.4 Coupures de sélection . . . . .	76
5.3.5 Lignes de déclenchement et lignes de Stripping . . . . .	77
5.4 Résultats . . . . .	78
5.4.1 Événements avec quatre muons qui ont passé la présélection . . . . .	78
5.4.2 Événements pathologiques avec deux muons et deux électrons . . . . .	80
5.4.3 Nombre d'événements attendus pour les processus $H^0$ et $Z^0 Z^0$ . . . . .	82
5.4.4 Bruit de fond . . . . .	85
5.4.5 Discussion des résultats . . . . .	85
5.5 Conclusion . . . . .	86
<b>6 Recherche du boson de Higgs en production associée</b>	<b>87</b>
6.1 Topologie des événements . . . . .	87
6.1.1 Signal . . . . .	87
6.1.2 Bruit de fond . . . . .	88
6.2 Sections efficaces des processus étudiés . . . . .	90
6.3 Algorithme de présélection . . . . .	96
6.3.1 Sélection des jets . . . . .	96

6.3.2 Sélection du muon . . . . .	109
6.3.3 Lignes de déclenchement et lignes de Stripping . . . . .	114
6.3.4 Récapitulatif des critères de sélection . . . . .	115
6.3.5 Incertitudes systématiques . . . . .	116
6.4 Résultats . . . . .	118
6.4.1 Distributions des variables . . . . .	118
6.4.2 Nombre d'événements attendus par année ou par $fb^{-1}$ . . . . .	125
6.4.3 Mise en évidence d'autres sources de bruit . . . . .	129
6.4.4 Présentation de la distribution de la masse du di-jet . . . . .	133
6.5 Analyse préliminaire des données 2012 . . . . .	136
6.5.1 Estimation du nombre d'événements attendu en 2012 . . . . .	136
6.5.2 Résultats avec les données 2012 . . . . .	137
6.6 Limite sur la section efficace de production . . . . .	140
6.7 Prévisions pour une énergie de 14 $TeV$ . . . . .	143
<b>Conclusion</b>	<b>144</b>
<b>A Appendix</b>	<b>147</b>
A.1 Ajustement de la masse du $Z^0$ dans les données . . . . .	147
<b>Bibliographie</b>	<b>151</b>
<b>Curriculum Vitae</b>	<b>153</b>



# Introduction

Cette présente thèse a pour objet principal la recherche du boson de Higgs en production associée à un boson vecteur  $Z^0$  ou  $W^\pm$ . Elle est l'héritière des thèses de Charles Currat [1], Laurent Locatelli [2], Victor Coco [3] et Cédric Potterat [4]. Charles Currat a évalué le potentiel de l'expérience LHCb d'observer le boson de Higgs dans les canaux  $H^0 + Z^0/W^\pm \rightarrow b\bar{b} + l^\pm$  pour des Higgs de masse comprise entre 100 et 130  $GeV/c^2$ . Laurent Locatelli a estimé la faisabilité de découvrir un boson de Higgs associé à un boson vecteur dans cette tranche de masse à LHCb et a étudié les bruits de fond  $Z^0Z^0$ ,  $Z^0W^\pm$ ,  $Z^0 + b\bar{b}$ ,  $W^\pm + b\bar{b}$  et  $t\bar{t}$ . Victor Coco a évalué le potentiel de détection via une simulation complète du détecteur LHCb. Les quarks  $b$  qui se sont hadronisés sont reconstruits par un algorithmes de jet. Ces jets beaux sont identifiés. La capacité du détecteur à discriminer les jets beaux des autres jets est étudiée. Cédric Potterat a également étudié la sensibilité du détecteur LHCb à détecter le boson de Higgs en production associée. Il a optimisé un algorithme cherchant les jets beaux par la présence d'un vertex secondaire au sein du jet (l'algorithme SV). Mon travail de recherche s'appuie sur ces précédents ouvrages pour mener la recherche d'un Higgs se désintégrant en deux quarks  $b$  associé à un boson de jauge  $Z^0$  ou  $W^\pm$  se désintégrant en  $\mu^\pm + X$  dans les données issues du détecteur LHCb.

Le signal  $H^0 + Z^0/W^\pm \rightarrow b\bar{b} + \mu^\pm$  ainsi que les bruits de fond  $Z^0Z^0$ ,  $Z^0W^\pm$ ,  $Z^0 + b\bar{b}$ ,  $Z^0 + c\bar{c}$ ,  $W^\pm + b\bar{b}$ ,  $W^\pm + c\bar{c}$ ,  $t\bar{t}$  et  $t(\bar{t}) + X$  sont étudiés grâce aux simulations Monte Carlo. Les jets sont reconstruits par l'algorithme anti-kt et identifiés par l'algorithme d'étiquetage de jets beaux SV. Ces algorithmes sont testés sur les échantillons Monte Carlo  $H^0W^\pm \rightarrow b\bar{b}\mu^\pm$ ,  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ ,  $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$  et  $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ , où  $q = u, d, s$  afin de mesurer les efficacités de reconstruction, d'identification et de réjection. Une sélection d'un muon issu du  $Z^0$  ou du  $W^\pm$  est faite en s'appuyant sur des coupures préalablement calibrées, notamment avec des événements  $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$  des données et du Monte Carlo. Cela permet de purifier la sélection de façon optimale. Nous utilisons pour chacun des processus de signal et de bruit de fond les sections efficaces de production que nous pensons être les plus exactes dans la région d'acceptance du détecteur LHCb. Les efficacités de sélection sont calculées pour chaque processus permettant de déterminer la forme de la distribution de la masse du di-jet ainsi que le nombre d'événements attendus dans la région de masse du Higgs. Les données 2011 sont comparées au Monte Carlo et la limite sur la section efficace de production du boson de Higgs associé à un boson de jauge est calculée. La distribution de la masse du di-jet des données 2012 est également présentée.

## Table des matières

---

Le canal  $H^0 \rightarrow ZZ^* \rightarrow \mu^+ \mu^- l^+ l^-$  où  $l = e, \mu$  est aussi étudié. Le bruit de fond pour ce canal est  $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ . Une sélection des événements est faite en s'appuyant sur des coupures calibrées sur les échantillons  $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  des données et sur les échantillons  $H^0 \rightarrow ZZ^* \rightarrow \mu^+ \mu^- l^+ l^-$  et  $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  du Monte Carlo 2011. Aucun événement n'est mesuré dans les données et nous établissons une limite sur la section efficace de production du boson de Higgs se désintégrant dans ce canal.

Le chapitre 3 de cette thèse présente la simulation numérique d'un réseau de fibres scintillantes. Il est prévu que le futur trajectographe, qui remplacera dans quelques années les actuels trajectographes internes et externes, utilise cette nouvelle technologie que sont les fibres scintillantes lues par des photo-multiplicateurs au silicium. Cette simulation prend en compte les principales caractéristiques du détecteur. Les points les plus importants traités sont : la mesure de la résolution et de l'efficacité de détection, cela pour différentes valeurs de l'angle d'incidence d'une particule traversant le réseau.

# 1 Le Modèle Standard

## 1.1 Les particules élémentaires du Modèle Standard

Le Modèle Standard (MS) des particules élémentaires comprend 12 particules de matière, 12 particules d'antimatière et les bosons d'interaction de 3 parmi les 4 forces fondamentales. Le Modèle Standard est une théorie quantique des champs basée sur le groupe de symétrie  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$  où  $SU(3)$  est le groupe lié à l'interaction forte est  $SU(2) \times U(1)$  est le groupe lié à l'interaction électro-faible. Les 3 forces incluses dans ce modèle sont les forces fortes, faibles et électromagnétiques. Le graviton qui serait le boson d'interaction de la force gravitationnelle n'est pas présent en raison de la difficulté d'incorporer la gravitation dans le Modèle Standard. Le boson de Higgs fait quant à lui partie de ce modèle comme unique particule scalaire. Nous reviendrons en détail sur le boson de Higgs et le mécanisme de Higgs dans la section 1.3.

Les particules de matière sont séparées en 2 groupes : 6 quarks et 6 leptons. Les quarks sont soumis aux interactions fortes, faibles et électromagnétiques. Les 6 leptons sont soumis à la force faible et les 3 leptons chargés sont aussi soumis à la force électromagnétique. Les 12 particules de matière ainsi que les bosons d'interaction sont présentés dans la table 1.1.

Le boson de l'interaction forte est le gluon  $g$  qui possède une masse nulle et est électriquement neutre. En vérité il existe 9 gluons porteurs de charges de couleurs, dont 8 contribuent à l'interaction entre quarks. Le boson de l'interaction électromagnétique est le photon  $\gamma$ . Une limite sur sa masse est donnée et vaut :  $m(\gamma) < 1 \cdot 10^{-18} eV/c^2$ <sup>1</sup> et la limite sur sa charge électrique vaut :  $q(\gamma) < 1 \cdot 10^{-35} e$  où  $e$  est la valeur absolue de la charge électrique de l'électron. Donc le photon possède probablement une masse nulle et est électriquement neutre. Son temps de vie est de l'ordre de grandeur de l'âge de l'univers. Les bosons d'interaction faible sont les particules  $W^\pm$  et  $Z^0$  dont les masses sont respectivement de  $80.385 \pm 0.015 GeV/c^2$  et  $91.1876 \pm 0.0021 GeV/c^2$ . La particule  $W^\pm$  est électriquement chargée positivement ou négativement tandis que la particule  $Z^0$  est électriquement neutre.

---

1. Les valeurs des constantes et les caractéristiques des particules proviennent du "Particle Data Group" [5].

## Chapitre 1. Le Modèle Standard

Constituants fondamentaux			Bosons de jauge			Boson de Higgs
Quarks	Up ( <i>u</i> )		Gluon ( <i>g</i> )	Photon ( $\gamma$ )	$(W^\pm, Z^0)$	$(H^0)$
	Down ( <i>d</i> )					
	Charm ( <i>c</i> )					
	Strange ( <i>s</i> )					
	Top ( <i>t</i> )					
	Bottom ( <i>b</i> )					
Leptons	Electron ( $e^-$ )					
	Muon ( $\mu^-$ )					
	Tau ( $\tau^-$ )					
	Neutrino <i>e</i> ( $\nu_e$ )					
	Neutrino $\mu$ ( $\nu_\mu$ )					
	Neutrino $\tau$ ( $\nu_\tau$ )					

TABLE 1.1 – Tableau des particules de matière du Modèle Standard

Les 6 quarks sont séparés en 3 familles. Une première famille de quarks légers (quelques  $MeV/c^2$ ) comprend les quarks appelés "down" et "up" abrégés "d" et "u". La découverte expérimentale des quarks *down* et *up* remonte à 1967 au Stanford Linear Accelerator Center (SLAC). Ils sont les constituants fondamentaux des nucléons. Une seconde famille de quarks de masse allant d'une centaine de  $MeV/c^2$  à environ  $1 GeV/c^2$  comprend les quarks "strange" et "charm" abrégés "s" et "c". La première particule constituée d'un quark *strange* à avoir été découverte est le kaon en 1947. Le quark *charm* a été observé dans la particule  $J/\psi$  en 1974 au SLAC. La troisième famille de quarks lourds allant de quelques  $GeV/c^2$  à environ 170  $GeV/c^2$  comprend les quarks "bottom" ou "beauty" et "top" abrégés "b" et "t". Le quark *bottom* a été découvert en 1977 au Fermilab, puis en 1995 le dernier des 6 quarks à être découvert a été le quark *top* toujours au Fermilab. En plus d'une charge électrique *Q*, les quarks possèdent un nombre baryonique *B* et une saveur. Cette saveur peut être l'étrangeté, le charme, la beauté ou topness pour les quarks *s*, *c*, *b* et *t*. Les quarks *u* et *d* ont une charge d'isospin qui est une symétrie de l'interaction forte. Tous les quarks sont des fermions et ont un spin valant 1/2. Les détails sur les charges des quarks sont présentés dans la table 1.2.

saveur	charge électrique <i>Q</i>	nombre baryonique <i>B</i>	étrangeté <i>S</i>	charme <i>q<sub>c</sub></i>	beauté <i>q<sub>b</sub></i>	topness <i>q<sub>t</sub></i>	3 <sup>ème</sup> comp isospin <i>I<sub>3</sub></i>	masse $MeV/c^2$
<i>d</i>	-1/3	1/3					-1/2	~ 5
<i>u</i>	2/3	1/3					+1/2	~ 2
<i>s</i>	-1/3	1/3	-1					~ 100
<i>c</i>	2/3	1/3		+1				~ $1.3 \cdot 10^3$
<i>b</i>	-1/3	1/3			-1			~ $4 \cdot 10^3$
<i>t</i>	2/3	1/3				+1		~ $170 \cdot 10^3$

TABLE 1.2 – Tableau des quarks du Modèle Standard

Les 6 leptons sont aussi séparés en 3 familles de saveurs différentes : électronique, muonique

et taunique. Chaque famille comprend une particule chargée négativement appelée respectivement électron, muon et tauon, ainsi qu'un neutrino lui correspondant. Les neutrinos sont sans masse dans le modèle standard, bien qu'il ait été montré qu'ils ont en une. En effet, au delà du modèle standard un phénomène d'oscillation des neutrinos met en avant le fait que les neutrinos peuvent changer de saveur s'il possèdent une masse. Cela entraînerait une violation du nombre leptonique de saveur, ce qui serait non conforme aux lois de conservation respectées au sein du modèle standard. Nous reviendrons sur les lois de conservation plus tard dans cette section. Les leptons sont également des fermions et ont un spin valant  $1/2$ . Il y a 3 nombres leptoniques : électronique, muonique et taunique, chacun correspondant à une saveur. Les détails des charges des leptons sont présentés dans la table 1.3.

	charge électrique $Q$	nombre baryonique $B$	nombre leptonique $L_e$	nombre leptonique $L_\mu$	nombre leptonique $L_\tau$	masse $eV/c^2$
$e^-$	1		1			$511 \cdot 10^3$
$\nu_e$			1			$< 2$
$\mu^-$	1			1		$105.7 \cdot 10^6$
$\nu_\mu$				1		$< 2$
$\tau$	1				1	$1.777 \cdot 10^9$
$\nu_\tau$					1	$< 2$

TABLE 1.3 – Tableau des leptons du Modèle Standard

Les tables 1.2 et 1.3 présentent les 12 constituants fondamentaux de la matière avec leurs charges. Il existe 12 partenaires antiparticules : 6 antiquarks et 6 antileptons. Les particules d'antimatière sont identiques aux particules de matière à la différence près que les charges sont opposées, à savoir  $Q, B, S, q_c, q_b, q_t, I3, L_e, L_\mu$  et  $L_\tau$ . Les constituants d'antimatière s'écrivent :  $\bar{d}, \bar{u}, \bar{s}, \bar{c}, \bar{b}, \bar{t}, e^+, \bar{\nu}_e, \mu^+, \bar{\nu}_\mu, \tau^+, \bar{\nu}_\tau$ . Les masses des antiparticules sont identiques à celles des particules (symétrie CPT).

Les quarks n'ont jamais été observés à l'état libre. Ils se lient pour former des particules appelées hadrons. Ils existent 2 sortes de hadrons : les baryons et les mésons. Les baryons ou antibaryons qui sont composés de 3 quarks ou antiquarks sont des fermions de spin pouvant valoir  $1/2$  ou  $3/2$ . Les baryons ont un nombre baryonique égal à 1, les antibaryons -1. Les mésons quant à eux sont formés d'un quark et d'un antiquark, leur nombre baryonique valant ainsi 0. Les mésons sont des bosons pouvant avoir un spin entier.

## 1.2 Interactions fondamentales

Il existe 4 interactions fondamentales : les forces forte, faible, électromagnétique et gravitationnelle. Elles agissent avec des intensités différentes qui sont approximativement dans des rapports respectivement de  $1, 10^{-2}, 10^{-5}$  et  $10^{-38}$ .

La force de gravitation a une intensité extrêmement faible comparée aux autres forces. Ce

## Chapitre 1. Le Modèle Standard

---

qui pourrait être la raison pour laquelle le graviton n'a pas encore été observé s'il existe. Pour l'heure, la gravitation n'est pas incluse dans le Modèle Standard. Cependant les phénomènes d'attraction des corps massifs sous l'effet de leur masse sont bien connus et compris. La gravitation est responsable de phénomènes tels que : la chute des corps, les marées, le mouvement des planètes autour du soleil (lois de Kepler au début du 17<sup>ème</sup> siècle), le mouvement des étoiles dans une galaxie, le mouvement d'une galaxie au sein d'un amas de galaxie. Elle est également responsable de la fusion des atomes au cœur d'une étoile impliquant des masses si importantes que les forces électromagnétiques deviennent inférieures aux forces gravitationnelles. Isaac Newton a élaboré une loi de la gravitation à la fin du 17<sup>ème</sup> siècle qui demeure une excellente approximation pour les faibles vitesses comparées à celle de la lumière. Albert Einstein a proposé la théorie de la relativité générale en 1915 qui décrit l'influence qu'apporte la masse sur l'espace-temps, à savoir une courbure de ce dernier. Un des principaux buts de la physique théorique de nos jours est d'unifier la physique quantique et la relativité générale en une seule théorie appelée "gravité quantique".

La force électromagnétique est responsable de la cohésion des atomes dans une molécule et de la cohésion des molécules dans un corps. On parle souvent de forces coulombiennes en référence à Charles-Augustin Coulomb qui énonça à la fin du 18<sup>ème</sup> siècle la loi dite de Coulomb exprimant l'interaction entre particules chargées électriquement. La lumière est une onde électromagnétique connue sous les noms d'onde radio, micro-onde, rayonnement infrarouge, lumière visible, rayonnement ultraviolet, rayons X et rayons  $\gamma$  suivant la valeur de sa longueur d'onde. Le photon ( $\gamma$ ) est le quantum ou boson de jauge de l'interaction électromagnétique.

La force faible ou interaction faible a été décrite en 1930 par Enrico Fermi qui a pu expliquer la désintégration du neutron (aussi appelée désintégration  $\beta$ ). Les particules médiatrices  $W^+$  et  $W^-$  ont la particularité de pouvoir changer la saveur des quarks. La matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) unitaire  $3 \times 3$  donne la probabilité à un quark de changer de saveur. L'interaction faible viole la symétrie Charge-Parité (CP) qui est la combinaison des symétries "conjugaison de charge" et "inversion d'espace". La violation de CP a été mise en évidence en 1964 dans le système des kaons neutres et est maintenant étudiée à LHCb, notamment au sein du LPHE. Mathématiquement elle est introduite dans le Modèle Standard en incluant une phase complexe dans la matrice CKM [6] et [7].

Les interactions électromagnétique et faible ont été unifiées en 1968 pour former l'interaction électrofaible (groupe de symétrie  $SU(2) \times U(1)$ ) [8].

La force nucléaire forte est responsable de la cohésion des quarks dans les hadrons. Elle est également responsable de la liaison entre les nucléons à l'intérieur du noyau ; elle compense la force de répulsion coulombienne.

## 1.3 Boson et mécanisme de Higgs

### 1.3.1 Mécanisme de Higgs

L'interaction électrofaible est une théorie quantique des champs ; elle est basée sur le groupe de jauge  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ . Cette interaction est l'unification de 2 des 4 interactions fondamentales qui sont les interactions faible et électromagnétique. L'interaction faible basée sur le groupe  $SU(2)_L$  est une interaction chirale ne faisant intervenir que des fermions gauches dont les médiateurs sont les particules  $W^\pm$  et  $Z^0$ . L'interaction électromagnétique est basée quant à elle sur le groupe de jauge  $U(1)_{em}$  dont le médiateur est le photon  $\gamma$ . Si la symétrie électrofaible était conservée dans le modèle standard, les bosons  $W^\pm, Z^0$  et  $\gamma$  seraient de masse nulle, or ce n'est pas le cas. Pour permettre aux bosons  $W^\pm$  et  $Z^0$  d'obtenir une masse, la symétrie électrofaible doit être brisée.

L'introduction d'un champ scalaire  $\phi$  appelé champ de Higgs dans le Lagrangien du Modèle Standard permet de générer une brisure spontanée de la symétrie électrofaible.

Le champ scalaire s'écrit :

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

où  $\phi_j$  sont les composantes du champ scalaire  $\phi$  avec  $j = 1, 2, 3, 4$ .

Le potentiel  $V(\phi)$  associé au champ scalaire  $\phi$  brisant spontanément la symétrie s'écrit :

$$V(\phi) = \mu^2(\phi^\dagger \phi) + \lambda(\phi^\dagger \phi)^2 \quad (1.2)$$

où  $\lambda$  est un nombre réel positif et  $\mu^2$  un nombre réel. Pour le cas où  $\mu^2$  est positif ou nul, le champ scalaire  $\phi$  n'entraîne pas de brisure de symétrie. La brisure de symétrie est générée si  $\mu^2$  est négatif.

Le potentiel  $V(\phi)$  décrit dans l'équation 1.2 est invariant sous la transformation de jauge locale :

$$\phi \rightarrow \phi' = e^{\chi_i \tau_i / 2} \phi \quad (1.3)$$

où  $\chi_i$  sont les jauge unitaires et  $\tau_i$  sont les matrices de Pauli.

## Chapitre 1. Le Modèle Standard

---

En prenant en compte le potentiel  $\phi$ , le Lagrangien s'écrit :

$$\mathcal{L} = (D^\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) - V(\phi) \quad D_\mu = (\partial_\mu + ig \frac{1}{2} \vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu + ig' \frac{1}{2} Y B_\mu) \quad (1.4)$$

où  $D_\mu$  est la dérivée covariante associée à  $SU(2)_L$ .  $\vec{W}_\mu$  et  $B_\mu$  sont les termes de jauge de  $SU(2)_L$  et  $U(1)_Y$ .

Ayant  $\mu^2 < 0$ , le potentiel est minimum pour :

$$\phi^\dagger \phi = -\frac{\mu^2}{2\lambda} := \frac{v^2}{2} \quad (1.5)$$

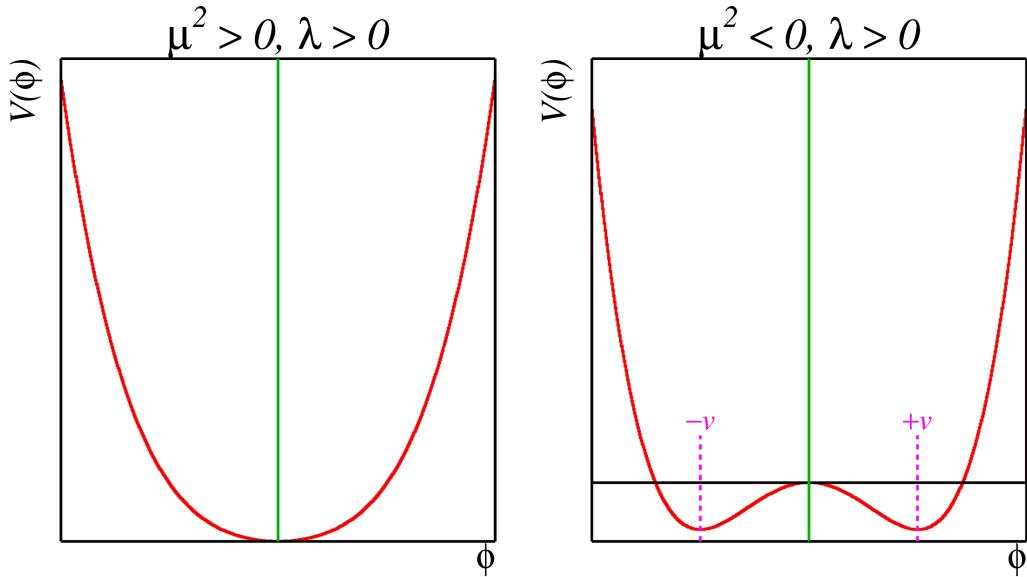


FIGURE 1.1 – Représentation en 2 dimensions du potentiel associé au champ de Higgs. A gauche dans le cas où  $\mu^2$  est positif n'introduisant pas de brisure de symétrie, et à droite le cas où  $\mu^2$  est négatif introduisant une brisure de symétrie.

Le nombre de solutions est infini. En choisissant arbitrairement un état du vide satisfaisant cette équation, soit  $\phi_1 = \phi_2 = \phi_3 = 0$  et  $\phi_4 = v$ , l'état du vide après transformation de jauge

s'écrit :

$$\langle 0|\phi|0 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

En développant les termes cinétiques :

$$(D^\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) = |(\partial_\mu - ig_2 \frac{1}{2} \vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu - ig_1 \frac{1}{2} Y B_\mu) \phi|^2 \quad (1.7)$$

on obtient les champs chargés et neutres de l'interaction électrofaible avec les masses des bosons de jauge.

$$W^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp i W_\mu^2) \quad M_W = \frac{1}{2} v g_2 \quad (1.8)$$

$$Z_\mu = \frac{g_2 W_\mu^3 - g_1 B_\mu}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2}} \quad M_Z = \frac{1}{2} v \sqrt{g_2^2 + g_1^2} \quad (1.9)$$

Les masses des bosons de jauge  $W^\pm$  et  $Z^0$  ont ainsi été générées. Le photon demeure sans masse car la symétrie électromagnétique est laissée invariante. On dit que le photon n'interagit pas avec le champ de Higgs ce qui est également le cas pour le gluon, à la différence des bosons de jauge de la force faible ainsi que de tous les fermions chargés du Modèle Standard.

Au champ de Higgs est associée une particule, le boson de Higgs, dont la masse est donnée par :

$$M_h^2 = 2\lambda v^2 \quad (1.10)$$

La masse du boson de Higgs est générée par les auto-interactions du champ de Higgs et dépend du paramètre  $\lambda$ .

Pour plus de détails sur le mécanisme de Higgs, le lecteur pourra se référer à [9, 10, 11, 12, 13, 14, 15, 16].

### 1.3.2 Le boson de Higgs

Dans cette section, nous allons voir comment se comporte le boson de Higgs dans le Modèle Standard, notamment ses modes de production et de désintégration. Nous passerons en revue les différentes avancées faites dans les grandes expériences de physique des particules telles qu'au Large Electron Positron (LEP) et au TeVatron jusqu'à sa probable découverte au LHC dans les expériences ATLAS et CMS (si toutefois la particule découverte est bien le boson de Higgs).

#### Modes de production et de désintégration du boson de Higgs

La section efficace de production du boson de Higgs, autrement dit la probabilité de production par interaction entre protons, dépend de sa masse, comme le présente la figure 1.2. Les principaux modes de production sont la fusion de gluons, la fusion de bosons vecteurs, la production associée à un boson vecteur et la production associée aux quarks  $t, \bar{t}$ . La figure 1.3 présente ces 4 modes de production. Le mode dominant est la fusion de gluons dans lequel le Higgs est produit seul. L'objet principal de cette thèse est l'étude de la production du boson de Higgs associée à un boson vecteur  $W^\pm$  ou  $Z^0$  (aussi appelée Higgs-Strahlung). A  $7 \text{ TeV}$ , les sections efficaces de production valent :  $\sigma(pp \rightarrow WH) = 572.9 \text{ fb}^{+3.7\%}_{-4.3\%}$  et  $\sigma(pp \rightarrow ZH) = 315.8 \text{ fb}^{+4.9\%}_{-5.1\%}$ . A  $8 \text{ TeV}$ , les sections efficaces de production valent :  $\sigma(pp \rightarrow WH) = 696.6 \text{ fb}^{+3.7\%}_{-4.1\%}$  et  $\sigma(pp \rightarrow ZH) = 394.3 \text{ fb}^{+5.1\%}_{-5.0\%}$  [17]. La section efficace de production du Higgs diminue en fonction de sa masse et augmente en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse.

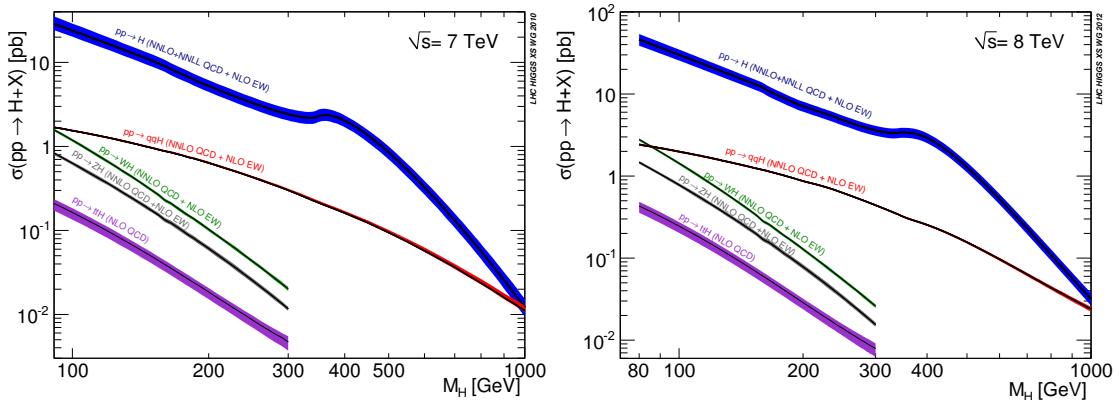


FIGURE 1.2 – Section efficace de production du boson de Higgs en fonction de sa masse pour les énergies dans le centre de masse de  $7 \text{ TeV}$  à gauche et  $8 \text{ TeV}$  à droite. Figures extraites de [17].

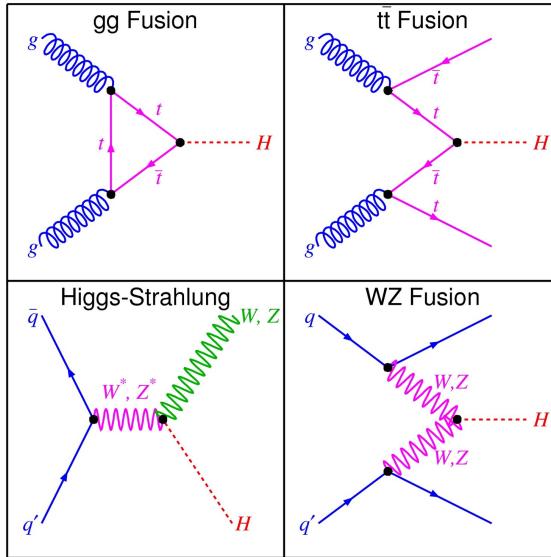


FIGURE 1.3 – Modes de production du boson de Higgs : fusion de gluons, production associée aux quarks  $t, \bar{t}$ , production associée à un boson vecteur ou Higgs-Strahlung et fusion de bosons vecteurs.

La figure 1.4 présente les modes de désintégration du boson de Higgs en fonction de sa masse. Il est intéressant de constater que jusqu'à environ  $135 \text{ GeV}/c^2$ , la désintégration en 2 quarks  $b, \bar{b}$  domine. A partir  $180 \text{ GeV}/c^2$ , soit environ 2 fois la masse du boson  $Z^0$ , le mode de désintégration  $H^0 \rightarrow Z^0 Z^0$  devient important. Il en est de même pour le mode de désintégration  $H^0 \rightarrow t\bar{t}$  que l'on voit apparaître à partir d'une masse d'environ  $340 \text{ GeV}/c^2$ , soit deux fois la masse du quark *top*. A partir de  $135 \text{ GeV}/c^2$ , le mode de désintégration le plus important est  $H^0 \rightarrow W^+ W^-$  qui est maximum pour environ deux fois la masse du boson  $W^\pm$ . Pour un Higgs ayant une masse de  $125 \text{ GeV}/c^2$ , le facteur de branchement  $H \rightarrow b\bar{b}$  vaut  $57.7 \pm 1.9\%$ . La figure 1.5 présente la largeur de la particule Higgs en fonction de sa masse. En effet, à cause de son très court temps de vie, la largeur de la résonance croît très rapidement avec sa masse. Pour une masse hypothétique du Higgs de  $1000 \text{ GeV}/c^2$ , sa largeur est presque de 100%.

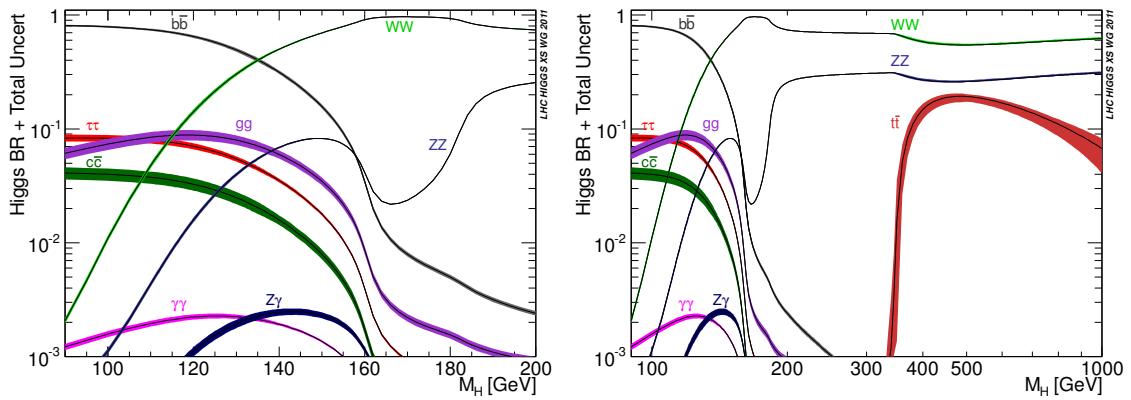


FIGURE 1.4 – Modes de désintégration de boson de Higgs en fonction de sa masse. A gauche sur une échelle allant de  $90$  à  $200$   $GeV/c^2$ , à droite sur une échelle allant de  $90$  à  $1000$   $GeV/c^2$ . Figure extraite de [17]

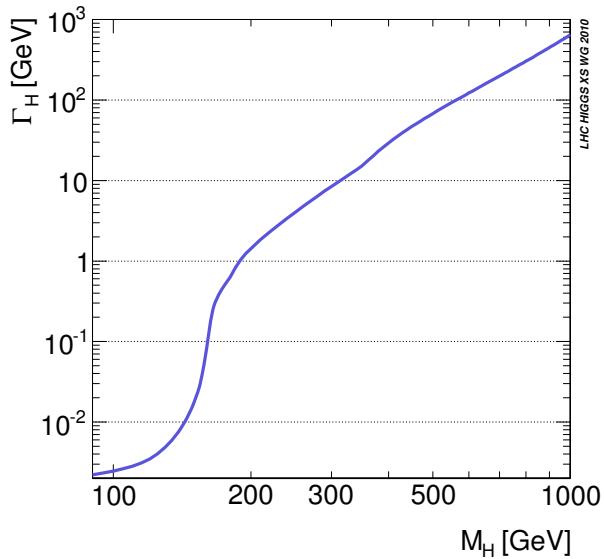


FIGURE 1.5 – Largeur du boson de Higgs en fonction de sa masse. Figure extraite de [17]

### Recherche expérimentale du boson de Higgs

Le LEP était un collisionneur circulaire électron positron situé au CERN dont la circonférence était de 27 *km*. Le tunnel du LEP sera réutilisé ensuite pour le Large Hadron Collider (LHC). Le LEP a été en fonction pendant la période allant de 1989 à 2000. Les expériences Apparatus for LEP Physics at CERN (ALEPH), DEtector with Lepton, Photon and Hadron Identification (DELPHI), L3 et Omni-Purpose Apparatus for LEP (OPAL) ont recherché le boson de Higgs. Une première phase de fonctionnement appelée LEP-1 générant des collisions dans le centre de masse à  $\sqrt{s} = 91 \text{ GeV}$  a permis de poser une exclusion avec un niveau de confiance de 95% sur l'existence d'un Higgs ayant une masse inférieure à  $65.6 \text{ GeV}/c^2$  [18]. Une seconde phase de fonctionnement appelée LEP-2 ( $\sqrt{s} = 130 \text{ GeV}$  puis  $\sqrt{s} = 206.6 \text{ GeV}$ ) a permis d'exclure l'existence du boson de Higgs avec une masse inférieure à  $114.4 \text{ GeV}/c^2$  [19].

Le Tevatron était un collisionneur circulaire proton antiproton situé au Fermilab au Etats-Unis. Il a fonctionné de 1985 à 2011 sous 2 phases de régimes différents : un à  $1.8 \text{ TeV}$  et un autre à  $1.96 \text{ TeV}$ . Les 2 expériences recueillant des données sont Collider Detector at Fermilab (CDF) et D0 ; elles ont recherché le boson de Higgs à partir de  $10 \text{ fb}^{-1}$  de données. Les données combinées de CDF et D0 ont permis d'exclure à 95% d'intervalle de confiance que le Higgs se trouve dans les régions de masse :  $100 < m_H < 103 \text{ GeV}/c^2$  et  $147 < m_H < 180 \text{ GeV}/c^2$ . Un excès de données a été observé dans la région  $115 < m_H < 140 \text{ GeV}/c^2$ . A la valeur de  $120 \text{ GeV}/c^2$ , l'excès correspond à une déviation de  $3\sigma$ . Les canaux de désintégration recherchés sont  $H^0 \rightarrow b\bar{b}$  et  $H^0 \rightarrow W^+W^-$  et présentent un excès global correspondant à une déviation de  $2.9\sigma$  dans la région  $115 < m_H < 140 \text{ GeV}/c^2$  [20].

La recherche du boson de Higgs a été le point de mire des expériences Compact Muon Solenoid (CMS) et A Toroidal LHC ApparatuS (ATLAS) depuis la mise en route du LHC en 2010. En 2010 et 2011, l'énergie dans le centre de masse a été de  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  et en 2012 de  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ . A CMS, le Higgs est étudié dans les 5 modes suivants de désintégration :  $\gamma\gamma$ ,  $Z^0Z^0$ ,  $W^+W^-$ ,  $\tau^+\tau^-$ , et  $b\bar{b}$ . Un excès d'événements est observé à  $125.3 \pm 0.4(\text{stat.}) \pm 0.5(\text{syst.}) \text{ GeV}/c^2$  correspondant à une déviation de  $5.8\sigma$ . La désintégration en 2 photons indique que cette nouvelle particule est un boson dont le spin est différent de 1. A ATLAS. Les 5 mêmes modes de désintégration sont étudiés et un excès d'événements est observé à  $126.0 \pm 0.4(\text{stat.}) \pm 0.4(\text{syst.}) \text{ GeV}/c^2$  correspondant à une déviation de  $5.9\sigma$  [21, 22].

La figure 1.6 présente les résultats de l'expérience CMS pour les 5 modes de désintégration du Higgs :  $\gamma\gamma$ ,  $Z^0Z^0$ ,  $W^+W^-$ ,  $\tau^+\tau^-$ , et  $b\bar{b}$ . Les valeurs des intervalles de confiance sur l'hypothèse d'un boson de Higgs issu du Modèle Standard sont données en fonction de sa masse. La courbe de points représente les valeurs observées. La courbe en traitillés indique la moyenne des résultats attendus pour le bruit de fond, entourée de 2 bandes de couleur verte et jaune représentant les déviations à 1 ou 2  $\sigma$ . Les lignes horizontales rouges représentent les niveaux de confiance pour les valeurs 0.05, 0.01 et 0.001 soit respectivement 2, 3 et  $4\sigma$ . Les régions de masse se trouvant sous une de ces lignes sont exclues à 1 moins le niveau de confiance correspondant ( $1 - CL_S$ ) soit respectivement 95%, 99% et 99.9% comme indiqué sur la droite

du graphique. L'intervalle de masse  $110 < m_H < 121.5 \text{ GeV}/c^2$  est exclu avec un niveau de confiance de 95% et dans l'intervalle de masse  $121.5 < m_H < 128 \text{ GeV}/c^2$  un excès de données est observé où le boson de Higgs ne peut pas être exclu à 95% de niveau de confiance.

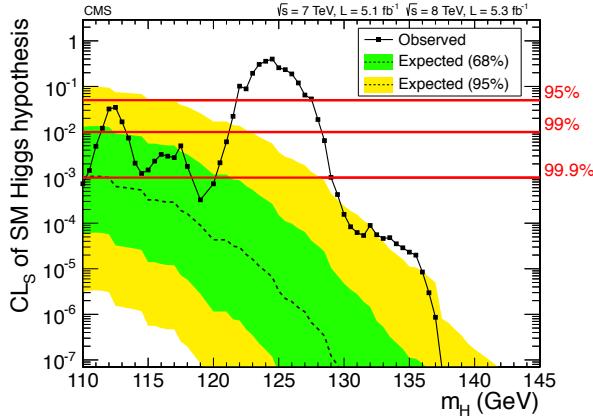


FIGURE 1.6 – Valeurs des intervalles de confiance sur l'hypothèse d'un boson de Higgs issu du Modèle Standard en fonction de sa masse sur une échelle allant de 110 à 145  $\text{GeV}/c^2$ . Figure extraite de [21].

## 2 Le CERN, le LHC et l'expérience LHCb

Ce chapitre présente brièvement le CERN (Conseil Européen de Recherche Nucléaire), le LHC (Large Hadron Collider) ainsi que les différentes expériences associées au LHC. Une attention particulière est portée au détecteur LHCb qui est l'instrument de détection de particules utilisé dans le cadre de cette étude.

### 2.1 Le CERN

Le CERN est l'organisation européenne pour la recherche nucléaire fondé en 1954 qui se trouve être l'un des plus prestigieux laboratoires scientifiques du monde. Il se consacre à la compréhension des lois fondamentales de l'Univers et à la découverte de ses constituants fondamentaux. Le CERN compte vingt Etats membres européens et de nombreux pays non-européens participent à ses activités. Le CERN emploie environ 2'400 personnes entre personnel scientifique et technique et environ 10'000 scientifiques visiteurs mènent des recherches en physique des particules en collaboration avec le CERN, issus de 108 universités. 113 nationalités différentes sont représentées.

### 2.2 Le LHC

Le LHC qui est le grand collisionneur de hadrons est la plus importante expérience menée au CERN actuellement. Le LHC permet la collision de protons à très haute énergie. L'énergie dans le centre de masse pour l'année 2012 est de  $8\text{ TeV}$ . Il s'agit actuellement de l'énergie la plus élevée atteinte par un collisionneur. Le LHC est prévu pour atteindre une énergie dans le centre de masse de  $14\text{ TeV}$ . Le LHC est un collisionneur proton-proton circulaire dont l'anneau possède une circonférence de  $27\text{ km}$ . L'anneau est situé dans un tunnel à  $100\text{ m}$  de profondeur sous la frontière franco-suisse près du CERN. Comme l'illustre la figure 2.1, les protons collisionnent en huit points ; les détecteurs CMS, ALICE, ATLAS et LHCb sont placés sur quatre de ces points. Les détecteurs LHCf et TOTEM sont situés aux mêmes points d'interactions que les détecteurs ATLAS et CMS respectivement. C'est à partir des données

issues de ces détecteurs que les physiciens peuvent étudier les particules du Modèle Standard et rechercher un processus sortant du cadre de ce modèle.

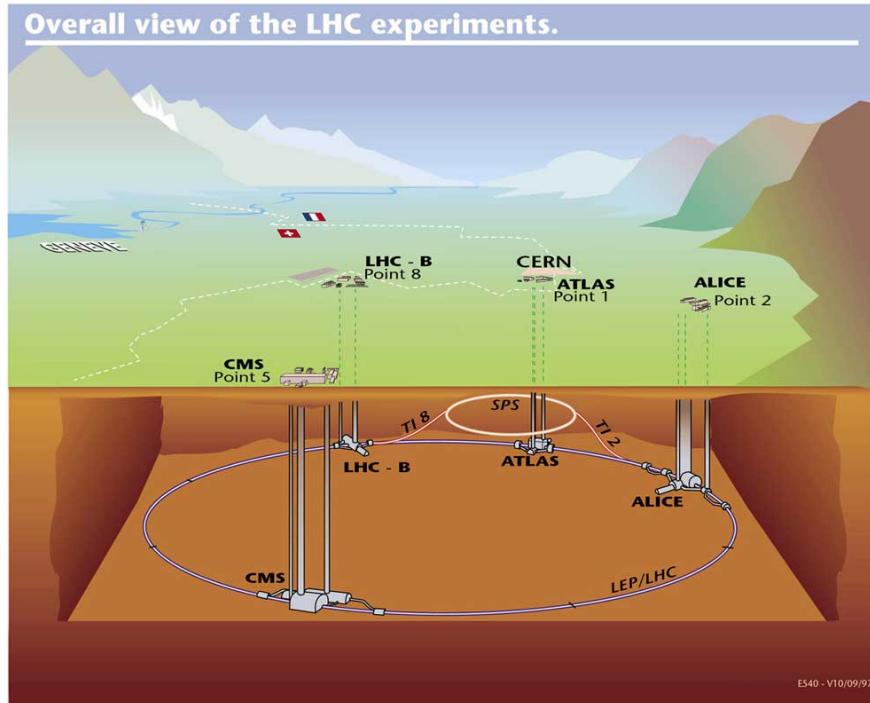


FIGURE 2.1 – Vue schématique du LHC.

### 2.3 Les expériences au LHC

#### 2.3.1 ALICE

L'expérience ALICE (A Large Ion Collider Experiment) étudie les plasmas de quarks et gluons dans les collisions de noyaux de plomb. Le plasma de quarks et gluons est un état de la matière qui aurait été présent dans les instants suivant le Big Bang.

#### 2.3.2 ATLAS et CMS

L'expérience ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus System) et l'expérience CMS (Compact Muon Solenoid) étudient principalement le boson de Higgs et recherchent de la nouvelle physique comme la supersymétrie. ATLAS est le plus grand détecteur du LHC; son diamètre est de 22 m et il mesure 40 m de long. CMS est le détecteur le plus lourd du LHC avec 12'500 tonnes.

### 2.3.3 LHCb

L'expérience LHCb (Large Hadron Collider beauty) étudie principalement la violation CP dans les systèmes de mésons B. Cette étude est cruciale pour la compréhension de la baryogénèse car la violation CP est l'une des trois conditions décrites par Andreï Sakharov en 1967 pour expliquer l'asymétrie apparente matière-antimatière dans l'univers.<sup>1</sup> La violation CP est déjà observée à LHCb, par exemple dans la désintégration de  $B_S \rightarrow J/\psi \phi$ .

Nous reviendrons sur le détecteur LHCb dans la section 2.4.

### 2.3.4 LHCf

L'expérience LHCf (Large Hadron Collider forward) utilise les particules qui sont générées vers l'avant dans la région d'interaction de l'expérience ATLAS. Ces particules sont utilisées pour la simulation de particules cosmiques interagissant avec la matière.

### 2.3.5 TOTEM

L'expérience TOTEM (TOTal Elastic and diffractive cross section Measurement) étudie les particules émises à de très faibles angles dans la région d'interaction du détecteur CMS. TOTEM mesure la taille des protons et évalue avec précision la luminosité du LHC.

## 2.4 L'expérience LHCb

Le détecteur LHCb est décrit dans cette section en passant en revue les sous-détecteurs ainsi que le système de déclenchement. Les informations citées ci-après proviennent de [23], le lecteur pourra s'y référer afin d'obtenir plus d'informations allant de la conception aux caractéristiques techniques de ce détecteur. Ici, un aperçu est donné pour se familiariser avec le détecteur et apprendre quelques valeurs importantes comme la résolution spatiale des trajectographes, la résolution en énergie des calorimètres ou encore la fréquence d'acquisition des données.

Le détecteur LHCb est un spectromètre à simple bras couvrant la région angulaire allant de 15  $mrad$  à 250  $mrad$  verticalement et 300  $mrad$  horizontalement. Le choix de cette géométrie s'explique principalement pour des raisons budgétaires par le fait qu'il est dirigé d'un seul côté. Dans le cas contraire, le coût serait le double alors que la statistique augmenterait d'un facteur  $\sqrt{2}$ . Le choix d'un angle réduit provient du fait qu'aux hautes énergies les hadrons porteurs de saveur  $b$  sont principalement émis proches de l'axe du faisceau, c'est à dire dans la région avec de petits angles. La figure 2.2 présente une vue schématique en coupe du détecteur LHCb ;

---

1. Les deux autres conditions de Sakharov sont qu'il existe un processus dans lequel le nombre baryonique est violé et qu'il y ait une rupture de l'équilibre thermique produisant une asymétrie matière-antimatière dans la production de baryons ou antibaryons.

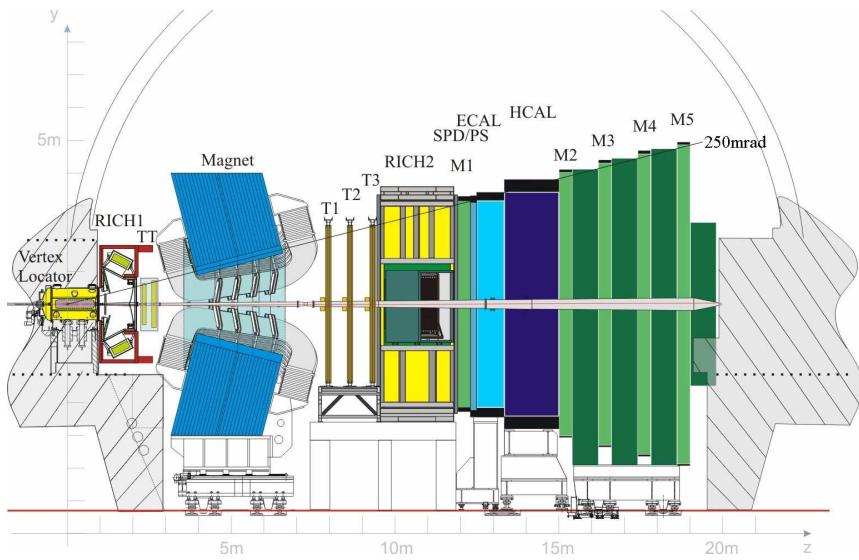


FIGURE 2.2 – Vue schématique en coupe du détecteur LHCb.

on peut voir de gauche à droite les composants suivants qui seront décrits dans ce chapitre : le VELO (VERtex LOocator), le RICH1 (Ring Imaging Cherenkov 1), le TT (Tracker Turicensis), l'aimant, les trajectographes "Inner Tracker" et "Outer Tracker" (IT et OT), le RICH2 (Ring Imaging Cherenkov 2), le Scintillating Pad Detector et le PreShower (SPD et PS), le CALorimètre Electromagnétique (ECAL), le CALorimètre Hadronique (HCAL) et les chambres à muons (M1 à M5).

#### 2.4.1 Le VELO

Le Vertex Locator (VELO) ou détecteur de vertex entoure la région d'interactions entre protons. Il se situe tout à gauche du détecteur et mesure 1 m de long. Il sert à détecter avec précision la position des vertex primaires et secondaires. La détection des vertex secondaires permet la différenciation des hadrons  $b$  et  $c$  par l'intermédiaire de la distance entre vertex et donc du temps de vie et du paramètre d'impact de la particule considérée. Le VELO sert aussi au déclencheur de bas niveau (Level-0 trigger) sur lequel nous reviendrons à la section 2.14. Le VELO est composé d'une série de modules en silicium placés le long de la ligne du faisceau comme présenté dans la figure 2.3. Lors du passage d'une particule chargée, chaque module donne les informations sur son passage par l'intermédiaire des coordonnées  $r$  et  $\phi$ . Sur chaque module se trouvent des bandes de détection azimutales et quasi-radiales. Les bandes de détection sont situées entre 8 et 41.9 mm en distance radiale et les bandes azimutales sont d'autant plus fines que la distance radiale est petite.

La largeur des bandes décroît linéairement de 101.6 à 38  $\mu m$  pour des raisons d'occupation. Une résolution jusqu'à 7  $\mu m$  est atteinte. L'acceptance de ce détecteur couvre la gamme de

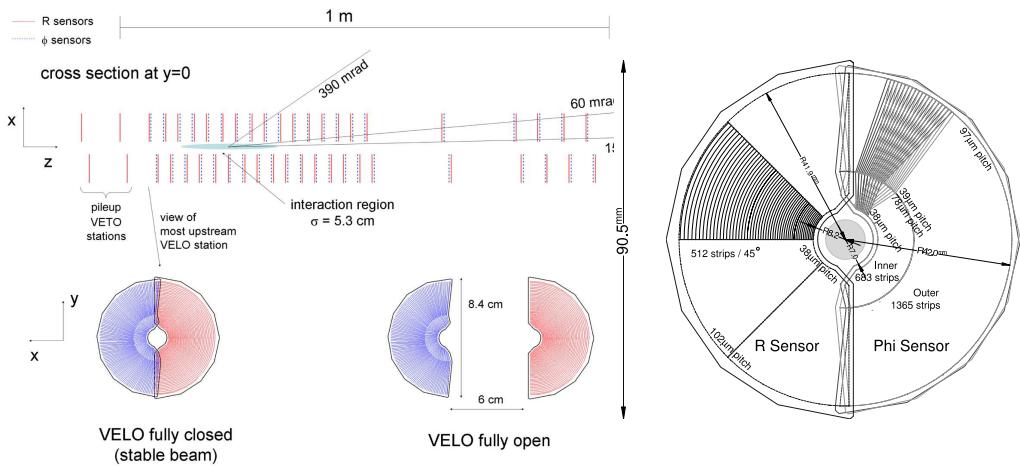


FIGURE 2.3 – Représentation schématique du VELO dans les plans ( $x, z$ ) à  $y = 0$  et ( $x, y$ ). Dans le plan ( $x, y$ ), le VELO est présenté dans les positions ouvertes et fermées.

pseudorapidité  $1.6 < \eta < 4.9$  où chaque trace rencontre au moins 3 modules. La pseudorapidité est définie comme  $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$ . Un système de refroidissement maintient les capteurs à une température comprise entre  $-10$  et  $0^\circ\text{C}$ . Le détecteur est séparé de la région d'interaction par une couche mince d'aluminium. Le VELO possède 2 positions : ouverte et fermée. Lors de la phase d'injection des protons dans le LHC, le VELO est ouvert et les 2 demi-disques des modules sont séparés de  $6\text{ cm}$  pour attendre la stabilisation faisceau. L'efficacité de détection est de 99% pour un rapport signal sur bruit supérieur à 5.

#### 2.4.2 L'aimant

Pour permettre la mesure de la quantité de mouvement des particules chargées à LHCb, un gigantesque aimant dipolaire est utilisé. Il est placé à une distance d'environ  $5\text{ m}$  du point d'interaction et se situe entre les trajectographes TT et IT/OT. Il mesure  $11\text{ m}$  de large,  $8\text{ m}$  de haut et  $5\text{ m}$  d'épaisseur pour une masse totale de 1600 tonnes. Comme le champ magnétique est non-uniforme autour de l'aimant, on donnera l'information suivante : le champ magnétique intégré sur une distance de  $10\text{ m}$  est de  $4\text{ Tm}$ . Le courant nominal est de  $5.85\text{ kA}$  sous une tension de  $730\text{ V}$ . Un système de refroidissement à eau maintient l'aimant à une température de  $20^\circ\text{C}$  sous une pression de  $11\text{ bar}$  à un débit de  $150\text{ m}^3/\text{h}$ . La figure 2.4 présente une vue en perspective de l'aimant.

#### 2.4.3 Les trajectographes à silicium

LHCb comporte 2 détecteurs à silicium outre le VELO : le trajectographe Turicensis (TT) et le trajectographe interne (IT) qui sont composés de micropistes en silicium larges de  $200\text{ }\mu\text{m}$ . Le TT est une station plan mesurant environ  $150 \times 130\text{ cm}$  comme le montre la figure 2.5 placée

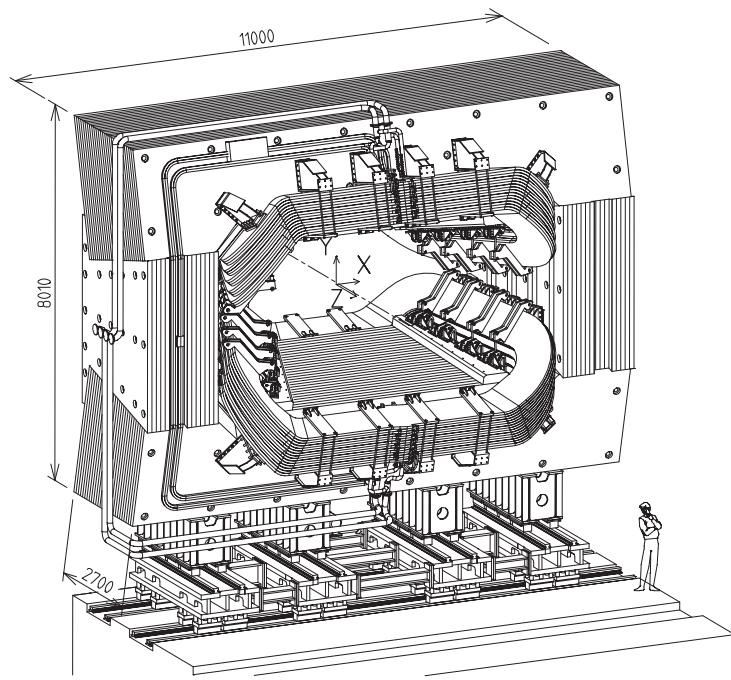


FIGURE 2.4 – Vue en perspective de l'aimant dipolaire avec ses connections électriques et son circuit de refroidissement à eau. Unités : [mm].

avant l'aimant. L'IT est composé de 3 stations constituées de 4 boîtes chacune entourant le beampipe comme présenté à la figure 2.6.

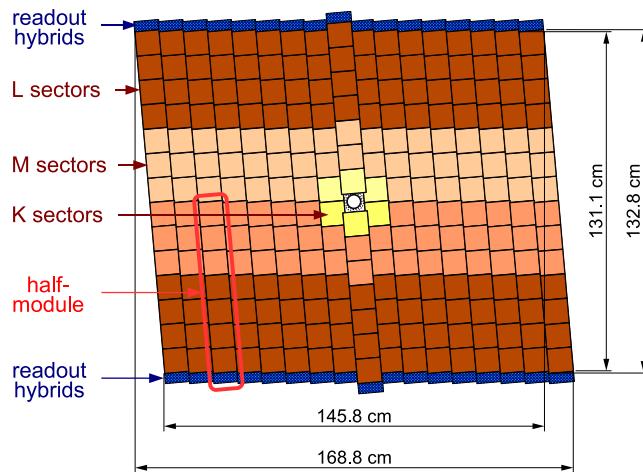


FIGURE 2.5 – Représentation de la troisième couche du sous-détecteur TT.

Chacune des stations est composée de 4 couches de détection selon une disposition ( $x - u - v - x$ ) où les couches  $x$  disposent de micropistes verticales et où les couches  $u$  et  $v$  disposent

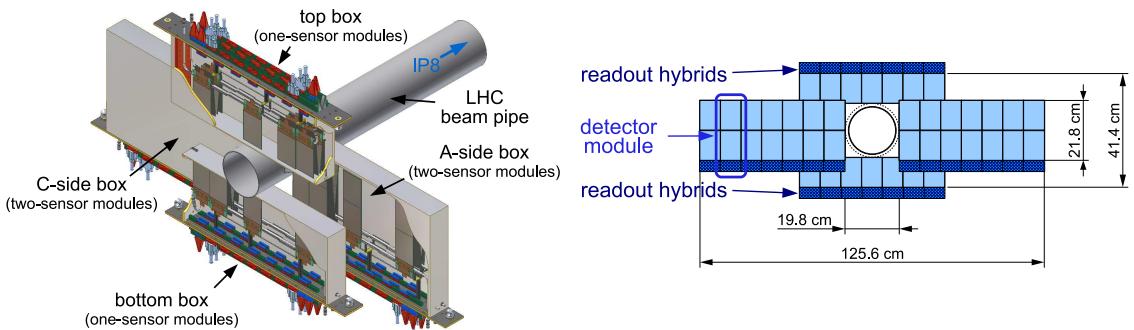


FIGURE 2.6 – Vue en perspective des 4 boîtes d'une des 3 stations de détection de l'IT disposées autour du beampipe (à gauche) et vue dans le plan ( $x, y$ ) de la seconde station de détection de l'IT (à droite).

de micropistes inclinées de  $-5^\circ$  et  $+5^\circ$  respectivement. Les micropistes de  $200 \mu\text{m}$  de large apportent une résolution de  $58 \mu\text{m}$  et la simulation a montré qu'une résolution inférieure à  $50 \mu\text{m}$  serait dominée par la diffusion multiple des particules chargées. La température du TT est maintenue inférieure à  $-5^\circ\text{C}$  afin de limiter le bruit dû aux radiations. La densité de particules chargées par événement est de  $5 \cdot 10^{-2}/\text{cm}^2$  dans les régions internes et de  $5 \cdot 10^{-4}/\text{cm}^2$  dans les régions externes du TT. L'IT dispose d'un système de refroidissement fonctionnant avec du C6F14 maintenant une température de  $-15^\circ\text{C}$ . L'efficacité de détection des détecteurs à silicium est de 99.8% pour un rapport signal sur bruit égal à 10.

Le LPHE a participé au développement, à la réalisation et à l'installation de l'IT au sein du détecteur LHCb et est responsable de la maintenance de cette partie du détecteur. Actuellement, le LPHE travaille sur le développement du futur trajectographe interne qui sera non plus un détecteur à silicium mais à fibres scintillantes. Nous reviendrons sur le détecteur à fibres scintillantes dans le chapitre 3.

#### 2.4.4 Le trajectographe externe

Le trajectographe externe (OT) est un détecteur à tubes à dérive. Il détecte le passage des particules chargées et permet la mesure de la quantité de mouvement de ces particules. Il couvre la surface du détecteur en complément au trajectographe interne et est présent dans les stations T1, T2 et T3. Une excellente résolution est nécessaire pour déterminer la masse invariante des hadrons beaux. A  $10 \text{ MeV}/c^2$  la résolution relative est d'environ 0.4%.

Chaque station est constituée de 4 couches disposées dans la configuration  $x - u - v - x$  où les couches  $x$  sont constituées de tubes verticaux et les couches  $u$  et  $v$  sont constituées de tubes orientés à  $\pm 5^\circ$ . Les tubes sont des tubes à dérive dont le diamètre interne est de  $4.9 \text{ mm}$  et contiennent un mélange de gaz Argon (70%) et  $\text{CO}_2$ %. Ce mélange de gaz permet une dérive rapide soit d'environ  $50 \text{ ns}$ . La résolution est inférieure à  $200 \mu\text{m}$  pour une efficacité

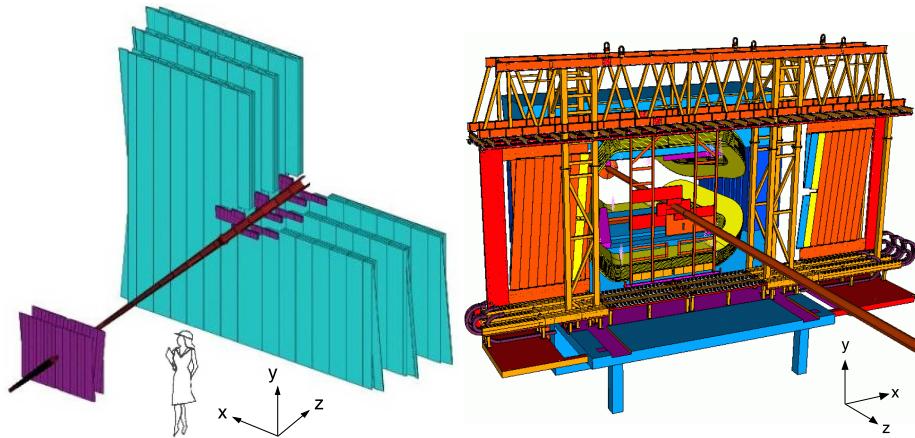


FIGURE 2.7 – Représentation en perspective des 3 stations de l'OT (à gauche). Vue en perspective de la troisième station (station C) de l'OT portée par son pont, la station est ici ouverte (à droite)

supérieure à 99%.

#### 2.4.5 Reconstruction de traces

Les impacts dans les trajectographes VELO, TT et les stations T1,T2 et T3 permettent la reconstruction de traces représentant les trajectoires des particules. Il y a plusieurs classes de particules (comme illustré à la figure 2.8).

- Les longues traces (long tracks) traversent tous les trajectographes. Ce sont les traces dont on détermine le mieux la quantité de mouvement.
- Les traces amont (upstream tracks) traversent le VELO et le TT. Les quantités de mouvement de ces traces sont souvent plus faibles et le champ magnétique les dévie hors du détecteur avant les stations T1,T2 et T3.
- Les traces aval (downstream tracks) traversent le TT et les stations T1,T2 et T3. Elles proviennent entre autres de particules  $K_S^0$  et  $\Lambda$  s'étant désintégrées après le VELO ou d'interactions avec la matière.
- Les traces VELO (VELO tracks) sont mesurées seulement dans le VELO. Elles ont un grand angle ou sont dirigées vers l'arrière et servent à la reconstruction des vertex primaires.
- Les traces T (T tracks) sont mesurées seulement dans les stations T1,T2 et T3. Elles proviennent surtout de vertex secondaires.

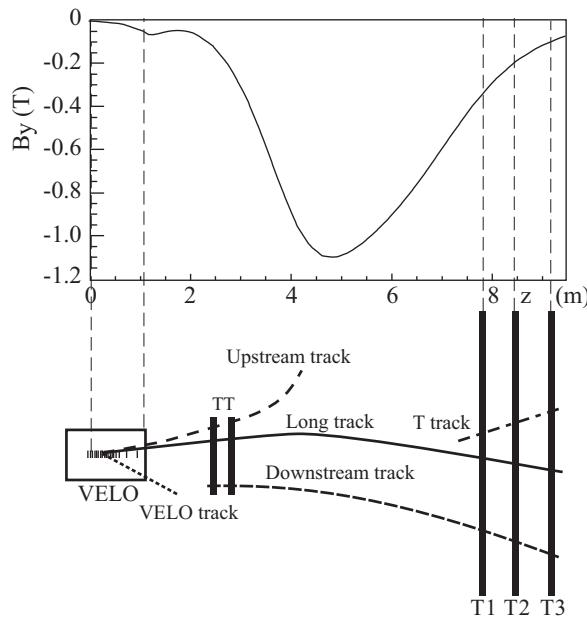


FIGURE 2.8 – Valeur du champ magnétique  $B$  en fonction de la coordonnée  $z$  (en haut) et illustration des différents types de traces : long, upstream, downstream, VELO et T tracks (en bas).

#### 2.4.6 RICH1 et RICH2

Les détecteurs RICH1 et RICH2 sont des détecteurs à effet Cherenkov. Lorsqu'une particule chargée traverse un milieu avec une vitesse supérieure à celle de la lumière dans ce milieu, la particule émet un cône de lumière dont l'angle d'émission dépend du  $\gamma$  de la particule. Les détecteurs à effet Cherenkov apportent donc des informations permettant de distinguer les particules chargées tels que les électrons, les muons et particulièrement les pions, les protons et les kaons. Le RICH1 est placé avant l'aimant ; il couvre une gamme de faibles quantités de mouvement allant de 1 à  $60 \text{ GeV}/c$  utilisant un aérogel et un milieu radiateur  $C_4F_{10}$ . Il couvre une acceptante de  $\pm 25 \text{ mrad}$  à  $\pm 300 \text{ mrad}$  horizontalement et  $\pm 250 \text{ mrad}$  verticalement. Le RICH2 est placé après l'aimant ; il couvre une gamme de quantités de mouvement supérieure, à savoir de environ 15 à plus de  $100 \text{ GeV}/c$  utilisant un radiateur  $CF_4$ . L'acceptance couverte va de  $\pm 15 \text{ mrad}$  à  $\pm 120 \text{ mrad}$  horizontalement et  $\pm 100 \text{ mrad}$  verticalement. Les détecteurs RICH1 et RICH2 sont présentés aux figures 2.9 et 2.10.

Le fonctionnement des détecteurs à effet Cherenkov est le suivant : la particule superluminique traverse le milieu radiateur en émettant de la lumière sous un certain angle. La lumière est réfléchie et focalisée par des miroirs sphériques puis réfléchie par des miroirs plans vers des détecteurs de photons. Les détecteurs de photons HPD (Hybrid Photon Detectors) fournissent une image du cône de lumière sous la forme d'un anneau.

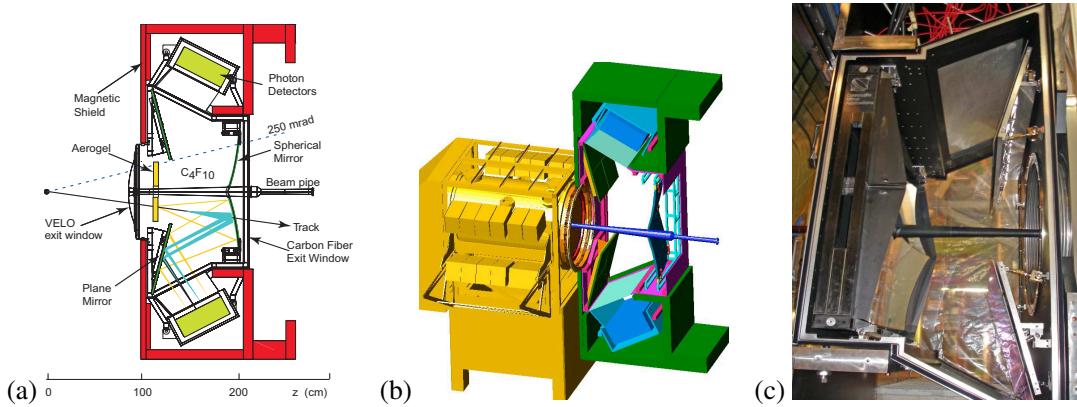


FIGURE 2.9 – (a) Vue schématique de côté du RICH1. (b) Modèle en 3D du détecteur. (c) Photographie du détecteur.

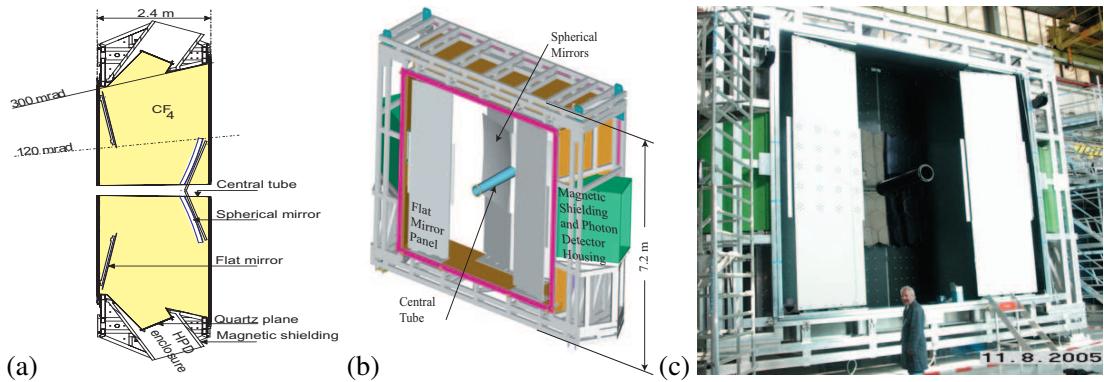


FIGURE 2.10 – (a) Vue schématique de dessus du RICH2. (b) Modèle en 3D du détecteur. (c) Photographie du détecteur.

#### 2.4.7 Les calorimètres

Les calorimètres sont les détecteurs SPD/PS (Scintillating Pad Detector et le PreShower), l'ECAL (CALorimètre Electromagnétique) et le HCAL (CALorimètre Hadronique) servant d'une part pour le déclencheur de bas niveau en mesurant l'énergie transverse des hadrons, électrons et photons en prenant une décision rapide  $4 \mu s$  après l'interaction. Ils servent d'autre part à l'identification des électrons, des hadrons et des photons, mesurent leur énergie et leur position. La figure 2.11 présente ces calorimètres.

Le SPD sert à sélectionner les particules chargées et à les différencier des photons et des pions neutres. Le profil longitudinal des gerbes électromagnétiques et hadroniques est différent. Le PS permettant cette distinction est ainsi placé après une fine couche de plomb déclenchant la gerbe. Les calorimètres ECAL et HCAL sont placés dans cet ordre après le SPD/PS. L'ECAL

est conçu pour contenir l'ensemble de la gerbe électromagnétique et mesure pour cela 25 longueurs de radiation. Le HCAL n'est quant à lui pas conçu pour mesurer la totalité de l'énergie déposée mais sert essentiellement au déclenchement. Il mesure ainsi seulement 5.6 longueurs de radiation. (Des considérations d'économie d'espace ont conduit à ce choix.)

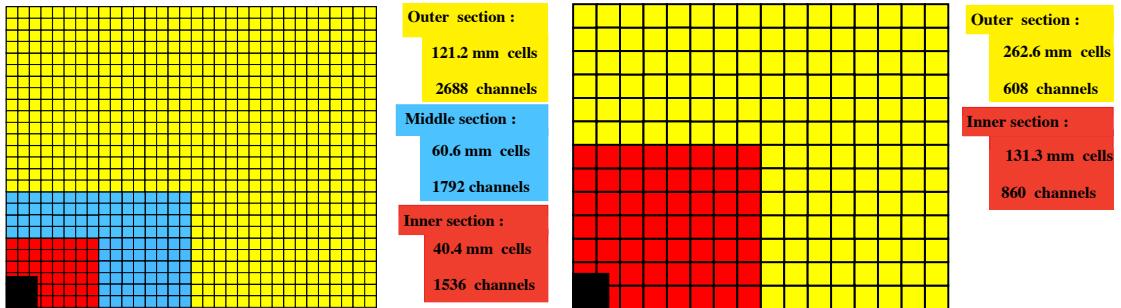


FIGURE 2.11 – Vue dans le plan ( $x, y$ ) des calorimètres SPD/PS et ECAL (à gauche) et du calorimètre HCAL (à droite). Un quart du détecteur est montré. Les dimensions des cellules à gauche sont données pour le détecteur ECAL.

Comme le montre la figure 2.11 les cellules des SPD/PS et ECAL sont de 3 sections différentes et celles du HCAL de 2 sections différentes. Les sections proches du faisceau sont plus petites de manière à garder la plus constante possible l'occupation des cellules. L'occupation est définie comme un nombre d'interactions par unité de surface. Les calorimètres fonctionnent de la manière suivante : la lumière de scintillation est récupérée et transmise à des photomultiplicateurs (PMT) par l'intermédiaire de fibres à décalage de longueur d'onde (WLS).

La séparation des pions et des électrons pour des valeurs de quantités de mouvement de 10, 20 et  $50 \text{ GeV}/c$  donne les résultats suivants : les facteurs de réjection des pions sont respectivement de 99.6%, 99.6% et 99.7%. Les taux de rétention des électrons sont respectivement de 91%, 92% et 97%.

La résolution en énergie du calorimètre électromagnétique est de  $\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E} \oplus 1\%$  ( $E$  en  $\text{GeV}$ ). L'acceptance va de  $\pm 25 \text{ mrad}$  à  $\pm 300 \text{ mrad}$  horizontalement et  $\pm 250 \text{ mrad}$  verticalement. Les cellules du calorimètre électromagnétique saturent à une quantité de mouvement transverse égale à  $10 \text{ GeV}/c$ .

La résolution en énergie du calorimètre hadronique est de  $\sigma_E/E = (69 \pm 5\%)/\sqrt{E} \oplus (9 \pm 2)\%$  ( $E$  en  $\text{GeV}$ ). La couverture angulaire est la même que celle de l'ECAL.

#### 2.4.8 Les chambres à muons

Il y a cinq plans de chambres à muons, un étant placé avant les calorimètres et les quatre autres après, c'est à dire à la fin du détecteur. Les chambres contribuent au déclenchement de bas niveau. Le système complet comprend 1380 chambres et couvre une surface totale

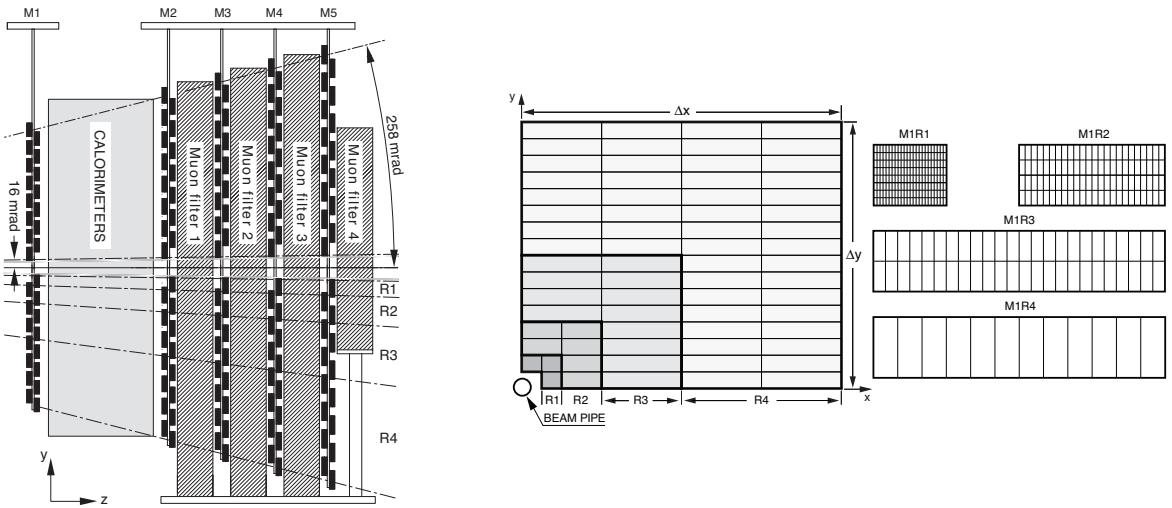


FIGURE 2.12 – Vue dans le plan ( $y, z$ ) des 5 chambres à muons (à gauche). Vue de face d'un des quadrants d'une station à muons où chaque station contient 276 chambres (à droite).

de  $435 \text{ m}^2$ . L'acceptance couverte est de 16 à 258 mrad verticalement et de 20 à 306 mrad horizontalement. Entre chacune des stations M2 à M5, un plan de fer de 80 cm d'épaisseur freine la pénétration des muons. Un muon doit avoir une quantité de mouvement de 6  $\text{GeV}/c$  au minimum pour pouvoir traverser les cinq stations. L'épaisseur totale d'absorption correspond à 20 longueurs d'interaction. L'efficacité de déclenchement est supérieure à 95% avec une résolution temporelle inférieure à 25 ns.

#### 2.4.9 Le système de déclenchement

Les paquets de protons se croisent à LHCb toutes les 25 ns soit à une fréquence de 40 MHz. Pour une luminosité de  $2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , les événements contenant un paire  $b\bar{b}$  sont attendus à une fréquence de 100 kHz. Le déclenchement de bas niveau a pour but de trier les événements en réduisant le taux de 40 MHz à 1 MHz afin de ne garder que les événements ayant un intérêt pour la physique étudiée. Les mésons  $B$  ayant une masse importante, leurs produits de désintégration ont une grande quantité de mouvement et une grande énergie. Le déclenchement de bas niveau reçoit toutes les 25 ns des informations en provenance du VELO (via un système de pile-up), des calorimètre SPD/PS, ECAL et HCAL ainsi que des chambres à muons pour prendre une décision (voir figure 2.13). Le système se déclenchera si un cluster de l'HCAL mesure une énergie  $E_T^{hadron} > 3.5 \text{ GeV}$  ou si un cluster de l'ECAL mesure une énergie  $E_T^{e, \gamma, \pi^0} > 2.5 \text{ GeV}$  ou encore si un ou deux candidats muons ont une quantité de mouvement transverse en accord avec :  $p_T^\mu > 1.2 \text{ GeV}$  ou  $p_T^{\mu_1} + p_T^{\mu_2} > 1 \text{ GeV}$ .

Après le déclenchement de bas niveau, le déclenchement de haut niveau (HLT) réduit le taux d'événements de 1 MHz à 2 kHz. Les événements à la sortie du HLT sont enregistrés (voir

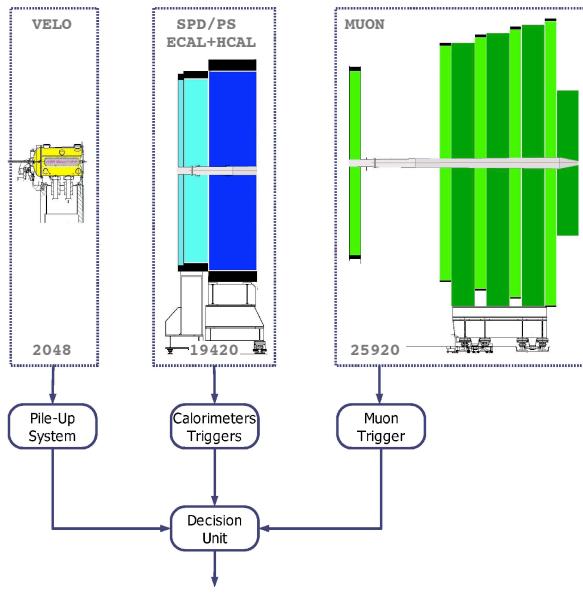


FIGURE 2.13 – Schéma du déclenchement de niveau 0 (L0 trigger).

figures 2.14 et 2.15). Le HLT est divisé en 2 étapes, HLT1 et HLT2. HLT1 a pour but la reconstruction des particules dans le VELO et dans les trajectographes T1,T2 et T3 correspondant aux objets qui ont déclenché le bas niveau. Pour les candidats  $\gamma$  et  $\pi^0$ , HLT1 doit confirmer l'absence de particules chargées qui pourraient être associées à ces objets. Il s'agit là de la confirmation de bas niveau. HLT1 doit réduire le taux d'événements à  $30 \text{ kHz}$ . A ce taux, HLT2 combine des algorithmes de déclenchement inclusifs où des hadrons  $B$  sont reconstruits partiellement et des algorithmes de déclenchement exclusifs où les états finals des hadrons  $B$  sont complètement reconstruits.

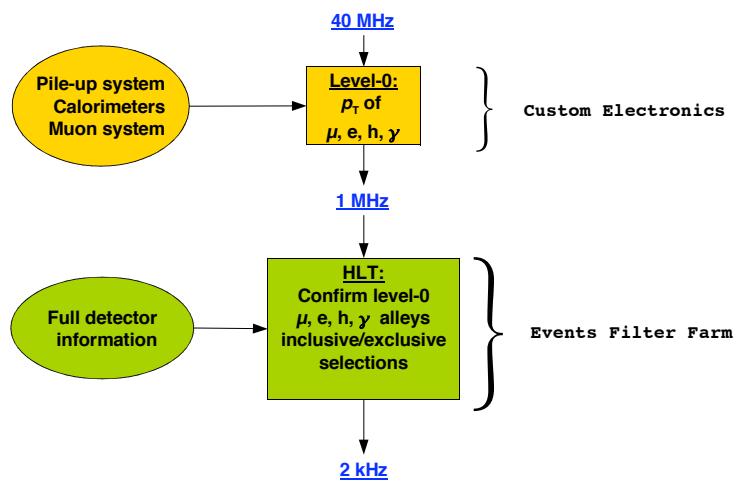


FIGURE 2.14 – Schéma du système de déclenchement de LHCb.

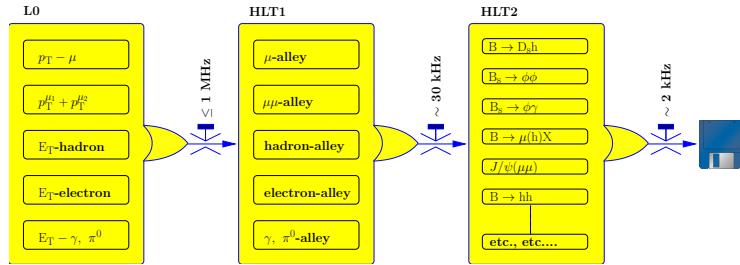


FIGURE 2.15 – Schéma du système de déclenchement de LHCb.

### Description de quelques lignes de déclenchement et de Stripping

Voici la description des lignes de déclenchement et de Stripping utilisées dans cette thèse [24], [25].

- *L0Muon*

Un muon doit avoir les caractéristiques suivantes :

- $P_{t\min}(\mu) = 1.5 \text{ GeV}/c$
- $N_{\max}(\text{SPD impacts}) = 600$   
(0.4% des événements sont exclus ayant un  $N_{\max}(\text{SPD impacts}) = 500$ )

- *Hlt1TrackAllL0Decision*

Une trace doit avoir les caractéristiques suivantes :

- $IP_{\min} = 100 \mu\text{m}$
- $N_{\min}(\text{VELO impacts}) = 10$
- $N_{\max}(\text{VELO impacts manqués}) = 2$
- $P_{\min} = 10 \text{ GeV}/c$
- $P_{t\min} = 1.7 \text{ GeV}/c$
- $N_{\min}(\text{T-station impacts}) = 17$  (IT et OT)
- $\chi^2_{\min}(\text{IP}) = 16$
- $\chi^2/\text{DoF}_{\max}(\text{trace}) = 2.5$

- *Hlt1SingleMuonHighPtDecision*

Un muon doit avoir les caractéristiques suivantes :

- $P_{\min}(\mu) = 8 \text{ GeV}/c$
- $P_{t\min}(\mu) = 4.8 \text{ GeV}/c$
- $\chi^2/\text{DoF}_{\max}(\text{trace}) = 4$

- *Hlt2SingleMuonHighPtDecision*

Un muon doit avoir les caractéristiques suivantes :

- $P_{t\min}(\mu) = 10 \text{ GeV}/c$

- *StrippingW2MuNu*

Un muon issu du conteneur *StdAllLooseMuon* doit avoir les caractéristiques suivantes :

- $P_{t\min}(\mu) = 15 \text{ GeV}/c$

### 2.4.10 Description des outils de simulation et d'analyse

Pour la simulation d'événements Monte Carlo 2011 (MC11), plusieurs programmes utilisés en cascade réalisent une simulation complète. Ces programmes sont : Gauss, Boole, Moore, Brunel et DaVinci.

Gauss supervise la génération des événements ; il requiert l'utilisation d'un générateur Monte Carlo tel que Pythia ou AlpGen qui vont, selon notre demande, générer des particules ou des processus spécifiques comme  $H^0$ ,  $H^0 W^\pm$ ,  $Z^0$  avec des désintégrations spécifiques comme  $H^0 \rightarrow b\bar{b}$  ou  $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ . Gauss peut requérir aussi l'utilisation de Geant 4 (c'est le cas dans une simulation complète) qui simulera le détecteur dans ses détails mécaniques et physiques, structure métallique, écrous, champ magnétique, etc...

Boole s'occupe de la digitalisation. Pour chaque particule, qu'elle soit chargée ou neutre, un signal est donné sous la forme d'une impulsion électrique indiquant la présence de la particule dans les trajectographes ou dans les calorimètres à partir de l'énergie déposée. Les fichiers en sortie de Brunel sont équivalents pour la simulation à ceux des données réelles. A ce stade, la phase de simulation à proprement parler est terminée.

Moore fournit les informations relatives au déclenchement de haut niveau.

Brunel utilise les données générées par Boole dans le but de reconstruire des traces dans les trajectographes (particules chargées) et des clusters dans les calorimètres (particules neutres). Les informations utilisées proviennent de tous les sous-détecteurs, VELO, trajectographes, RICH, calorimètres et chambres à muons.

DaVinci est le programme permettant l'analyse des données, qu'elles soient simulées ou réelles. Les informations sur les particules et les vertex sont disponibles dans des conteneurs. DaVinci offre un ensemble de fonctions permettant d'analyser ces informations.

Voici la liste des versions utilisées pour la simulation Monte Carlo et l'analyse 2011.

- Gauss v41r1
- Boole v23r1
- Moore v12r8g1
- Brunel v41r1p1
- DaVinci v29r1p1 (pour le Stripping)
- DaVinci v33r0 (pour l'analyse des données simulées et réelles)

### 2.4.11 Echantillons de données réelles

On utilise pour l'analyse les données issues du détecteur LHCb ayant passé les lignes de Stripping du groupe ElectroWeak.

- 2011 : Reco 12 Stripping 17 avec  $L = 1019 \text{ pb}^{-1}$  à  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ .
- 2012 : Reco 14 Stripping 20 avec  $L = 2080 \text{ pb}^{-1}$  à  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ .

### 2.4.12 Echantillons de données Monte Carlo

La table 2.1 présente les échantillons de données Monte Carlo qui sont utilisés dans les chapitres 4 (étude préliminaire), 5 (Recherche du boson de Higgs dans le canal  $H^0 \rightarrow Z^0 Z^{0*} \rightarrow \mu^+ \mu^- l^+ l^-$ ) et 6 (Recherche du boson de Higgs en production associée).

Tous les échantillons Monte Carlo sont générés à  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  avec  $\nu = 2^2$ , ce qui correspond aux données de l'année 2011, d'où le nom générique de MC11 pour cet ensemble.

Lorsqu'un des échantillons est présenté avec " $Z^0/\gamma^*$ " dans la description du processus,  $Z^0$  et  $\gamma^*$  sont produits avec interférences sinon  $Z^0$  est produit sur sa couche de masse. Pour le processus  $H^0 \rightarrow Z_1^0 Z_2^{0*}$ , la masse du Higgs vaut  $130 \text{ GeV}/c^2$ , pour les processus  $H^0 Z^0$  et  $H^0 W^\pm$ , la masse est de  $125 \text{ GeV}/c^2$ .

---

2.  $\nu$  est le nombre moyen d'interactions entre protons par croisement de paquets de protons.

Echantillons MC11	Nombre d'événements	Canal de désintégration	Coupures cinétiques	Coupures géométriques
$Z^0/\gamma^*$	224'801	$Z^0/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$	$m(Z^0/\gamma^*) > 60 \text{ GeV}/c^2$	$1.8 < \eta(\mu^+, \mu^-) < 4.9$
$Z^0$	100'000	$Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$	$m(Z^0) > 60 \text{ GeV}/c^2$	$2 < \eta(\mu^+, \mu^-) < 4.5$
$H^0$	100'000	$H^0 \rightarrow Z_1^0 Z_2^{0*}$ $Z_1^0/Z_2^{0*} \rightarrow l^+l^-$		$1.8 < \eta(l^+, l^-) < 4.9$
$Z_1^0 Z_2^0$	100'000	$Z^0 \rightarrow l^+l^-$		$1.8 < \eta(l^+l^-) < 4.9$
$H^0 W^\pm$	159'599	$H^0 \rightarrow b\bar{b}$ $W^\pm \rightarrow \mu^\pm\nu$		$2 < \eta(b, \bar{b}, \mu^\pm) < 4.5$
$Z^0$	86'800	$Z^0 \rightarrow b\bar{b}$		$2 < \eta(b, \bar{b}) < 4.5$
$Z^0$	100'000	$Z^0 \rightarrow c\bar{c}$		$2 < \eta(c, \bar{c}) < 4.5$
$Z^0$	100'000	$Z^0 \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$		$2 < \eta(u, \bar{u}, d, \bar{d}, s, \bar{s}) < 4.5$
$H^0 W^\pm$	100'000	$H^0 \rightarrow b\bar{b}$ $W^\pm \rightarrow \mu^\pm\nu$		$1.8 < \eta(b, \bar{b}, \mu^\pm) < 4.9$
$H^0 Z^0$	100'000	$H^0 \rightarrow b\bar{b}$ $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$		$1.8 < \eta(b, \bar{b}, \mu) < 4.9$
$Z^0 W^\pm$	100'000	$Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ $W^\pm \rightarrow \mu^\pm\nu$		$1.8 < \eta(b, \bar{b}, \mu^\pm) < 4.9$
$Z^0 Z^0$	100'000	$Z^0 \rightarrow b\bar{b}, \mu^+\mu^-$		$1.8 < \eta(b, \bar{b}, \mu^\pm) < 4.9$
$Z^0/\gamma^* + b\bar{b}$	34'500	$Z^0/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$	$m(Z^0/\gamma^*) > 5 \text{ GeV}/c^2$ $P_T(b, \bar{b}) > 3 \text{ GeV}/c$ $P_T(\mu^+, \mu^-) > 1 \text{ GeV}/c$	$1.5 < \eta(b, \bar{b}) < 10$ $1.8 < \eta(\mu^\pm) < 10$ $R(b, \bar{b}) > 0.1$
$Z^0/\gamma^* + c\bar{c}$	49'498	$Z^0/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$	$m(Z^0/\gamma^*) > 5 \text{ GeV}/c^2$ $P_T(c, \bar{c}) > 3 \text{ GeV}/c$ $P_T(\mu^+, \mu^-) > 10 \text{ GeV}/c$	$1.596 < \eta(c, \bar{c}, \mu^\pm) < 4.9$ $R(b, \bar{b}) > 0.1$
$W^\pm + b\bar{b}$	50'000	$W^\pm \rightarrow \mu^\pm\nu$	$P_T(b, \bar{b}) > 3 \text{ GeV}/c$ $P_T(\mu^+, \mu^-) > 1 \text{ GeV}/c$	$1.596 < \eta(b, \bar{b}, \mu^\pm) < 10$ $R(b, \bar{b}) > 0.5$
$W^\pm + c\bar{c}$	49'500	$W^\pm \rightarrow \mu^\pm\nu$	$P_T(c, \bar{c}) > 3 \text{ GeV}/c$ $P_T(\mu^+, \mu^-) > 10 \text{ GeV}/c$	$1.596 < \eta(c, \bar{c}, \mu^\pm) < 4.9$ $R(c, \bar{c}) > 0.1$
$t\bar{t}$	509'499	$t\bar{t} \rightarrow bW^+\bar{b}W^-$ ( $\geq 1$ ) $W^\pm \rightarrow l^\pm\nu$	$P_T(l) > 10 \text{ GeV}/c$	$\theta(b, \bar{b}, l) < 400 \text{ mrad}$
$t\bar{q}, \bar{t}q$	49'000			
$t\bar{b}, \bar{t}b$	49'500			
$tW^-, \bar{t}W^+$	48'500			
$t\bar{b}W^\pm, \bar{t}bW^\pm$	28'500			
$H^0 W^\pm$	569'600			

TABLE 2.1 – Echantillon de données MC11 utilisés dans les chapitres 4, 5 et 6.  $l = e, \mu$  sauf pour le processus  $t\bar{t}$  où  $l^\pm = e^\pm, \mu^\pm, \tau^\pm$  et  $l = e, \mu, \tau, \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ .  $q = u, \bar{d}, s, \bar{c}$ . Les processus  $Z^0/W^\pm + b\bar{b}/c\bar{c}$  et  $t(\bar{t}) + X$  sont produits par AlpGen, tous les autres sont produits par Pythia 6.4.



# 3 Simulation d'un réseau de fibres scintillantes

## 3.1 Introduction

L'objectif de cette simulation est l'étude d'un réseau de fibres scintillantes. Il est prévu que le futur trajectographe qui remplacera dans quelques années les actuels trajectographes internes et externes de LHCb (IT et OT) utilise cette nouvelle technologie que sont les fibres scintillantes lues par des photo-multiplicateurs au silicium (SiPM) multipixel en régime Geiger. Au moment de l'innovation de ce projet, seul le trajectographe interne devait être remplacé en utilisant cette technologie, mais pour des raisons d'occupation du détecteur, le trajectographe externe s'est joint au projet. Ainsi, dès la mise à jour, il n'y aura plus de distinction entre les deux trajectographes internes et externes.

Lorsqu'une fibre scintillante est traversée par une particule, des photons sont produits dans la gamme du visible témoignant du passage de la particule. Le modèle décrit ici est une simple approche prenant en compte les principales caractéristiques du détecteur. Les points suivants sont notamment traités : résolution, efficacité, effet de la saturation électronique et d'une digitalisation du signal sur 4, 5 ou 6 bits. Les objectifs à atteindre sont les suivants : une efficacité supérieure à 99% et une résolution inférieure à environ  $70 \mu m$ . La résolution du détecteur est limitée par la diffusion multiple et vaut au mieux environ  $70 \mu m$ . Il est donc inutile d'avoir une résolution bien meilleure que  $70 \mu m$ .

## 3.2 Modèle d'un module de fibres scintillantes

Un module est constitué d'un réseau de fibres scintillantes lues sur 128 canaux de  $250 \mu m$ , soit d'une longueur égale à  $32 mm$ . La figure 3.1 illustre la disposition des fibres dans le réseau pour les six premiers canaux. Les fibres ont un diamètre de  $250 \mu m$  et sont disposées sur 5 couches. Un espacement de  $25 \mu m$  est ajouté entre les fibres pour tenir compte de la colle utilisée dans la construction de la structure. Chaque canal est découpé en  $4 \times 20 = 80$  rectangles identiques appelés pixels (dans le détecteur, les pixels font  $50 \mu m$  de côté).

### Chapitre 3. Simulation d'un réseau de fibres scintillantes

---

Une particule traverse le réseau de fibres et sa trajectoire est une droite définie par un point et deux angles. Pour chaque fibre que la particule traverse, un certain nombre de photons est déposé suivant la loi de Poisson de moyenne proportionnelle à la distance parcourue dans la fibre.

Nous avons :

- $R = 125 \mu m$  : rayon des fibres.
- $d_1 = 25 \mu m$  : espace entre les fibres.
- $d_2 = 250 \mu m$  : largeur d'un canal.
- $i \in 1, 5 \in \mathbb{N}$  : numéro de ligne (numérotation des fibres).
- $j \in 0, 117 \in \mathbb{N}$  : numéro de colonne (numérotation des fibres). 117 fois le pas du réseau ( $250+25=275 \mu m$ ) vaut  $32.175 mm$ , ce qui couvre la distance de  $32 mm$  des 128 canaux.
- $n \in 0, 128 \in \mathbb{N}$  : numéro de canal. Le canal 0 est ajouté dans la simulation afin de pouvoir observer le comportement de l'efficacité en bord de réseau (voir figure 3.15).

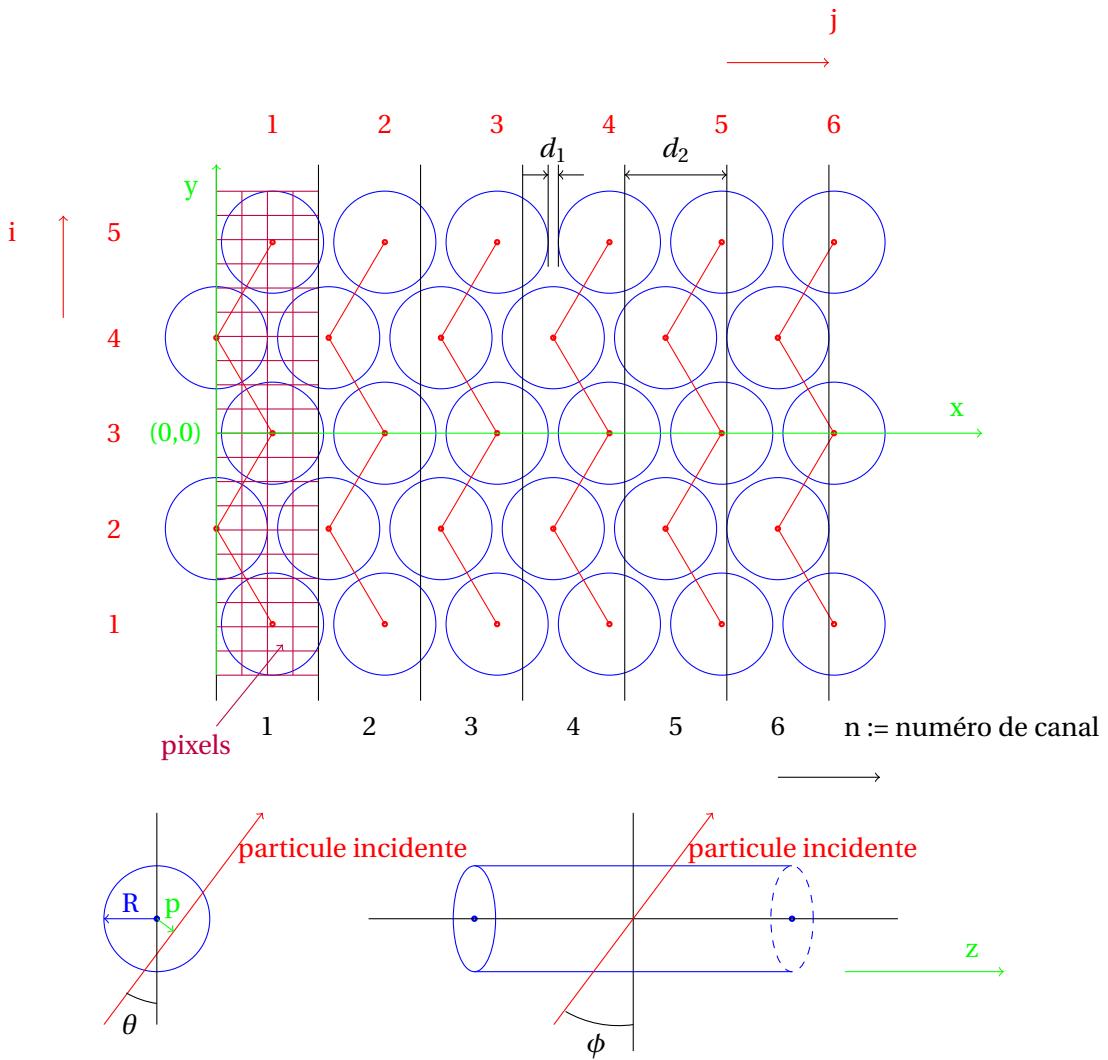


FIGURE 3.1 – Réseau de fibres scintillantes

- $x_0$  [mm] : position sur l'axe  $x$  de la particule incidente pour  $y = 0$ .
- $\theta$  [ $^\circ$ ] : angle latéral de la particule incidente.
- $\phi$  [ $^\circ$ ] : angle longitudinal de la particule incidente.
- $x_{ij}, y_{ij}$  [mm]  $\in \mathbb{R}$  : coordonnées des centres des fibres. Une incertitude sur la position des centres des fibres est ajoutée afin de simuler les positions des fibres dans un réseau réel. Pour cela, deux nombres sont tirés aléatoirement de façon uniforme,  $r_{sup} \in [0, 12.5 \mu\text{m}]$  et  $\theta_{sup} \in [0, 2\pi[$ . Nous avons :  $x_{ij} = x_{rp} + r_{sup} \cdot \cos(\theta_{sup})$  et  $y_{ij} = y_{rp} + r_{sup} \cdot \sin(\theta_{sup})$  où l'indice  $rp$  signifie : réseau parfait, et l'incipe  $sup$  signifie : supplémentaire.
- $p$  : paramètre d'impact := plus petite distance entre le centre d'une fibre et la trajectoire de la particule.
- *corde* : distance parcourue par la particule à l'intérieur d'une fibre.

- $N_\gamma$  : nombre de photons déposés par la particule dans une fibre.  $N_\gamma$  suit une loi de Poisson de moyenne  $\lambda = 20 \gamma/mm$ .

$$P(X = k) = \frac{e^{-\lambda} \lambda^k}{k!}$$

où  $X$  est la variable aléatoire,  $X \in \mathbb{N}$  et  $k \in \mathbb{N}$ .

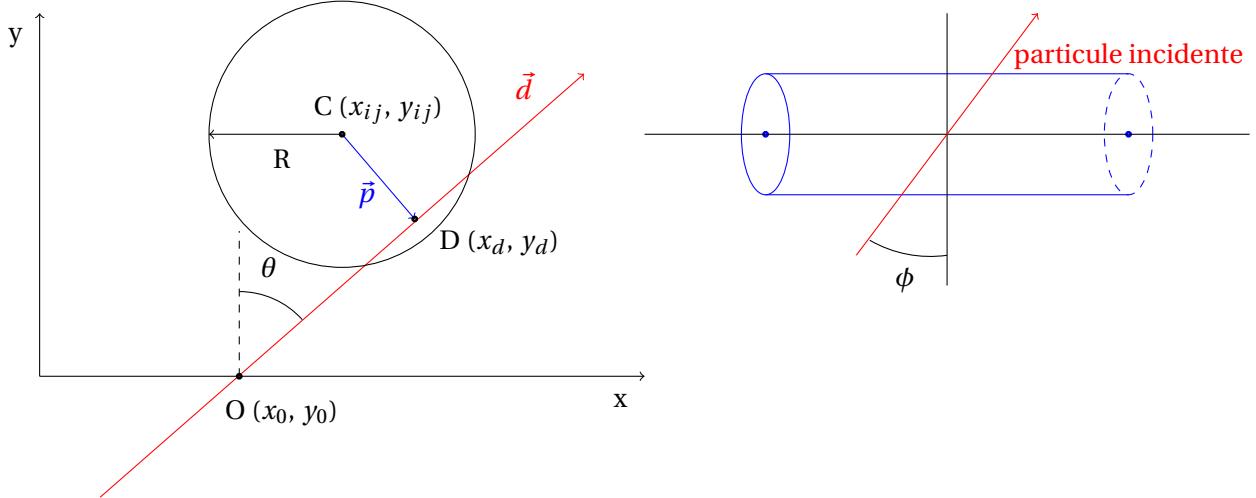


FIGURE 3.2 – Schéma d'une fibre scintillante traversée par la particule incidente.

La figure 3.2 illustre la particule incidente traversant une fibre scintillante. L'origine de la particule est définie par un point  $(x_0, y_0)$  où  $y_0 = 0$ . Le point C représente le centre de la fibre. D est le point sur la trajectoire de la particule dont la distance au centre de la fibre est la plus courte.  $\vec{d}$  est la direction dans l'espace de la particule incidente. Les calculs permettant de déterminer le paramètre d'impact  $p$  ainsi de la valeur de la corde sont détaillés dans l'équation 3.1.

$$p = |\vec{p}| = \sqrt{(x_{ij} - x_d)^2 + (y_{ij} - y_d)^2} \quad \text{corde} = \frac{2\sqrt{R^2 - p^2}}{\cos\phi} \quad (3.1)$$

Il est intéressant de connaître la distance moyenne des fibres traversées par la particule incidente. En prenant  $\theta = 0$  et  $\phi = 0$ , la distance moyenne vaut :

$$\frac{\text{surface de fibres dans un pas du réseau}}{\text{largeur d'un pas du réseau}} = \frac{5\pi R^2}{2R + d_1} = 0.892 \text{ mm}$$

En face de chaque canal, perpendiculairement à l'axe des fibres, sont placés des pixels. Si un pixel reçoit un photon en provenance des fibres, il s'allume. Un pixel ne peut être allumé qu'une seule fois par événement. Chaque canal est divisé en  $4 \times 20 = 80$  pixels couvrant la surface entière d'un canal. En réalité les pixels mesurent  $50 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$  et ont donc une

surface moins élevée que dans la simulation. Cette différence est compensée par un nombre de photons générés inférieur de manière à obtenir la même probabilité d'allumer un pixel. A l'interface entre le réseau de fibres et les pixels, la position dans la fibre de chaque photon est distribuée aléatoirement et uniformément. Cette position est utilisée pour connaître quel pixel est allumé.

### 3.3 Simulation de la réponse électronique

Pour chaque canal, on somme le nombre de pixels enclenchés par un ou plusieurs photons. Il s'agit là de notre signal  $S_0$ . Dans le détecteur physique, le SiPM est connecté à chaque canal et amplifie le signal. Le signal amplifié issu d'un pixel allumé est nommé abusivement "photo-électron". Afin de simuler le bruit électronique, nous ajoutons un bruit d'origine gaussienne croissant avec le nombre de photo-électrons considéré (équation 3.2).

$$S = S_0 + B \quad f(B) = \frac{1}{b\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{B^2}{2b^2}} \quad b = 0.3 \cdot (1 + 0.05 \cdot S_0) \quad (3.2)$$

où :

- $S$  : somme du signal et du bruit.
- $S_0$  : signal ou nombre de photo-électrons.  $S_0 \in \mathbb{N}$ .
- $B$  : bruit électronique.  $B$  suit une distribution gaussienne centrée sur zéro et dont l'écart-type vaut  $b$ .  $B, b \in \mathbb{R}$ .

La figure 3.3 présente le signal à la sortie d'un SiPM mesuré au laboratoire de physique des hautes énergies (LPHE) à Lausanne. Le SiPM a été irradié afin d'augmenter le bruit électronique et de présenter un signal de sortie tel qu'on peut s'attendre à avoir dans le détecteur. La figure 3.4 présente l'allure du signal à la sortie des SiPM dans la simulation en suivant l'équation 3.2. Les paramètres de cette équation ont été ajustés de manière à ce que le bruit ait l'allure la plus semblable à celle que l'on observe sur la figure 3.3. On peut y compter le nombre de photo-électrons malgré le bruit qui croît avec le nombre de photo-électrons. L'allure générale du signal est très proche d'une distribution de Poisson, mais rappelons qu'un effet de saturation dû au nombre fini de pixels altère la distribution.

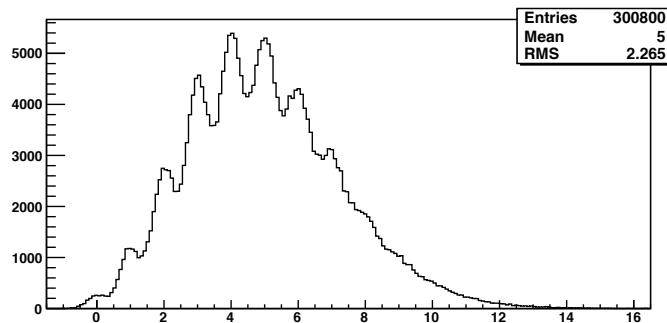


FIGURE 3.3 – Signal mesuré à la sortie d'un SiPM au laboratoire de physique des hautes énergies.

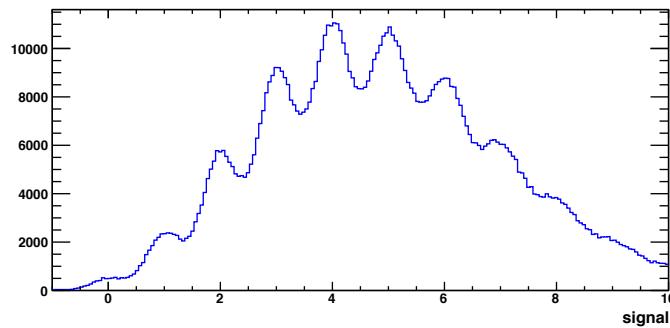


FIGURE 3.4 – Signal composé par un nombre de photo-électrons et un bruit gaussien dans la simulation.

Le signal en fonction du temps collecté à la sortie des SiPM est présenté à la figure 3.5, pour plusieurs amplitudes du signal d'entrée. La surface "sur" la courbe est liée au nombre de photo-électrons. Une méthode possible pour la mesure de l'amplitude du signal consiste dans la mesure du temps passé en dessus d'un seuil d'amplitude. Nous choisissons donc un seuil en amplitude et mesurons le temps écoulé sous le seuil. La figure 3.6 est un ajustement basé sur les courbes de la figure 3.5 permettant la conversion amplitude-temps du signal analogique  $S$ . La fonction de conversion est donnée par la formule 3.3.

$$t = 0.1753 + 11.05 \cdot (S - 1.5)^{0.2859} \quad (3.3)$$

La figure 3.6 présente la fonction de conversion amplitude-temps. Pour chaque valeur du signal d'entrée (nombre de photo-électrons) correspond un temps sous un niveau de seuil. La fonction n'est pas linéaire en raison de la forme du signal en sortie des SiPM et ne passe pas par l'origine (0,0). Jusqu'au niveau de seuil choisi, le temps est nul. La valeur sur l'abscisse jusqu'à laquelle le temps est nul est de 1.5.

### 3.4. Positions et angles des traces dans le trajectographe

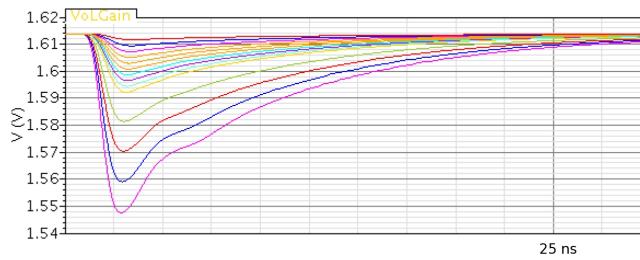


FIGURE 3.5 – Tension en sortie des SiPM en fonction du temps permettant la mesure du temps sous le niveau de seuil. Mesure réalisée sur des SiPM dans le cadre de l’expérience LHCb pour différentes valeurs du signal d’entrée.

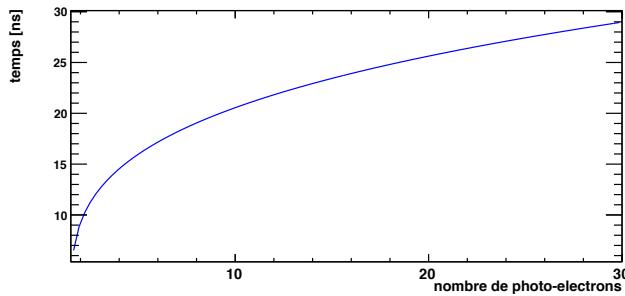


FIGURE 3.6 – Conversion amplitude-temps pour la mesure du temps sous le niveau de seuil.

La valeur du temps  $t$  mesurée sous le seuil est limité à  $t_{sat} \simeq 25 \text{ ns}$  pour des raisons électroniques. Elle est ensuite digitalisée sur  $n$  bits,  $n$  vaut 4, 5 ou 6 ; ce qui s’exprime par une valeur numérisée (voir formule 3.4).

$$N = \text{int}\left(\frac{\min(t_{sat}, t)}{t_{sat}}(2^n - 1)\right) \quad (3.4)$$

### 3.4 Positions et angles des traces dans le trajectographe

La figure 3.7 présente les distributions des positions  $x$  et  $y$  des traces pour la valeur  $z = 8'500 \text{ mm}$ . Cette distance sur l’axe  $z$  correspond environ à la position des trajectographes actuels (Inner Tracker et Outer Tracker). L’échantillon utilisé est du "MinBias" issu des données 2011 comprenant 10'000 événements. Pour chaque trace ayant traversé le trajectographe, la position en  $(x, y)$  est calculée ainsi que les angles  $\theta'$  et  $\phi'$  (toujours pour  $z = 8'500 \text{ mm}$ ). Ces angles sont appelés  $\theta'$  et  $\phi'$  afin d’éviter la confusion avec les angles  $\theta$  et  $\phi$  de cette simulation.  $\theta'$  est l’angle séparant le vecteur quantité de mouvement et l’axe  $z$  dans le détecteur.  $\phi'$  est l’angle séparant la projection de la quantité de mouvement dans le plan  $(x, y)$  et l’axe  $x$ . Sachant que les fibres sont verticales, c’est à dire selon l’axe  $y$  (en réalité elles sont prévues légèrement

inclinées de probablement  $\pm 5^\circ$ ), nous pouvons définir les angles  $\theta$  et  $\phi$  dans le détecteur.  $\theta$  est l'angle séparant la projection de la quantité de mouvement dans le plan  $(x, z)$  et l'axe  $z$ .  $\phi$  est l'angle séparant la projection de la quantité de mouvement dans le plan  $(y, z)$  et l'axe  $z$ . L'équation 3.5 lie les angles  $\theta'$ ,  $\phi'$ ,  $\theta$  et  $\phi$ . Les figures 3.8 et 3.9 présentent les distributions de ces angles.

$$\tan(\theta) = \tan(\theta') \cdot \cos(\phi') \quad \tan(\phi) = \tan(\theta') \cdot \sin(\phi') \quad (3.5)$$

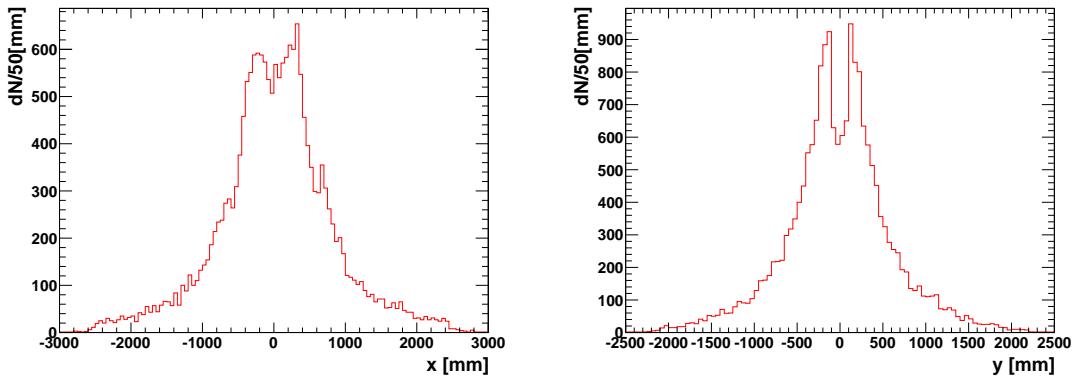


FIGURE 3.7 – Distributions des positions  $x$  et  $y$  des traces pour la valeur  $z = 8'500 \text{ mm}$ , soit au niveau du trajectographe. L'échantillon comporte 10'000 événements de "MinBias" des données 2011.

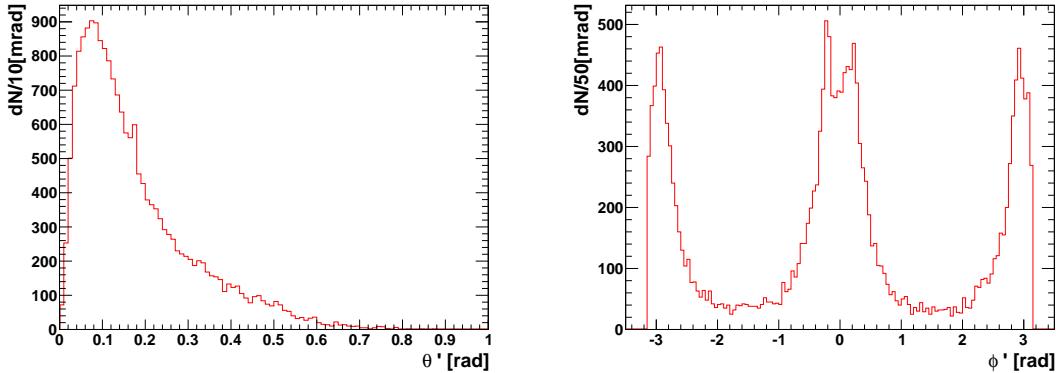


FIGURE 3.8 – Distributions des angles  $\theta'$  et  $\phi'$  des traces pour la valeur  $z = 8'500 \text{ mm}$ , soit au niveau du trajectographe. Les angles  $\theta'$  et  $\phi'$  sont les angles des traces dans le détecteur. L'échantillon comporte 10'000 événements de "MinBias" des données 2011.

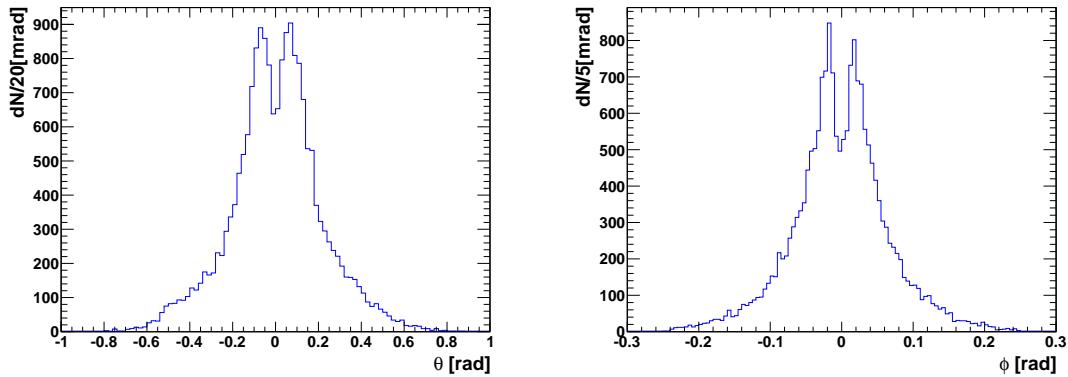


FIGURE 3.9 – Distributions des angles  $\theta$  et  $\phi$  des traces pour la valeur  $z = 8'500 \text{ mm}$ , soit au niveau du trajectographe. Les angles  $\theta$  et  $\phi$  sont les angles des traces dans la simulation. L'échantillon comporte 10'000 événements de "MinBias" des données 2011. Un angle de  $30^\circ$  correspond à la valeur de  $\theta = 0.5236 \text{ rad}$ .

### 3.5 Production d'échantillons de données

Huit échantillons sont produits avec des angles  $\theta$  différents :

- 10'000 événements.
- $x_0 \in [0, 32[$  : distribution uniforme en [mm].
- $\theta = 0^\circ, 5^\circ, 10^\circ, 15^\circ, 20^\circ, 25^\circ, 30^\circ, 35^\circ$ .
- $\phi = 0^\circ$ .

Un échantillon est produit sur une distance réduite sur l'axe  $x$  :

- 100'000 événements.
- $x_0 \in [-0.5, 5[$  : distribution uniforme en [mm]. La particule incidente est simulée seulement dans la première partie du réseau afin de simuler des brèches dans la détection (canaux désactivés) et avant  $x_0 = 0$  pour observer le comportement en bord de réseau en maximisant le nombre d'événements localement. (voir figure 3.15).
- $\theta \in [0, 10^\circ]$  : distribution linéaire décroissante de 0 à  $10^\circ$ .
- $\phi = 0^\circ$ .

### 3.6 Analyse et résultats

Afin de distinguer le signal  $S_0$  du bruit de fond  $B$ , chaque canal est considéré comme sans signal si  $S$  est inférieur à une certaine valeur de seuil. La valeur de cette première coupure vaudra par la suite 1.5 photo-électrons. Pour reconstruire la position de la particule initiale qui a traversé le réseau de fibres, nous construisons des "clusters" dans l'événement. Un cluster est un groupe d'un ou plusieurs canaux successifs dont le nombre de photo-électrons

par canal dépasse la valeur de la première coupure. Il est fort probable (98.9% des cas) que dans la simulation, seul un cluster soit reconstruit. Dans le cas où plusieurs le sont (1.1% des événements)<sup>1</sup>, celui se trouvant le plus près du passage de la particule  $x_0$  est choisi. La position du cluster reconstruit  $x$  est donnée par son "centre de gravité". Pour le calcul de la position du cluster, chacun des canaux est pondéré avec le nombre de photo-électrons lui correspondant, c'est à dire que pour le cas où le signal  $S$  est converti en un temps (voir formule 3.3), nous recalculons le nombre de photo-électrons par la fonction réciproque. De la même façon, si le signal est digitalisé (voir formule 3.4), pour calculer la position du cluster, le signal numérique est d'abord reconvertis en signal analogique. La distance moyenne  $x - x_0$  nous donne la résolution.

$\theta$ [°]	Résolution [ $\mu m$ ]			
	Avec conversion temporelle		Sans conversion temporelle	
	Avec digitalisation	Sans digitalisation	Avec digitalisation	Sans digitalisation
0	51.0	50.9	51.6	50.9
5	48.4	48.4	49.0	48.3
10	50.0	49.9	50.7	49.9
15	62.2	62.1	62.9	62.1
20	71.4	71.3	72.3	71.3
25	77.6	77.4	79.1	77.4
30	153.7	153.6	154.5	153.6
35	335.9	335.9	333.7	335.9

TABLE 3.1 – Résolution du réseau de fibres scintillantes dans les cas suivants : avec ou sans conversion temporelle (temps sous le seuil) et avec ou sans digitalisation (5 bits). Avec une première coupure à 1.5 photo-électrons et une saturation électronique à 25 photo-électrons.

Dans notre modèle, le signal  $S$  est converti en un temps, puis saturé et digitalisé. Afin de comprendre l'influence de chacune de ces étapes, nous mesurons la résolution dans différents cas. Avec ou sans mesure du temps sous le seuil et avec ou sans digitalisation (5 bits). La table 3.1 présente la résolution du réseau de fibres scintillantes avec ou sans conversion temporelle (temps sous le seuil), avec ou sans digitalisation et pour les différentes valeurs de  $\theta$ . Jusqu'à environ 20°, la résolution est en dessous de  $\frac{250\mu m}{\sqrt{12}}$  et de la limite due à la diffusion multiple ( $\sim 70 \mu m$ ). Pour des angles de 30 – 35°, la résolution devient mauvaise. La raison est que pour des angles importants, la largeur des clusters augmente, les proportions des différentes largeurs changent et des clusters larges de 4 canaux font leur apparition (voir table 3.3). La conversion temporelle et la digitalisation influencent peu la valeur de la résolution.

La table 3.2 montre l'évolution de l'efficacité du réseau de fibres scintillantes avec ou sans conversion temporelle (temps sous le seuil), avec ou sans digitalisation et pour différentes valeurs de l'angle  $\theta$ . L'efficacité est excellente, c'est à dire proche ou égale à 100% pour des

1. dans ces cas là, il s'agit de bruit de fond électronique.

$\theta$ [°]	Efficacité [%]			
	Avec conversion temporelle		Sans conversion temporelle	
	Avec digitalisation	Sans digitalisation	Avec digitalisation	Sans digitalisation
0	99.97	99.97	99.97	99.97
5	100	100	100	100
10	100	100	100	100
15	100	100	100	100
20	100	100	100	100
25	100	100	100	100
30	92.88	92.88	92.50	92.88
35	46.85	46.85	45.12	46.85

TABLE 3.2 – Efficacité du réseau de fibres scintillantes dans les cas suivants : avec ou sans conversion temporelle (temps sous le seuil) et avec ou sans digitalisation (5 bits). Avec une première coupure à 1.5 photo-électrons et une saturation électronique à 25 photo-électrons.

angles allant de 0 à 25°. Pour des angles de 30°, l'efficacité décroît aux environ de 93% et c'est pour des angles de 35° qu'elle devient mauvaise avec une valeur inférieure à 50%. Pour des angles aussi prononcés, la reconstruction des clusters est altérée à cause de l'importante largeur des clusters et de sa sensibilité à la première coupure. La conversion temporelle et la digitalisation influencent peu la valeur de l'efficacité. Il est à noter que pour des angles de 0°, l'efficacité n'est pas de 100%. On comprend ce phénomène en observant la figure 3.1 où la particule traversant le réseau verticalement peut traverser une distance dans les fibres inférieure à 500  $\mu m$ .

La table 3.3 présente les proportions des différentes largeurs de cluster pour des angles  $\theta$  de 0, 10, 20 et 30°. La largeur peut être de un à quatre canaux. Plus l'angle  $\theta$  est grand et plus la largeur des clusters est grande. Pour des angles  $\theta$  valant 20 ou 30°, des clusters de largeur égale à quatre canaux apparaissent. Pour des angles de 30°, la proportion de clusters larges d'un canal est plus importante que pour des angles de 20°. La raison est que les clusters sont en moyenne plus larges et que la probabilité que le cluster soit séparé en deux augmente, ce qui implique une hausse des clusters de largeur égale à un.

Les figures 3.10, 3.11, 3.12 et 3.13 montrent l'évolution de la résolution en fonction de la saturation électronique dans les cas suivants : avec ou sans conversion temporelle (temps sous le seuil) et avec ou sans digitalisation (5 bits) pour la valeur de  $\theta = 0^\circ$ . Lorsque la conversion temporelle est appliquée, la résolution est la meilleure pour des valeurs de saturation supérieures à 22 ns. En dessous de cette valeur, la résolution se dégrade jusqu'à une valeur proche de 90  $\mu m$ . Lorsque la conversion temporelle n'est pas appliquée, la résolution est la meilleure pour des valeurs de saturation supérieures à 15 photo-électrons ; en dessous de cette valeur, la résolution se dégrade, atteignant des valeurs d'environ 70  $\mu m$ . On peut voir dans la figure 3.12 des effets dus à la digitalisation où la valeur de la résolution est influencée

$\theta$ [°]	Largeur des clusters [nb de canaux]	Proportions [%]			
		Avec conversion temporelle		Sans conversion temporelle	
		Avec digitalisation	Sans digitalisation	Avec digitalisation	Sans digitalisation
0	1	16.14	16.14	17.38	16.14
	2	77.94	77.94	77.30	77.94
	3	5.89	5.89	5.29	5.89
	4	0	0	0	0
10	1	7.81	7.80	8.79	7.80
	2	72.85	72.86	73.51	72.86
	3	19.34	19.34	17.70	19.34
	4	0	0	0	0
20	1	1.42	1.42	1.70	1.42
	2	43.34	43.33	45.29	43.33
	3	51.16	51.17	49.44	51.17
	4	4.08	4.08	3.57	4.08
30	1	7.75	7.75	8.04	7.75
	2	11.71	11.71	12.61	11.71
	3	53.47	53.46	53.80	53.46
	4	19.95	19.96	18.05	19.96

TABLE 3.3 – Proportions des différentes largeurs de cluster dans les cas suivants : avec ou sans conversion temporelle (temps sous le seuil) et avec ou sans digitalisation (5 bits). Avec une première coupure à 1.5 photo-électrons et une saturation électronique à 25 photo-électrons.

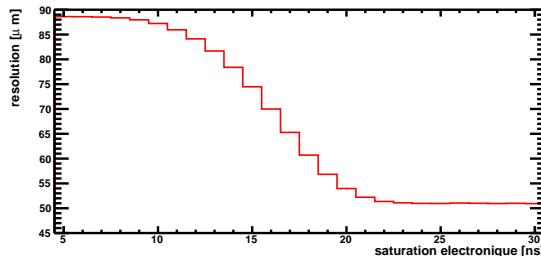


FIGURE 3.10 – Résolution en fonction de la saturation électronique, avec conversion temporelle et avec digitalisation (5 bits). La première coupure est à 1.5 photo-électrons.  $\theta = 0^\circ$ .

par la saturation. Il s'agit là d'un effet de seuil dû à la nature discrète d'un signal numérique.

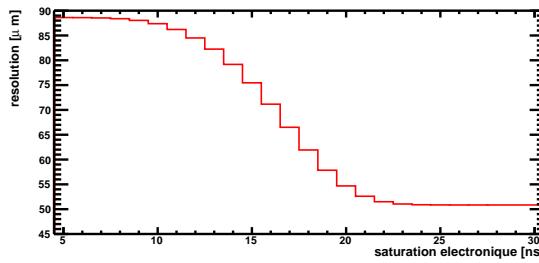


FIGURE 3.11 – Résolution en fonction de la saturation électronique, avec conversion temporelle et sans digitalisation. La première coupure est à 1.5 photo-électrons.  $\theta = 0^\circ$ .

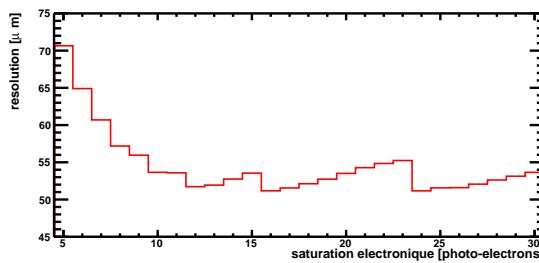


FIGURE 3.12 – Résolution en fonction de la saturation électronique, sans conversion temporelle et avec digitalisation (5 bits). La première coupure est à 1.5 photo-électrons.  $\theta = 0^\circ$ .

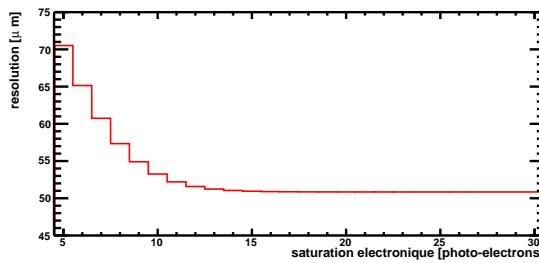


FIGURE 3.13 – Résolution en fonction de la saturation électronique, sans conversion temporelle et sans digitalisation. La première coupure est à 1.5 photo-électrons.  $\theta = 0^\circ$ .

La figure 3.14 présente la dépendance de la résolution sur la saturation électronique dans le cas où la conversion temporelle n'est pas appliquée et dans le cas où la digitalisation est appliquée pour différents nombres de bits, à savoir 4,5 ou 6 bits. La résolution s'améliore avec le nombre de bits de la digitalisation et les effets de seuil diminuent. Il est important de tenir compte de ces effets dans le choix de la valeur de la tension du signal analogique auquel on associe le passage au premier niveau binaire (bit de poids faible). Ces effets s'expliquent par des passages de seuils numériques car le signal  $N$  dépend de la valeur de la saturation (voir figure 3.4).

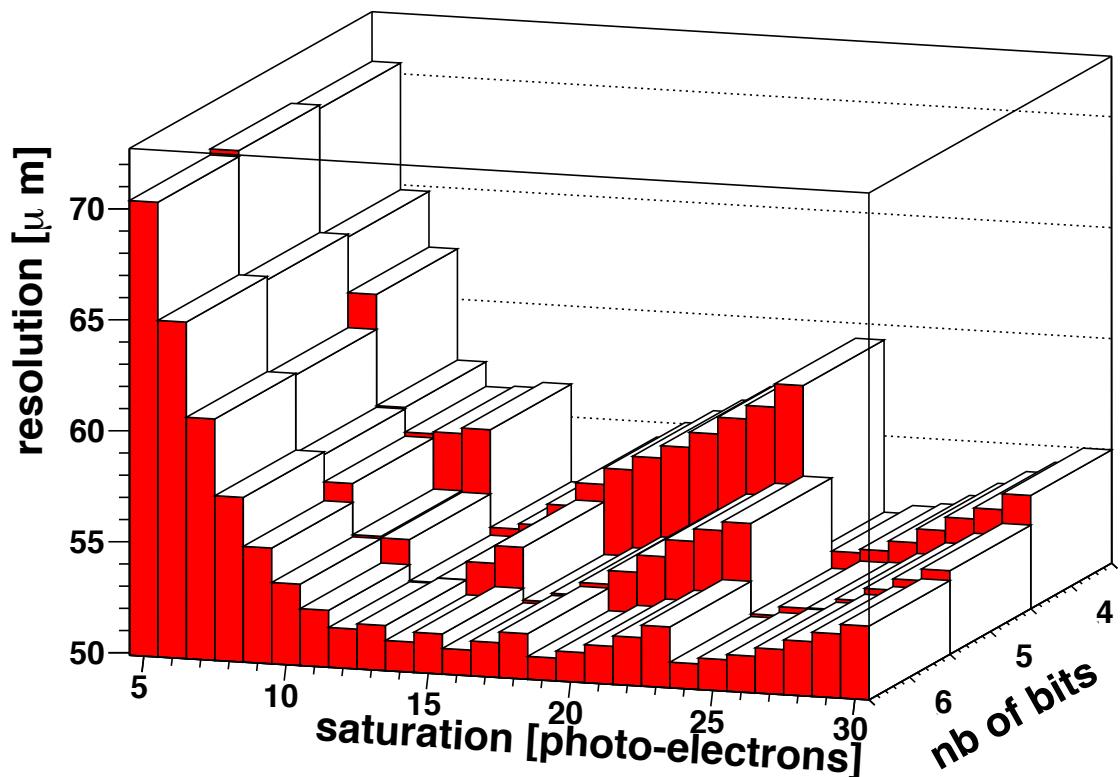


FIGURE 3.14 – Résolution en fonction de la saturation électronique. Sans conversion temporelle et avec digitalisation, pour 4,5 ou 6 bits. La première coupure est à 1.5 photo-électrons.  $\theta = 0^\circ$ .

La figure 3.15 montre l'efficacité de détection en fonction de la position en  $x$  de la particule incidente dans un réseau de 128 canaux (32 mm). Le signal dans les canaux 7, 13 et 14 a été mis à zéro afin de simuler l'écart de 250  $\mu\text{m}$  qu'il peut y avoir au centre d'un SiPM (un détecteur de 128 canaux est constitué de deux "chips" de 64 canaux), entre deux SiPM sur un même réseau de fibres scintillantes (écart de 500  $\mu\text{m}$ ) ou entre deux modules séparant deux réseaux de fibres (on estime la valeur de cette distance à 500  $\mu\text{m}$ ). Vers la position  $x = 0 \text{ mm}$ , on voit comment se comporte l'efficacité en bord de réseaux dont la valeur passe rapidement de 0 à 1. Aux environs de 2.7 mm, la première brèche est due au canal 7 désactivé, la seconde brèche est due aux canaux 13 et 14 désactivés. On mesure la surface absente des deux brèches sur la longueur d'un ou deux canaux (100%).

- brèche 1 : surface = 9.86% sur un canal
- brèche 2 : surface = 50.8% sur deux canaux

Lorsqu'un seul canal est désactivé, l'efficacité est peu altérée et la surface de la brèche est due à l'absence de clusters de largeur égale à un canal. En désactivant deux canaux, la surface de la brèche est plus de dix fois supérieure au premier cas. Cette brèche est due à l'absence de clusters de largeurs égales à un ou deux canaux ne gardant que des clusters de largeur

supérieure.

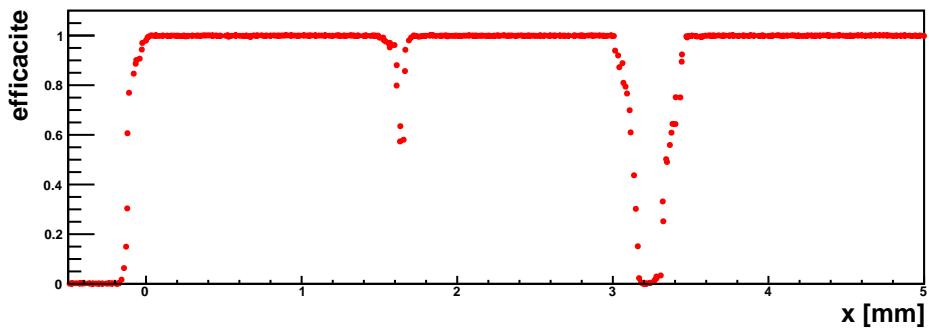


FIGURE 3.15 – Efficacité de détection en fonction de la position en  $x$  de la particule incidente. Des canaux ont été mis artificiellement à zéro pour simuler des trous d'acceptance de 250 et 500  $\mu\text{m}$ .

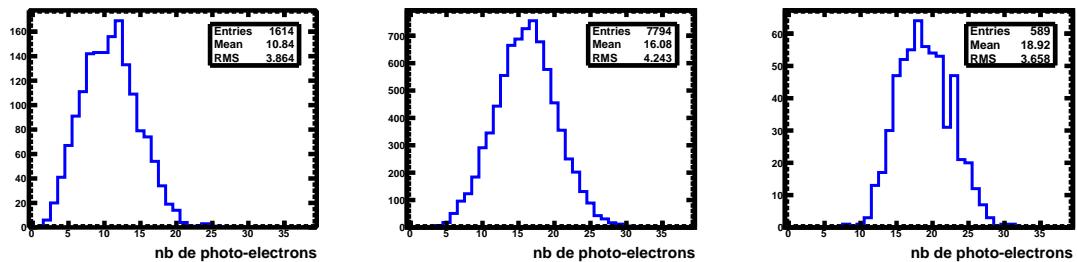


FIGURE 3.16 – Nombre de photo-électrons dans les clusters de largeur égale à un, deux ou trois respectivement de gauche à droite, sans conversion temporelle et sans digitalisation. La première coupure est à 1.5 photo-électrons.  $\theta = 0^\circ$ .

La figure 3.16 présente les distributions du nombre de photo-électrons présents dans les clusters de largeur égale à un, deux ou trois. Le nombre moyen est bien sûr plus élevé pour des clusters larges. Le nombre de photo-électrons ne peut pas être inférieur à deux pour des clusters de largeur égale à un, à quatre pour des clusters de largeur égale à deux, et à six pour des clusters de largeur égale à trois. On peut se servir de ces distributions pour étalonner dans la simulation le nombre moyen de photo-électrons déposés par la particule dans une fibre. On peut aussi s'en servir pour optimiser une méthode de reconstruction des clusters tenant compte du nombre total de photo-électrons en fonction de leur largeur.

La figure 3.17 présente la distance séparant la position du cluster reconstruit et la position initiale de la particule incidente en fonction de la position de la particule incidente dans un canal. Les positions marquées en vert correspondent à des clusters larges de un canal. On voit que si la particule incidente est passée au centre du canal,  $(x - x_0)$  est nul et en s'approchant du bord de la cellule,  $(x - x_0)$  croît vers  $\pm 125 \mu\text{m}$  qui est la distance d'un demi-canal. Les points verts forment une droite qui est plus dense au centre ; cela s'explique par le fait que si

la particule arrive en bord de cellule, la probabilité de créer un cluster plus large augmente. On distingue deux lignes vertes parallèles à la principale (en haut à droite et en bas à gauche de la figure) avec seulement quelques points. Ce sont des clusters reconstruits un canal à côté du passage de la particule. Les positions marquées en bleu correspondent aux clusters larges de deux canaux. La proportion de ces événements est plus importante que pour les autres largeurs. On voit qu'il y a une zone de part et d'autre de la ligne verte principale où il n'y a aucun point bleu. Pour comprendre cela, imaginons que la particule incidente arrive au centre d'un canal. Les clusters sont de largeur égale à deux. Le canal où est arrivé la particule aurait peut-être un signal de vingt photo-électrons, mais le canal à côté possède un signal de deux photo-électrons au minimum à cause de la première coupure à 1.5 photo-électrons. La position reconstruite du cluster est ainsi décalée de la position initiale. Les positions marquées en rouge sont donc pour des clusters larges de trois canaux.

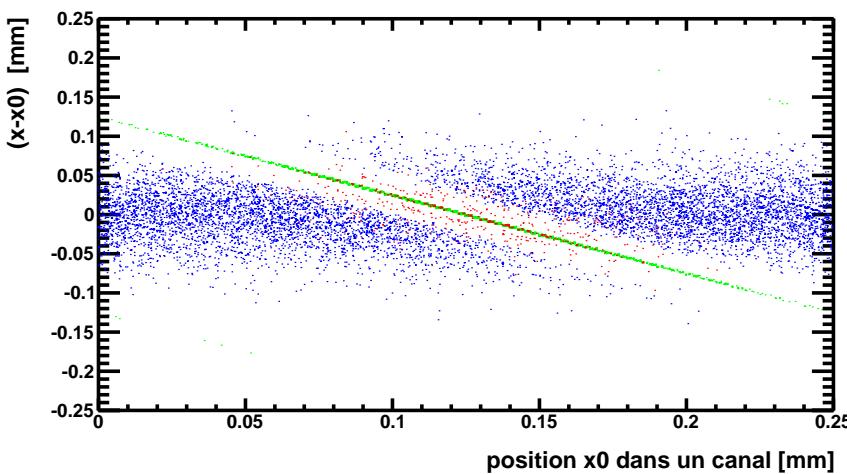


FIGURE 3.17 – Distance séparant la position du cluster reconstruit et la position initiale de la particule incidente en fonction de la position de la particule incidente dans un canal, sans conversion temporelle et avec digitalisation (5 bits),  $\theta = 0$ . Les positions marquées en vert sont pour des clusters larges de un canal, en bleu pour des clusters larges de deux canaux et en rouge pour des clusters larges de 3 canaux.

### 3.7 Remarques

Dans cette étude, on a présenté la conversion du signal analogique  $S$  à la sortie des SiPM par la mesure de l'intervalle de temps sous un niveau de seuil. Cette méthode était d'actualité en 2011, mais maintenant la mesure du signal se fait différemment. En effet les SiPM choisis sont différents et présentent un signal en sortie plus piqué et plus court. On pourrait ainsi mesurer l'intégrale du signal en sortie correspondant directement au nombre de photo-électrons. Pour cette raison, les figures 3.14, 3.15 et 3.16 sont présentées sans cette conversion temporelle. On remarque toutefois que la conversion temporelle n'a pas un effet important sur les résultats (voir tables 3.1, 3.2 et 3.3).

### 3.8 Conclusion

La simulation d'un réseau de fibres scintillantes a permis d'obtenir des valeurs concernant notamment la résolution et l'efficacité que l'on peut attendre de la part du futur trajectographe. Pour des angles  $\theta$  de valeurs allant de 0 à  $15^\circ$ , la résolution vaut environ  $50 \mu m$ . Elle croît jusqu'à une valeur proche de  $79 \mu m$  pour  $\theta = 25^\circ$  et devient bien supérieure aux  $70 \mu m$  de la résolution due à la diffusion multiple pour des angles supérieurs à  $30^\circ$ . L'efficacité d'un réseau de fibres scintillantes est excellente, proche ou égale à 100%, mais cela pour des angles  $\theta$  de valeur allant de 0 à  $25^\circ$ . Pour des angles  $\theta$  de valeur supérieure à  $35^\circ$ , cette efficacité chute en dessous de 50% (en raison du seuil de la première coupure). L'effet d'une digitalisation en 5 bits n'influence que très peu la valeur de la résolution ; elle la détériore d'environ 2% et n'influence en rien la valeur de l'efficacité. La saturation électronique ne doit pas être inférieure à une certaine valeur. Cette valeur est de 15 photo-électrons dans le cas où la conversion temporelle n'est pas appliquée et qu'une digitalisation est faite (sur 5 bits). Il est important que le nombre d'états du signal numérique corresponde à l'amplitude du signal analogique afin d'optimiser la résolution.



## 4 Etude préliminaire sur $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$

L'objectif de ce chapitre est d'étudier les muons issus de la désintégration de la particule  $Z^0$ . Plusieurs variables attachées à ces muons, notamment la quantité de mouvement transverse, le paramètre d'impact au vertex primaire ou encore la qualité de la trace sont observés. Cette étude préliminaire servira pour la recherche du boson de Higgs dans le canal  $H^0 \rightarrow Z^0 Z^{0*} \rightarrow \mu^+ \mu^- l^+ l^-$  (voir chapitre 5) ainsi que pour la recherche du boson de Higgs en production associée (voir chapitre 6). Dans ce second cas, les événements  $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ , qu'il s'agisse des données issues du détecteur ou de la simulation permettront un contrôle de qualité sur les muons utilisés pour cette recherche. Nous allons tester dans ce chapitre les efficacités de déclenchement, de détection de la trace et de l'identification du muon en comparant les données issues du détecteur avec celles du Monte Carlo.

L'algorithme de reconstruction des événements où une particule  $Z^0$  s'est désintégrée en deux muons procède de la façon suivante : tous les muons de l'événement sont passés en revue et ceux passant les coupures sont séparés en deux groupes : les muons de charge électrique positive et ceux de charge électrique négative. Les muons sont ensuite combinés deux à deux pour former la particule mère  $Z^0$  appelée di-muon. Les deux muons doivent provenir du même vertex primaire. La masse invariante doit être supérieure à une valeur minimale et si plusieurs candidats existent dans l'événement, le candidat dont la masse est la plus proche de celle du  $Z^0$  est choisi.

On utilise les données 2011 (voir section 2.4.11) et les échantillons de données MC11  $Z^0/\gamma^* \rightarrow \mu^+ \mu^-$  et  $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  (voir table 2.1).

## 4.1 Présentation des variables

Les coupures appliquées pour cette sélection sont les suivantes :

- $P_T(\mu^+, \mu^-) > 10 \text{ GeV}/c$
- $\text{prob } \chi^2(\mu^+, \mu^-) > 8 \cdot 10^{-4}$
- $\sigma P/P(\mu^+, \mu^-) < 0.15$
- $m(Z^0) > 60 \text{ GeV}/c^2$

Les figures dans cette section montrent les distributions de différentes variables concernant le di-muon et le muon de charge électrique positive. Les distributions des muons de charge électrique négative sont les mêmes.

Les figures 4.1 et 4.2 montrent la masse, les quantités de mouvement transverses et longitudinales du di-muon ainsi que l'angle  $\phi$  séparant les deux muons. Les distributions de l'échantillon de données Monte Carlo sont fidèles à celles des données excepté pour la masse invariante du di-muon qui est légèrement plus large dans les données<sup>1</sup>.

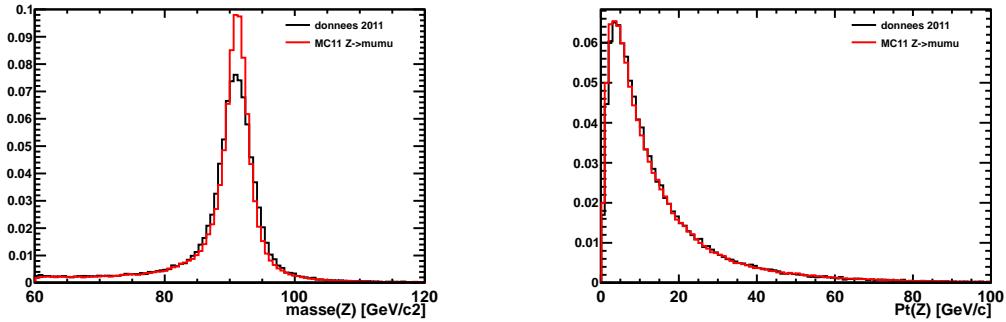


FIGURE 4.1 – Masse invariante (à gauche) et  $P_T$  (à droite) du di-muon.

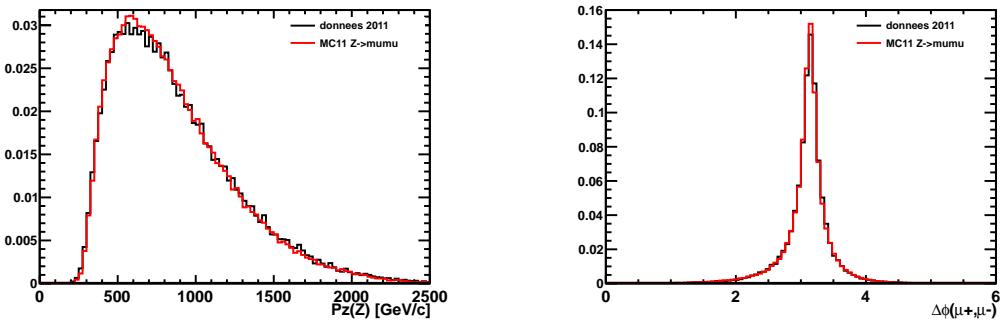


FIGURE 4.2 –  $P_Z$  du di-muon (à gauche) et angle  $\phi$  séparant les deux muons (à droite).

1. En appendice, on présente la masse du di-muon issue des données ajustée à l'aide d'une fonction de BreitWigner additionnée à une Crystal Ball.

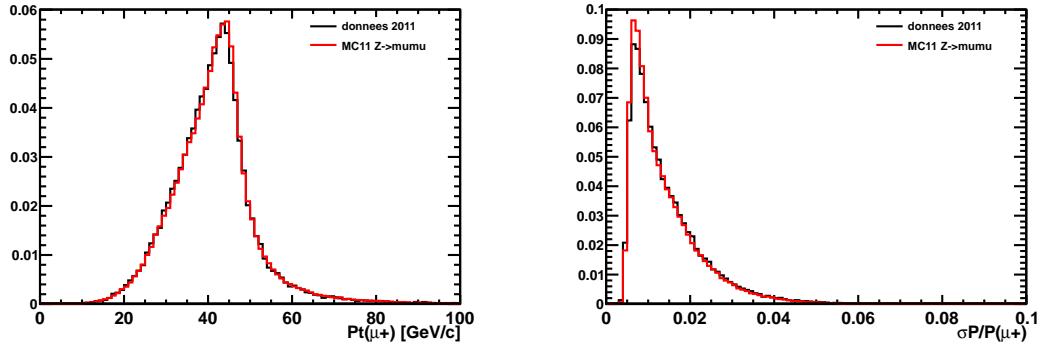


FIGURE 4.3 –  $P_T$  du  $\mu^+$  (à gauche) et erreur relative sur la quantité de mouvement de la trace  $\mu^+$  (à droite).

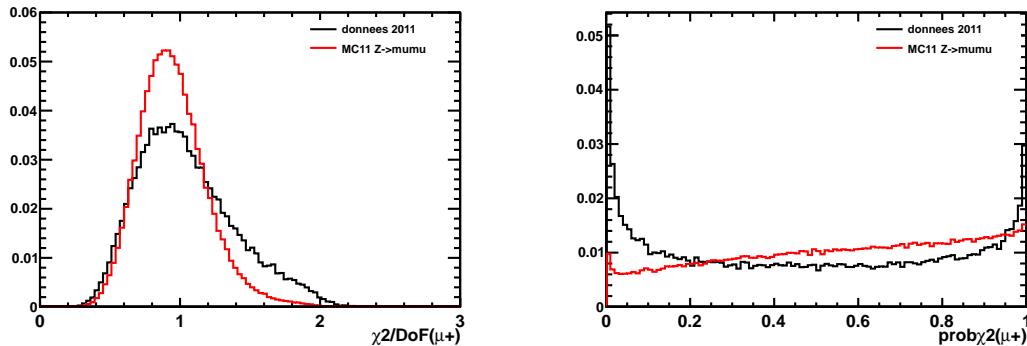


FIGURE 4.4 – Qualité de la trace du  $\mu^+$  donnée par les variables  $\chi^2/DoF$  (à gauche) et par  $prob\chi^2$  (à droite).

La quantité de mouvement transverse et l'erreur relative sur la quantité de mouvement de la trace (voir figure 4.3) sont très bien simulées par le Monte Carlo. Ce n'est pas le cas des variables  $\chi^2/DoF$  et  $prob\chi^2$  (voir figure 4.4). Visuellement, il semble difficile d'établir une coupure sur  $prob\chi^2$ . Il vaudra mieux utiliser  $\chi^2/DoF$ .

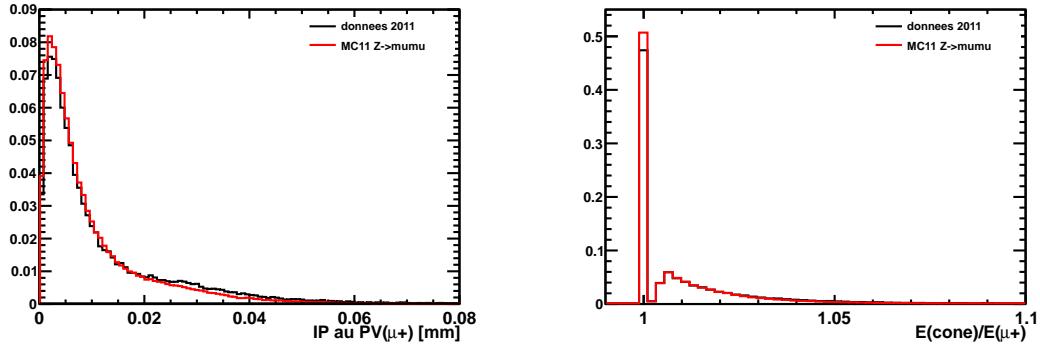


FIGURE 4.5 – Paramètre d’impact au vertex primaire du  $\mu^+$  (gauche) et rapport entre l’énergie dans un cône en  $(\eta, \phi)$  dont le rayon vaut 0.3 entourant le  $\mu^+$  et l’énergie du  $\mu^+$  (droite).

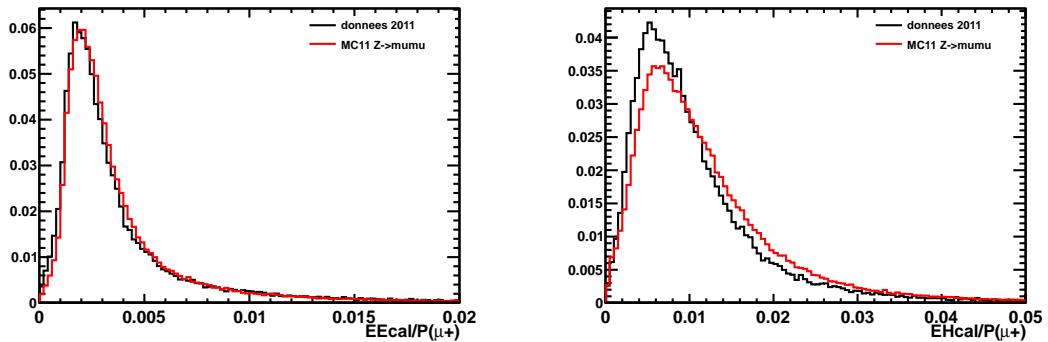


FIGURE 4.6 – Rapport entre l’énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique (gauche) ou hadronique (droite) et la quantité de mouvement du  $\mu^+$ .

La figure 4.5 montre le paramètre d’impact au vertex primaire du  $\mu^+$  ainsi que le rapport entre l’énergie dans un cône en  $(\eta, \phi)$  dont le rayon vaut 0.3 entourant le  $\mu^+$  et l’énergie du  $\mu^+$ . L’énergie dans le cône est la somme des énergies des photons et des traces chargées.

La figure 4.6 présente le rapport entre l’énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique (gauche) ou hadronique (droite) et la quantité de mouvement du  $\mu^+$ . Ce rapport est sans unité et doit être compris entre 0 et 1. Le muon dépose peu d’énergie dans ces calorimètres proportionnellement à son énergie.

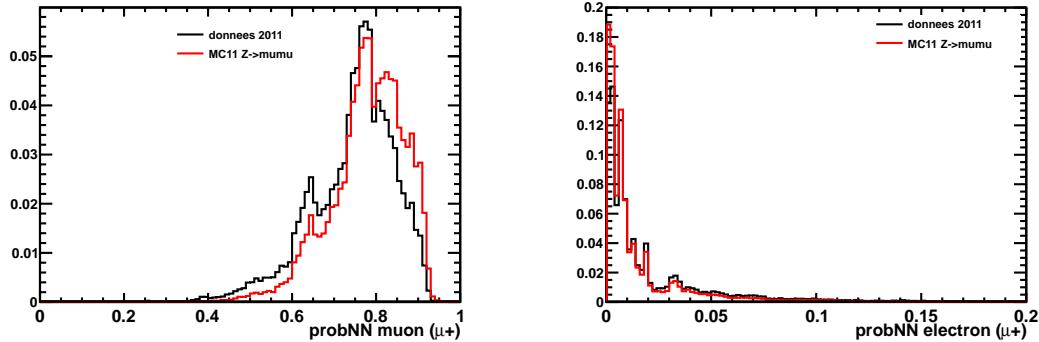


FIGURE 4.7 – Probabilité donnée par le réseau de neurones du  $\mu^+$  d'être un muon (gauche) ou d'être un électron (droite).

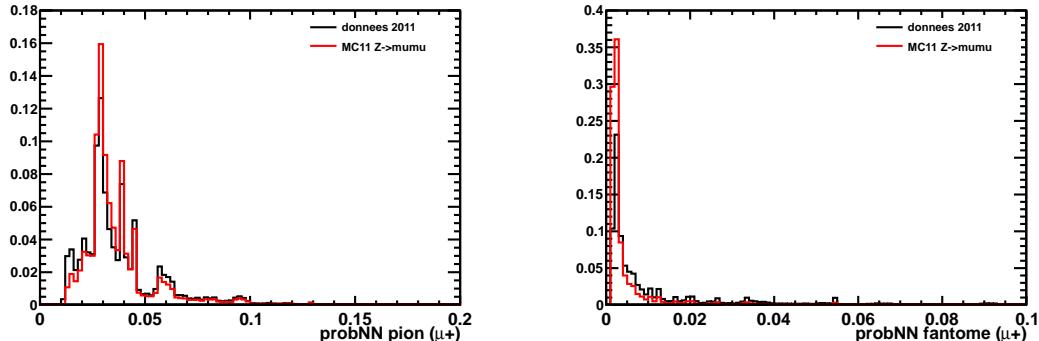


FIGURE 4.8 – Probabilité donnée par le réseau de neurones du  $\mu^+$  d'être un pion (gauche) ou d'être une trace fantôme (droite).

Les figures 4.7 et 4.8 présentent les probabilités que la particule  $\mu^+$  soit un muon, un électron, un pion ou un fantôme<sup>2</sup>. Cette probabilité provient d'un réseau de neurones utilisant les informations provenant des sous-détecteurs VELO, RICH, ECAL, HCAL et des chambres à muons.

2. Une trace fantôme est issue d'une erreur de reconstruction. Cette trace est reconstruite à partir d'impacts dans les trajectographes qui sont issus du passage d'autres particules.

## 4.2 Efficacité de détection et d'identification du muon

Le groupe ElectroWeak à LHCb a mesuré la section efficace de production du  $Z^0$  à  $7 \text{ TeV}$  sur les données 2011 [25] ainsi que les efficacités de détection de la trace du muon, d'identification du muon et aussi de déclenchement de haut niveau sur les données 2011 dans les événements  $Z^0$ .

L'objectif est de comparer le nombre d'événements  $Z^0$  observés par ce groupe avec celui que nous obtenons. Obtenir des nombres similaires permet de valider notre recherche des muons et éventuellement d'utiliser leurs résultats.

Les coupures appliquées par le groupe ElectroWeak pour cette sélection sont les suivantes :

- $P_T(\mu^+, \mu^-) > 20 \text{ GeV}/c$
- $\text{prob } \chi^2(\mu^+, \mu^-) > 1 \cdot 10^{-3}$
- $\sigma P/P(\mu^+, \mu^-) < 0.1$
- $2 < \eta(\mu^+, \mu^-) < 4.5$
- $60 < m(Z^0) < 120 \text{ GeV}/c^2$
- Lignes de déclenchement : L0Muon, Hlt1SingleMuonHighPT, Hlt2SingleMuonHighPT
- Ligne de stripping : StrippingZ02MuMuLineDecision

Le nombre d'événements observés par le groupe ElectroWeak en 2011 est de :

- $N_{EW} = 52'653$  pour  $1013 \text{ pb}^{-1} \pm 3.5\%$ .

En appliquant les mêmes coupures, nous obtenons pour l'année 2011 :

- $N = 54'040$  pour  $1019 \text{ pb}^{-1} \pm 3.5\%$ .

Les nombres d'événements obtenus par  $\text{pb}^{-1}$  diffèrent de 2.6%. Cette différence peut s'expliquer par les choix faits par l'algorithme de sélection des candidats  $Z^0$ .

Nous mesurons maintenant les efficacités de déclenchement de haut niveau, de détection des traces et d'identification des muons sur le Monte Carlo 2011. Pour cela l'échantillon de données utilisé est le MC11  $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  (100'000 evts) où  $2 < \eta(\mu^+, \mu^-) < 4.5$  (voir table 2.1).

En appliquant l'algorithme de reconstruction des candidats  $Z^0$  décrit au début de ce chapitre, avec les coupures de sélection du groupe ElectroWeak (listées ci-dessus sans demander les lignes de déclenchement ou de Stripping), 88'508 événements sont reconstruits. Nous avons donc :

- $\epsilon_{\text{dét}}^{\text{MC}} \cdot \epsilon_{\text{id}}^{\text{MC}} = (88.5 \pm 0.1)\%$ .

Il s'agit ici de l'efficacité de détection des traces (sélection incluse) multipliée par l'efficacité d'identification des muons. Il est important de préciser que les efficacités mentionnées sont pour le couple de muons et non par muon.

L'efficacité de déclenchement est le rapport entre le nombre d'événements reconstruits passant les lignes de déclenchement spécifiques et le nombre d'événements reconstruits. Cela est possible car les événements Monte Carlo permettent de garder l'information sur chacune

## 4.2. Efficacité de détection et d'identification du muon

---

des lignes de déclenchement renseignant si une ligne a été activée ou non. Les lignes de déclenchement sont les suivantes :

- L0Muon
- Hlt1SingleMuonHighPT
- Hlt2SingleMuonHighPT

Le nombre d'événements reconstruits passant les lignes de déclenchement est de 85'126.

L'efficacité de déclenchement vaut  $\epsilon_{déc}^{MC} = \frac{85'126}{88'508}$ . Nous avons donc :

$$- \epsilon_{déc}^{MC} = (96.2 \pm 0.1)\%.$$

Cette efficacité est la probabilité que l'un ou l'autre ou les deux muons déclenchent les lignes de déclenchement. L'efficacité de la ligne de Stripping "Z02MuMuLineDecision" est pratiquement de 100%.

Les différentes efficacités mesurées en fonction de  $\eta$  sur les données 2011 par le groupe Elec-troweak [17] sont présentées dans la table 4.1. Les coupures appliquées sont celles discutées précédemment. Pour les efficacités d'identification et de détection de la trace, la masse du  $Z^0$  doit être dans la gamme :  $85 < m(Z^0) < 100 \text{ GeV}/c^2$ . Les efficacités présentées ici sont par muon et non pour le couple. L'efficacité de détection de la trace comprend également l'efficacité de sélection du muon, c'est à dire les coupures sur le  $P_T$ ,  $\sigma P/P$  et  $prob \chi^2$ .

$\eta$	Efficacité		
	déclenchement	identification	détection de la trace
2.0 - 2.25	0.743	0.968	0.837
2.25 - 2.5	0.786	0.978	0.846
2.5 - 2.75	0.783	0.98	0.872
2.75 - 3.0	0.775	0.983	0.895
3.0 - 3.25	0.761	0.982	0.915
3.25 - 3.5	0.780	0.982	0.928
3.5 - 3.75	0.769	0.985	0.942
3.75 - 4.0	0.733	0.982	0.952
4.0 - 4.25	0.769	0.977	0.950
4.25 - 4.5	0.756	0.899	0.959
2.0 - 4.5	$0.77 \pm 0.01$	$0.98 \pm 0.01$	$0.89 \pm 0.01$

TABLE 4.1 – Efficacités de déclenchement, d'identification du muon et de détection de la trace (incluant la sélection) mesurées sur les données 2011. Les efficacités listées dans ce tableau sont par muon et non pour le couple.

La figure 4.9 présente la distribution en  $\eta$  des  $\mu^+$  dans l'échantillon de données MC11  $Z^0$ . Cette distribution a servi à calculer les efficacités moyennes pondérées, c'est à dire pour les valeurs de  $\eta$  comprises entre 2 et 4.5 à la dernière ligne du tableau 4.1.

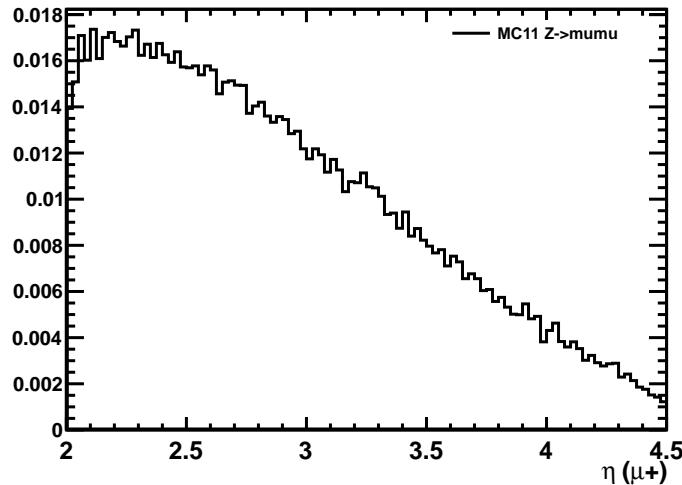


FIGURE 4.9 – Distribution en  $\eta$  des  $\mu^+$  dans l'échantillon de données MC11  $Z^0$ .

Le groupe ElectroWeak a mesuré les valeurs suivantes [25] :

- $\epsilon_{\text{dét}}^{\text{EW}} = (81 \pm 0.9)\%$  := efficacité moyenne de détection des deux traces (sélection incluse).
- $\epsilon_{\text{id}}^{\text{EW}} = (97.5 \pm 0.1)\%$  := efficacité moyenne d'identification des deux muons.
- $\epsilon_{\text{déc}}^{\text{EW}} = (94.6 \pm 0.1)\%$  := efficacité moyenne de déclenchement.

On a en résumé :

- $\epsilon_{\text{dét}}^{\text{MC}} \cdot \epsilon_{\text{id}}^{\text{MC}} = (88.5 \pm 0.1)\%$  à comparer avec  $\epsilon_{\text{dét}}^{\text{EW}} \cdot \epsilon_{\text{id}}^{\text{EW}} = (79.0 \pm 0.9)\%$  (sélection incluse).
- $\epsilon_{\text{déc}}^{\text{MC}} = (96.2 \pm 0.1)\%$  à comparer avec  $\epsilon_{\text{déc}}^{\text{EW}} = (94.6 \pm 0.1)\%$ .

Le Monte Carlo prédit une efficacité de déclenchement légèrement plus importante que celle mesurée dans les données. Ici une seule ligne de déclenchement est choisie pour chaque niveau : bas, haut niveau 1 et haut niveau 2.

La très grande différence entre le Monte Carlo et les données au sujet du produit de l'efficacité de détection des traces (sélection incluse) avec celle d'identification des muons provient de la sélection des muons. En effet la distribution de la variable  $\text{prob } \chi^2$  est très différente pour le Monte Carlo et pour les données (voir figure 4.4). En appliquant la coupure " $\text{prob } \chi^2(\mu^+, \mu^-) > 1 \cdot 10^{-3}$ ", une plus importante part de données est coupée expliquant cette différence.

## 4.2. Efficacité de détection et d'identification du muon

Le groupe ElectroWeak a mesuré les efficacités de détection des traces et d'identification des muons pour les processus  $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  et  $W^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu$  sur les données 2010 et sur le Monte Carlo 2010. Les résultats sont publiés dans des notes internes [26],[27]. Ils sont les suivants :

	Efficacité		
	identification	détection de la trace (sélection non incluse)	détection de la trace (sélection incluse)
MC10	$(99.3 \pm 0.2)\%$	$(98.7 \pm 0.2)\%$	$(97.3 \pm 0.3)\%$
Données 2010	$(98.3 \pm 0.6)\%$	$(97 \pm 2)\%$	$(92 \pm 2)\%$

TABLE 4.2 – Efficacités d'identification et de détection de la trace (incluant ou non la sélection), mesurées sur les données 2010. Les efficacités listées dans ce tableau sont par muon et non pour le couple.

Ces résultats mettent en avant que la sélection du muon réduit considérablement l'efficacité de détection. Comme affirmé plus haut, la raison de cette différence est la coupure sur  $prob \chi^2$ . Regardons alors si cette coupure est une bonne sélection ou non. Pour cela nous observons la distribution en masse de la particule  $Z^0$  reconstruite dans les données et dans le MC11  $Z^0/\gamma^*$ . La figure 4.10 présente la masse invariante du di-muon et qualité de la trace du  $\mu^+$  donnée par la variable  $\chi^2/DoF$  dans le cas où  $prob \chi^2(\mu^+) < 1 \cdot 10^{-3}$ . Le reste des coupures de sélection est celui du groupe ElectroWeak. La partie droite de la figure 4.10 montre les valeurs de  $\chi^2/DoF$  pour les valeurs sélectionnées de  $prob \chi^2 < 10^{-3}$ . On conclut que la variable  $prob \chi^2$  n'est pas utile dans notre cas et réduirait l'efficacité de sélection du muon issu du  $Z^0$  ou du  $W^\pm$  dans le processus du Higgs en production associée.

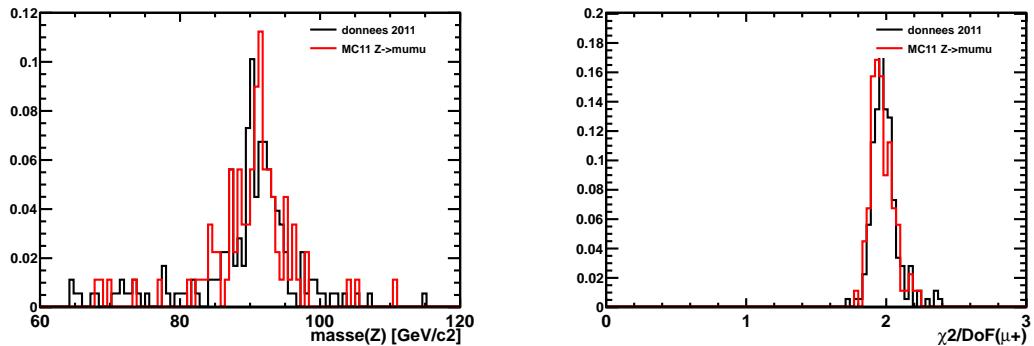


FIGURE 4.10 – Masse invariante du di-muon (à gauche) et qualité de la trace du  $\mu^+$  donnée par la variable  $\chi^2/DoF$  (à droite) dans le cas où  $prob \chi^2(\mu^+) < 1 \cdot 10^{-3}$ . Le reste des coupures de sélection est celui du groupe ElectroWeak, lignes de déclenchement incluses.

Les résultats du groupe ElectroWeak montrent que les différentes efficacités sont plus élevées dans le Monte Carlo que dans les données. Nous établissons un facteur correctif sur les efficacités de détection, d'identification et de déclenchement par muon en nous reposant sur les résultats de ce groupe. Ainsi pour les analyses de la désintégration du Higgs en quatre leptons et pour le Higgs en production associée, nous pourrons utiliser les efficacités données par le Monte Carlo en corrigeant par ce facteur.

Pour calculer le facteur correctif de la détection de la trace par muon (sélection non incluse), nous utilisons les valeurs de la table 4.2. Nous obtenons :

$$- \epsilon_{dét}^{corr}(\mu) = \frac{\epsilon_{dét(1\mu)}^{EW}}{\epsilon_{dét(1\mu)}^{MC}} = \frac{(97 \pm 2)\%}{(98.7 \pm 0.2)\%} = (98.3 \pm 2)\%$$

Pour calculer le facteur correctif d'identification d'un muon, nous utilisons les valeurs de la table 4.2. Nous obtenons :

$$- \epsilon_{id}^{corr}(\mu) = \frac{\epsilon_{id(1\mu)}^{EW}}{\epsilon_{id(1\mu)}^{MC}} = \frac{(98.3 \pm 0.6)\%}{(99.3 \pm 0.2)\%} = (99.0 \pm 0.6)\%$$

Pour calculer le facteur correctif sur l'efficacité des lignes de déclenchement, nous utilisons les valeurs présentées plus haut, issues de [25] et de l'échantillon MC11  $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  :

- $\epsilon_{déc(1\mu)}^{EW} = (77.0 \pm 1.3)\%$  (voir table 4.1)
- $\epsilon_{déc(2\mu)}^{EW} = (94.6 \pm 0.1)\%$  (mesure du groupe EW sur  $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  [25])
- $\epsilon_{déc(2\mu)}^{MC} = (96.2 \pm 0.1)\%$  (mesure sur le Monte Carlo 2011  $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ )

Nous avons que  $(1 - (1 - \epsilon_{déc(1\mu)}^{EW})^2) = (94.7 \pm 2.3)\%$  est la probabilité que au moins un des deux muons déclenche. Cette valeur est compatible à  $\epsilon_{déc(2\mu)}^{EW} = (94.6 \pm 0.1)\%$ . Par le même calcul, nous calculons  $\epsilon_{déc(1\mu)}^{MC} = (80.5 \pm 0.1)\%$ , et nous obtenons :

$$- \epsilon_{déc}^{corr}(\mu) = \frac{\epsilon_{déc(1\mu)}^{EW}}{\epsilon_{déc(1\mu)}^{MC}} = \frac{(77.0 \pm 1.3)\%}{(80.5 \pm 0.1)\%} = (95.7 \pm 1.6)\%$$

L'efficacité de Stripping est mesurée à 100% dans le Monte Carlo, nous n'appliquons pas de facteur correctif pour cette efficacité.

### 4.3 Conclusion

Nous avons pu étudier dans ce chapitre les muons issus de la désintégration de la particule  $Z^0$  dans les données et dans le Monte Carlo. Nous avons mis en évidence que les muons dans les données, s'ils sont issus d'un objet de masse importante comme la particule  $Z^0$ , répondent à certains critères cinématiques, géométriques et d'isolation. Nous avons pu, grâce au travail effectué par le groupe ElectroWeak, établir des facteurs correctifs sur la détection de la trace d'un muon, l'identification d'un muon et également l'efficacité de certaines lignes de déclenchement.

# 5 Recherche du boson de Higgs dans le canal $H^0 \rightarrow Z^0 Z^{0*} \rightarrow \mu^+ \mu^- l^+ l^-$

L'objectif de ce chapitre est de tester la faisabilité d'observer le boson de Higgs dans le canal de désintégration suivant :  $H^0 \rightarrow Z^0 Z^{0*} \rightarrow \mu^+ \mu^- l^+ l^-$  où  $l = \mu, e$ . Le Higgs n'est ici pas en production associée à un  $W^\pm$  ou un  $Z^0$  comme c'est le cas dans l'étude détaillée dans le chapitre 6. La section efficace de production est beaucoup plus importante. En revanche les facteurs de branchement jusqu'aux produits finals sont plus faibles. Dans l'ensemble MC11, nous disposons d'événements de Higgs correspondant à une masse de  $130 \text{ GeV}/c^2$  (voir table 2.1).

## 5.1 Topologie

### 5.1.1 Signal

La figure 5.1 présente le diagramme de Feynman du boson de Higgs produit par une fusion de gluons se désintégrant dans le canal  $H^0 \rightarrow Z^0 Z^{0*} \rightarrow \mu^+ \mu^- l^+ l^-$ . Dans cette désintégration en deux particules  $Z^0$ , l'énergie dans le centre de masse n'est pas suffisante pour générer deux  $Z^0$  sur leur couche de masse.  $Z^0$  que l'on appellera  $Z_1^0$  se désintègre en deux muons<sup>1</sup>; c'est un signal d'une grande pureté (voir chapitre 4).  $Z^{0*}$  que l'on appellera  $Z_2^{0*}$  se désintègre soit en deux muons soit en deux électrons.  $Z_2^{0*}$  est hors couche de masse et sa masse est bien inférieure à  $91 \text{ GeV}/c^2$ .

---

1. En vérité, dans l'échantillon de données concerné,  $Z_1^0$  se désintègre aussi en deux électrons, mais seuls les muons sont sélectionnés.

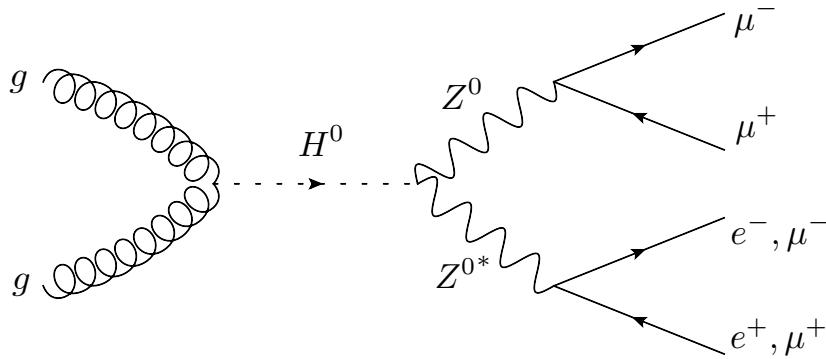


FIGURE 5.1 – Diagramme de Feynman du boson de Higgs produit par une fusion de gluons se désintégrant dans le canal  $H^0 \rightarrow Z^0 Z^{0*} \rightarrow \mu^+ \mu^- l^+ l^-$ .

### 5.1.2 Bruit de fond

Il existe très peu de bruit de fond ayant la même topologie que notre signal ; le processus  $Z^0 Z^0$  est le seul. Or dans ce processus les deux  $Z^0$  sont sur leur couche de masse. Ainsi, le deuxième  $Z^0$ , dont on cherchera une signature en un couple de muons ou d'électrons, aura une masse bien supérieure à la particule  $Z^{0*}$ . Nous étudierons ce processus dans le même temps que le processus de signal.

Une autre source de bruit de fond est le processus  $Z^0$  dont on demande une désintégration en un couple de muons. Dans ce processus il nous manque encore un couple de leptons, mais ces leptons pourraient provenir, par exemple, de la désintégration semileptonique de hadrons produits au même vertex primaire ou de mauvaises identifications de particules, par exemple des pions.

Une estimation du bruit de fond s'obtient dans les données en cherchant un couple de muons de signes opposés formant la masse du  $Z_1^0$  et une paire de muons ou d'électrons de même signe formant la masse du  $Z_2^{0*}$ . Le nombre attendu de bruit de fond pour former  $Z_2^{0*}$  d'une telle signature est le même qu'il s'agisse d'une paire de leptons (même signe) ou d'un couple de leptons (signes opposés).

## 5.2 Sections efficaces des processus étudiés

La section efficace de production du boson de Higgs est tirée de [17] (valeurs officielles utilisées au LHC). La table 5.1 présente les sections efficaces de production du boson de Higgs pour une valeur de masse égale à  $130 \text{ GeV}/c^2$  pour les différents processus de production.<sup>2</sup>

Pour le processus  $Z^0 Z^0$  nous prenons la valeur mesurée fournie par l'expérience ATLAS [28].

2. Cette étude a été réalisée avant l'annonce de la découverte du boson de Higgs le 4 juillet 2012, raison pour laquelle la masse est de 130 et non  $125 \text{ GeV}/c^2$ .

Processus	Section efficace [pb]
fusion de gluons	$14.2 \pm 2.1$
fusion de bosons $W^\pm/Z^0$	$1.17 \pm 0.03$
production $H^0 W^\pm$	$0.50 \pm 0.02$
production $H^0 Z^0$	$0.28 \pm 0.01$
production $H^0 t\bar{t}$	$0.08 \pm 0.01$
somme des processus	$16.23 \pm 2.2$

TABLE 5.1 – Sections efficaces totales des processus de production du boson de Higgs à 7  $TeV$ .  $m(H^0) = 130\,GeV/c^2$ . L'erreur indiquée est une combinaison linéaire de l'erreur due à l'échelle de renormalisation et de l'erreur due aux fonctions de distribution des partons. [17]

$$\sigma(Z^0 Z^0) = 6.7 \pm 0.7(stat)^{+0.4}_{-0.3}(syst) \pm 0.3(lumi) pb.$$

La valeur de la section efficace totale de production de Higgs à 7  $TeV$  pour  $m(H^0) = 125\,GeV/c^2$  est de  $\sigma(H^0)_{m=125} = 17.52 \pm 2.3\,pb$ . La section efficace est ainsi 7.95% plus élevée pour une masse de  $125\,GeV/c^2$ . En revanche le facteur de branchemet d'une désintégration en deux  $Z^0$  est 1.51 fois plus élevé dans le cas d'un Higgs de masse égale à  $130\,GeV/c^2$ .

- $Br(H^0 \rightarrow Z^0 Z^{0*})_{m=125} = (2.64 \pm 0.11)\%$
- $Br(H^0 \rightarrow Z^0 Z^{0*})_{m=130} = (3.98 \pm 0.15)\%$

### 5.3 Algorithme d'analyse

Pour la recherche de la première particule  $Z^0$  en deux muons, l'algorithme est identique à celui explicité dans l'étude préliminaire  $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  (voir chapitre 4).

Tous les muons de l'événement sont passés en revue et ceux passant les coupures sont séparés en deux groupes : les muons de charge électrique positive et ceux de charge électrique négative. Les deux muons doivent provenir du même vertex primaire. Les muons de signes opposés sont ensuite combinés deux à deux pour former la particule mère  $Z_1^0$ . La masse invariante doit être supérieure à une valeur minimale et si plusieurs candidats existent dans l'événement, le candidat dont la masse est la plus proche de celle du  $Z^0$  ( $91\,GeV/c^2$ ) est choisi.

Si un premier  $Z_1^0$  est trouvé, un second  $Z_2^{0*}$  est cherché. La combinaison peut être soit de deux muons soit de deux électrons de signes opposés, génériquement appelés leptons. Les deux leptons doivent être différents de ceux ayant formé  $Z_1^0$ , doivent passer les coupures de présélection et doivent provenir du même vertex primaire que  $Z_1^0$ . La masse du di-lepton doit être supérieure à une valeur minimale. S'il existe plusieurs candidats, celui dont le vertex construit à partir des deux leptons ayant le  $\chi^2/DoF$  le plus bas est choisi.

Pour le couple de muons formant  $Z_1^0$  et pour le couple de leptons formant  $Z_2^{0*}$ , le vertex formé par les deux particules est reconstruit (en utilisant la fonction "VertexFitter" de la classe "DVAAlgorithm" de "DaVinci"). On reconstruit ainsi la particule mère, à savoir  $Z_1^0$  ou  $Z_2^{0*}$ .

Si un  $Z_2^{0*}$  est trouvé, on reconstruit enfin la particule mère de  $Z_1^0$  et  $Z_2^{0*}$ .

### 5.3.1 Echantillons de données

On utilise les données réelles 2011 issues du Stripping ElectroWeak (voir section 2.4.11) et les échantillons simulés avec MC11  $H^0 \rightarrow Z_1^0 Z_2^{0*}$  tel que  $m(H^0)=130 \text{ GeV}/c^2$ ,  $Z_1^0 Z_2^0$  et  $Z^0/\gamma^* \rightarrow \mu^+ \mu^-$  (voir table 2.1).

### 5.3.2 Coupures de préselection

Les coupures appliquées pour la présélection sont les suivantes :

- Coupures pour  $Z_1^0$ 
  - $P_T(\mu^+, \mu^-) > 10 \text{ GeV}/c$
  - $\sigma P/P(\mu^+, \mu^-) < 0.15$
  - $m(Z_1^0) > 60 \text{ GeV}/c^2$
- Coupures pour  $Z_2^{0*} \rightarrow \mu^+ \mu^-$ 
  - $P_T(\mu^+, \mu^-) > 5 \text{ GeV}/c$
  - $\sigma P/P(\mu^+, \mu^-) < 0.15$
  - $m(Z_2^{0*}) > 10 \text{ GeV}/c^2$
- Coupures pour  $Z_2^{0*} \rightarrow e^+ e^-$ 
  - $P_T(e^+, e^-) > 5 \text{ GeV}/c$
  - $\sigma P/P(e^+, e^-) < 0.15$
  - $cloneDist(e^+, e^-) > 5000$
  - $E_{ECAL}/P(e^+, e^-) > 0.08$
  - $m(Z_2^{0*}) > 10 \text{ GeV}/c^2$

### 5.3.3 Présentation des variables

Les distributions présentées dans cette section sont obtenues à partir des processus MC11  $H^0 \rightarrow Z_1^0 Z_2^{0*}$  et  $Z_1^0 Z_2^0$ . Dans un premier temps, on présente les variables en relation avec  $Z_1^0$  se désintégrant en deux muons, puis les variables en relation avec  $Z_2^0$  se désintégrant en deux muons, puis celles en relation avec  $Z_2^0$  se désintégrant en deux électrons et enfin celles concernant la particule mère des deux  $Z^0$ , à savoir le boson de Higgs dans le cas du processus MC11  $H^0$ . On appellera  $Z_2^0$  les particules  $Z_2^{0*}$  ou  $Z_2^0$  des processus  $H^0$  et  $Z_1^0 Z_2^0$  respectivement pour simplifier le langage.

**Variables pour  $Z_1^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$** 

Les variables présentées dans cette section sont prises dans le cas où  $Z_2^0$  se désintègre en deux muons. Il y a une légère différence avec le cas où  $Z_2^0$  se désintègre en deux électrons pour le processus  $Z^0 Z^0$ , notamment dans la forme de la distribution de la masse du di-muon de  $Z_1^0$ . Cette différence sera discutée par la suite.

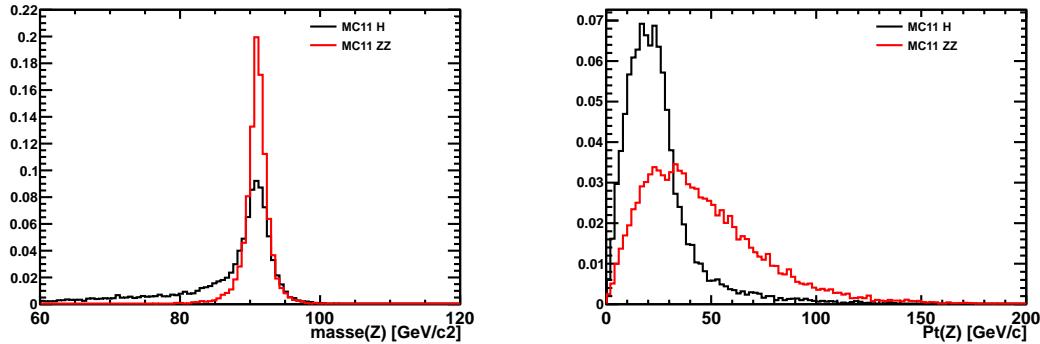


FIGURE 5.2 – Masse invariante (à gauche) et  $P_T$  (à droite) de  $Z_1^0$ .

La figure 5.2 présente une largeur de la masse plus fine dans le cas du processus  $Z^0 Z^0$ . Ce phénomène provient du fait que dans ce processus, deux  $Z^0$  sont sur leur couche de masse et que l'algorithme choisi pour  $Z_1^0$  celui dont la masse est la plus proche de  $91 \text{ GeV}/c^2$  ( $Z_2^0$  est visible à la figure 5.8). On voit à droite que la quantité de mouvement transverse est plus importante dans le cas du processus  $Z^0 Z^0$ . Cela est dû au fait que dans le plan transverse la particule  $Z_1^0$  fait face à la particule  $Z_2^0$  de même masse alors que dans le cas du  $H^0$ , la particule  $Z_1^0$  fait face à  $Z_2^{0*}$  de masse moindre. Si l'on compare cette distribution à celle de  $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  du chapitre 4 (figure 4.1), on voit que la quantité de mouvement transverse est encore moins importante dans le cas du  $Z^0$  produit seul, à  $P_T \sim 0$  en absence de radiation.

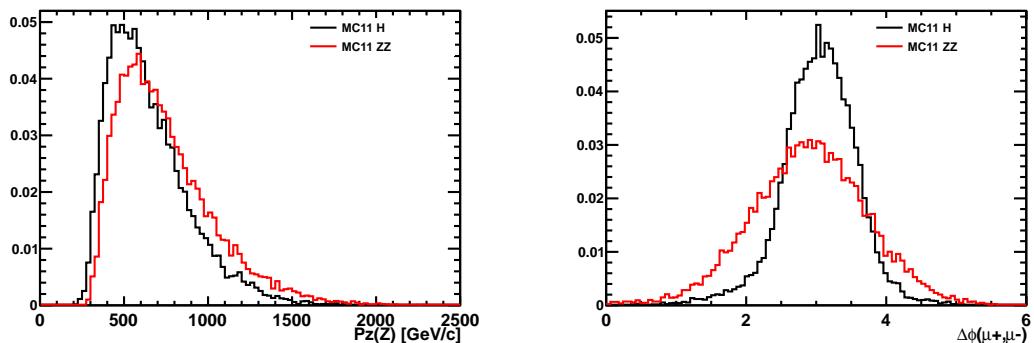


FIGURE 5.3 – Quantité de mouvement longitudinale de  $Z_1^0$  (à gauche) et angle  $\phi$  séparant les deux muons issus de  $Z_1^0$  (à droite).

On peut voir dans la figure 5.4 que la quantité de mouvement transverse du muon est plus importante dans le cas du processus  $Z^0 Z^0$  car le muon bénéficie de la quantité de mouvement transverse de  $Z_1^0$  en plus de celle acquise après désintégration. La figure 5.3 montre un angle  $\phi$  séparant les deux muons plus important dans le cas du processus  $Z^0 Z^0$ . En effet, plus la quantité de mouvement transverse d'une particule est importante et plus l'angle  $\phi$  séparant ses produits de désintégration peut s'éloigner de la valeur  $\pi$  ( $180^\circ$ ). Dans le cas de  $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  (figure 4.2), la distribution de  $\Delta\phi(\mu^+, \mu^-)$  est étroite et centrée autour de  $\pi$ .

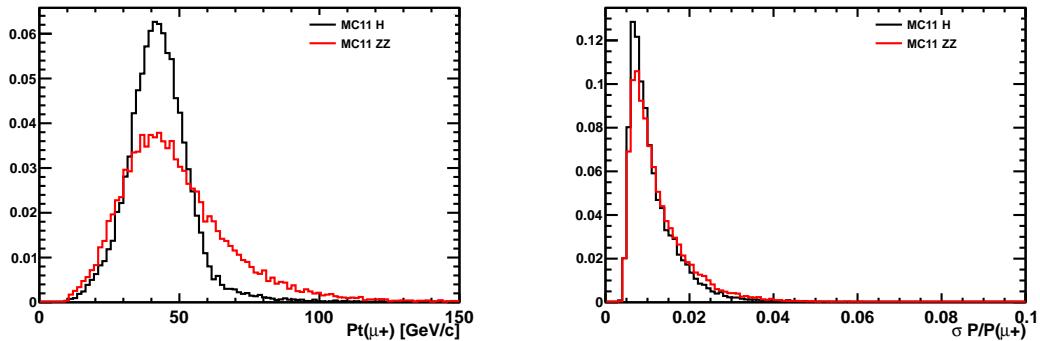


FIGURE 5.4 – Quantité de mouvement transverse (gauche) et erreur relative sur la quantité de mouvement de la trace (droite) du  $\mu^+$  de  $Z_1^0$ .

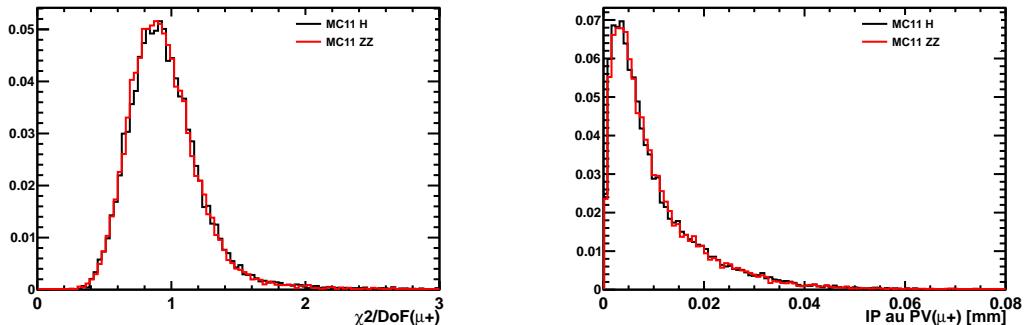


FIGURE 5.5 – Qualité de la trace donnée par la variable  $\chi^2/DoF$  (gauche) et paramètre d'impact au vertex primaire (droite) du  $\mu^+$  de  $Z_1^0$ .

La figure 5.5 montre que le paramètre d'impact des muons est faible ( $< 50 \mu\text{m}$ ) et ainsi que les muons proviennent bien du vertex primaire. La figure 5.6 montre que les énergies déposées dans les calorimètres électromagnétiques et hadroniques sont faibles relativement à la quantité de mouvement. La figure 5.7 montre que les muons sont isolés.

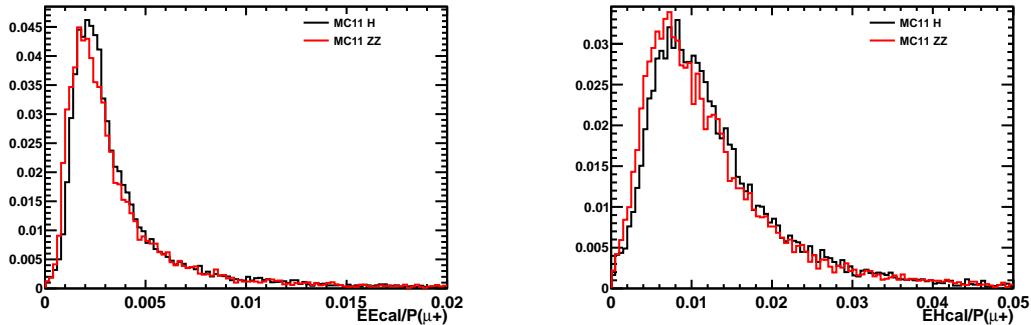


FIGURE 5.6 – Rapport entre l'énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique (gauche) ou hadronique (droite) et la quantité de mouvement du  $\mu^+$  de  $Z_1^0$ .

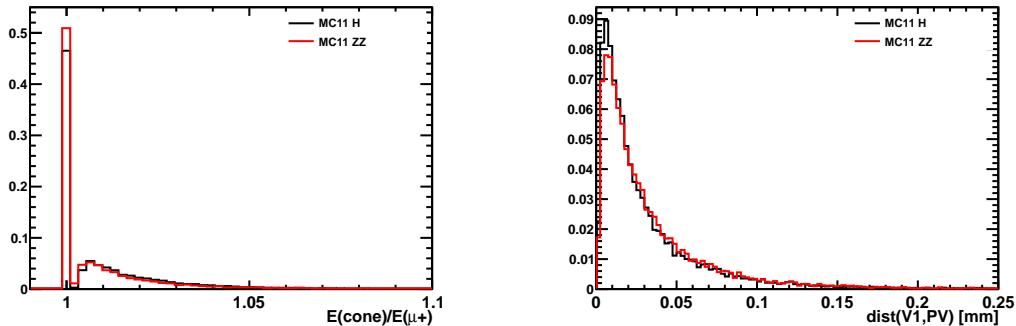


FIGURE 5.7 – Rapport entre l'énergie dans un cône en  $(\eta, \phi)$  dont le rayon vaut 0.3 entourant le  $\mu^+$  et l'énergie du  $\mu^+$  (gauche) et distance entre le vertex construit à partir des deux muons appelé V1 et le vertex primaire (PV) pour la particule  $Z_1^0$ .

Variables pour  $Z_2^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$

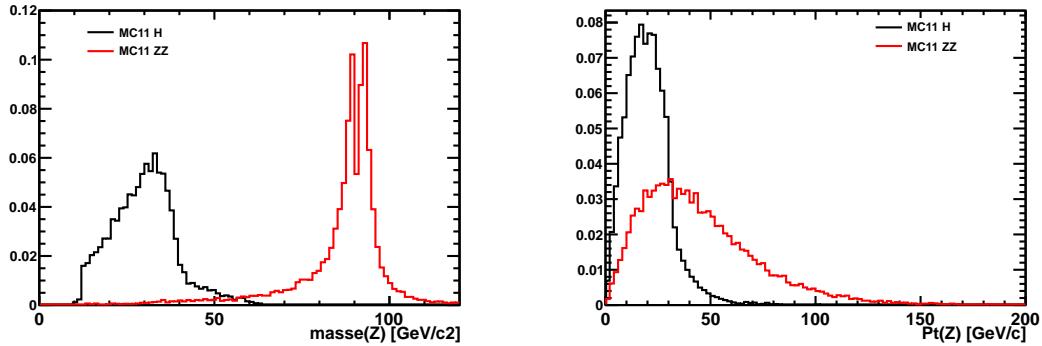


FIGURE 5.8 – Masse invariante (à gauche) et quantité de mouvement transverse (à droite) de  $Z_2^0$ .

La figure 5.8 montre la masse invariante de  $Z_2^0$  (à gauche). Pour le cas du  $H^0 \rightarrow Z^0 Z^{0*}$ , cette masse pique aux alentours de  $32 \text{ GeV}/c^2$  et possède une grande largeur (environ  $20 \text{ GeV}/c^2$ ). La masse de  $Z_2^0$  du processus  $Z^0 Z^0$  possède un creux à l'endroit habituel du pic de masse. Ce phénomène est dû à l'algorithme de reconstruction qui choisit pour  $Z_1^0$  le couple de muons dont la masse est la plus proche de  $91 \text{ GeV}/c^2$ . Ainsi la distribution de masse de  $Z_2^0$  est creusée et possède une queue de distribution que ne possède pas  $Z_1^0$ .

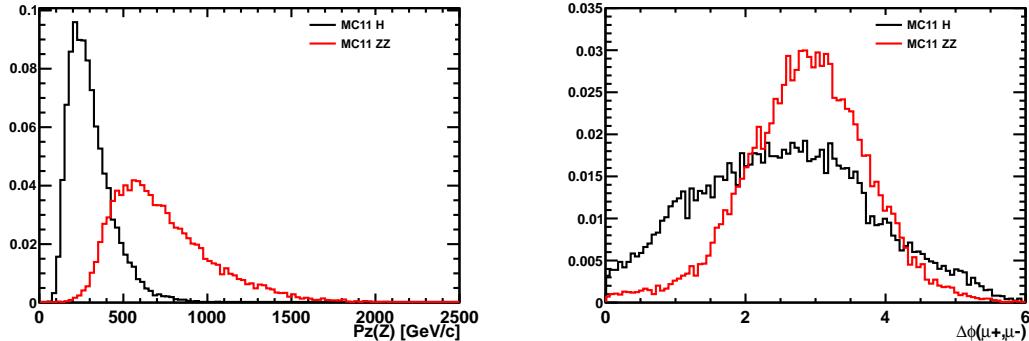


FIGURE 5.9 – Quantité de mouvement longitudinal de  $Z_2^0$  (à gauche) et angle  $\phi$  séparant les deux muons issus de  $Z_2^0$  (à droite).

La figure 5.9 montre la quantité de mouvement longitudinal de  $Z_2^0$  (à gauche) qui dans le cas du processus  $H^0$  est plus faible à cause d'une masse moins importante de  $Z_2^0$ . L'angle  $\Delta\phi$  séparant les deux muons dans le cas du processus  $H^0$  est très grand (éloigné de la valeur  $\pi$ ) car  $Z_2^0$  possède déjà une quantité de mouvement transverse importante et que sa masse est "faible".

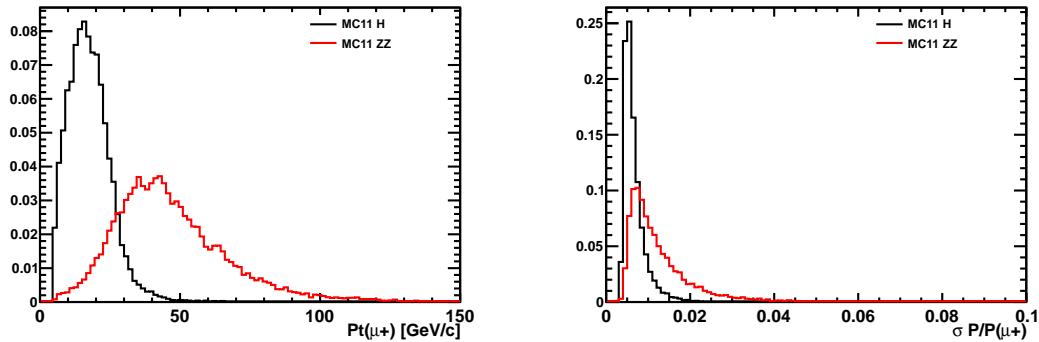


FIGURE 5.10 – Quantité de mouvement transverse (gauche) et erreur relative sur la quantité de mouvement de la trace (droite) du  $\mu^+$  de  $Z_2^0$ .

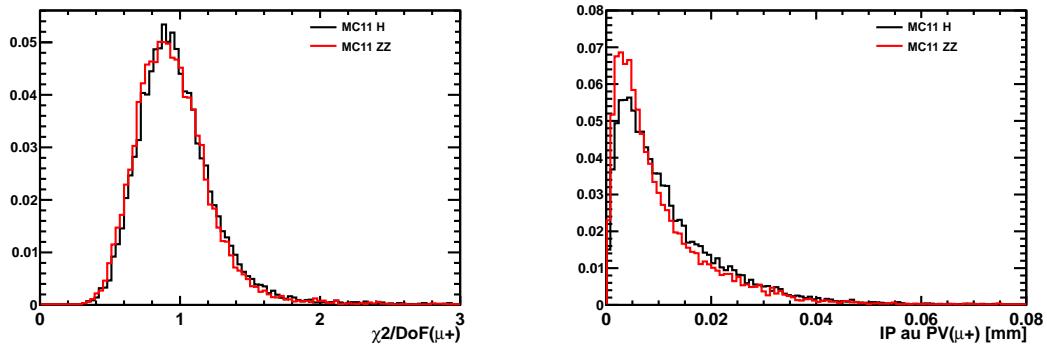


FIGURE 5.11 – Qualité de la trace donnée par la variable  $\chi^2/DoF$  (gauche) et paramètre d'impact au vertex primaire (droite) du  $\mu^+$  de  $Z_2^0$ .

On peut voir sur la figure 5.10 que la quantité de mouvement transverse du muon dans le cas du processus  $H^0$  est plus faible à cause de la masse moins importante de  $Z_2^0$ . Sur la figure 5.11, on voit la qualité de la trace donnée par la variable  $\chi^2/DoF$  et le paramètre d'impact au vertex primaire.

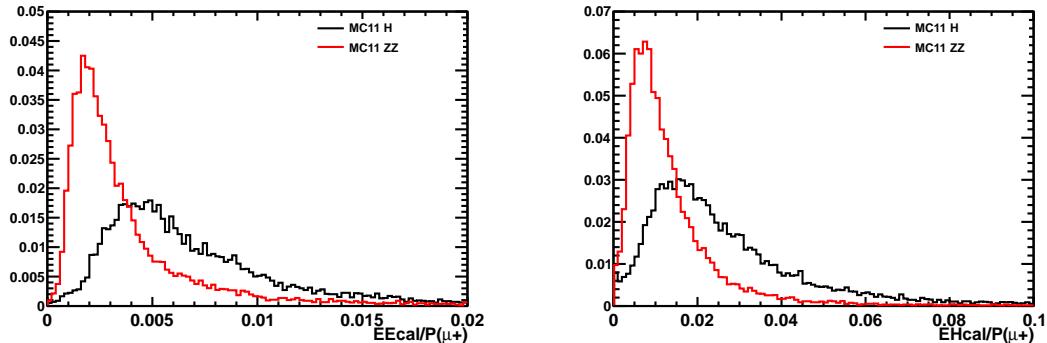


FIGURE 5.12 – Rapport entre l'énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique (gauche) ou hadronique (droite) et la quantité de mouvement du  $\mu^+$  de  $Z_2^0$ .

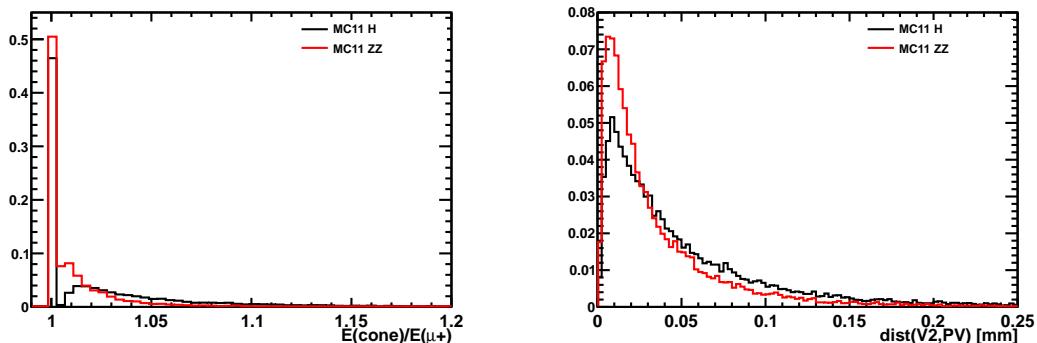


FIGURE 5.13 – Rapport entre l'énergie dans un cône en  $(\eta, \phi)$  dont le rayon vaut 0.3 entourant le  $\mu^+$  et l'énergie du  $\mu^+$  (gauche) et distance entre le vertex construit à partir des deux muons appelé V2 et le vertex primaire (PV).

La figure 5.12 montre que les énergies déposées dans les calorimètres électromagnétiques et hadroniques sont faibles relativement à la quantité de mouvement. Ce rapport est plus faible dans le cas du processus  $Z^0 Z^0$  car à de telles énergies la valeur du dépôt d'énergie  $dE/dx$  est quasiment constant. La figure 5.13 montre que les muons sont isolés. Dans le cas du processus  $H^0 \rightarrow Z^0 Z^{0*}$ , les muons sont moins bien isolés car l'énergie des muons est plus faible.

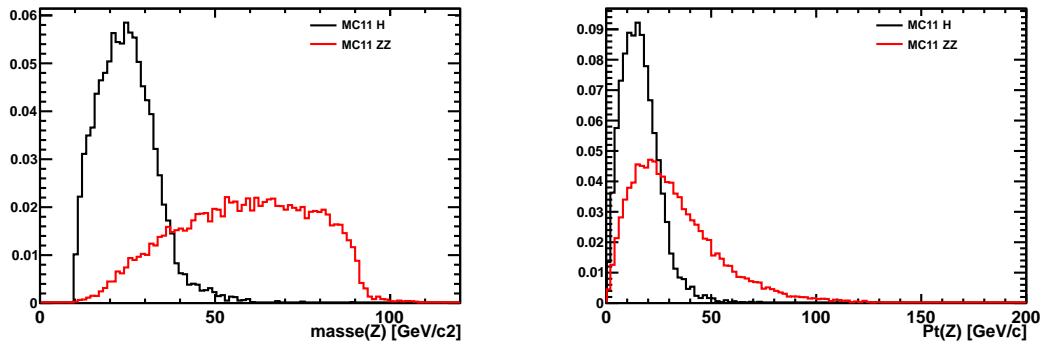
**Variables pour  $Z_2^0 \rightarrow e^+ e^-$** 


FIGURE 5.14 – Masse invariante (à gauche) et quantité de mouvement transverse (à droite) de  $Z_2^0$ .

On peut voir sur la figure 5.14 que la masse de  $Z_2^0$  reconstruite à partir de deux électrons est très large. Une grande partie de l'énergie est perdue ; cela est dû à la combinaison de la perte d'énergie par bremsstrahlung et à la saturation en  $P_T$  du calorimètre électromagnétique correspondant à  $P_T = 10 \text{ GeV}/c$  par cellule. Ce phénomène est d'autant plus marqué dans le cas du processus  $Z^0 Z^0$  ayant une masse de  $Z_2^0$  importante. Si l'on désire obtenir un pic de masse avec une largeur plus étroite, il faut requérir des électrons ayant un  $P_T$  mesuré plus important car ils auront été moins sujets à la saturation (énergie déposée dans plusieurs cellules).

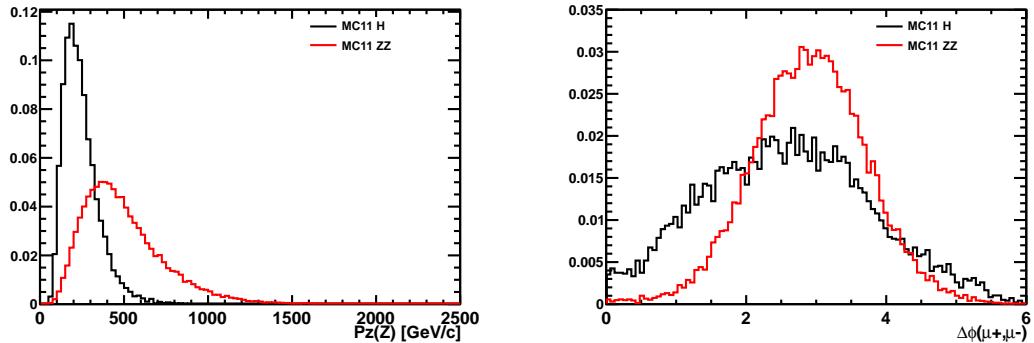


FIGURE 5.15 – Quantité de mouvement longitudinale de  $Z_2^0$  (à gauche) et angle  $\phi$  séparant les deux électrons issus de  $Z_2^0$  (à droite).

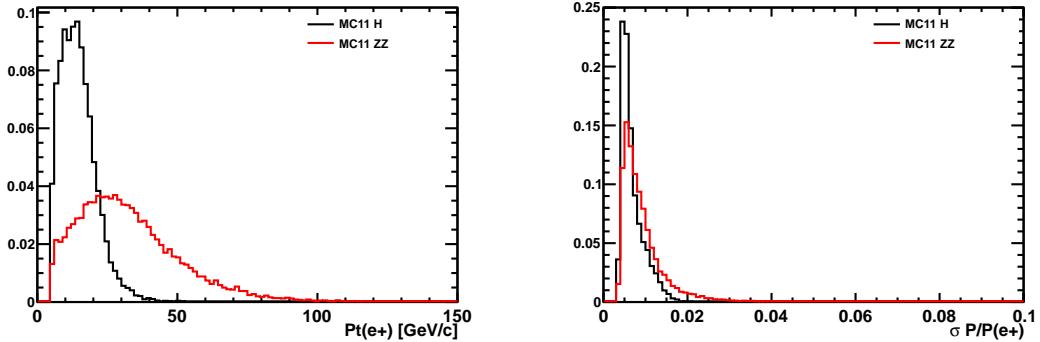


FIGURE 5.16 – Quantité de mouvement transverse (gauche) et erreur relative sur la quantité de mouvement de la trace (droite) du  $e^+$  de  $Z_2^0$ .

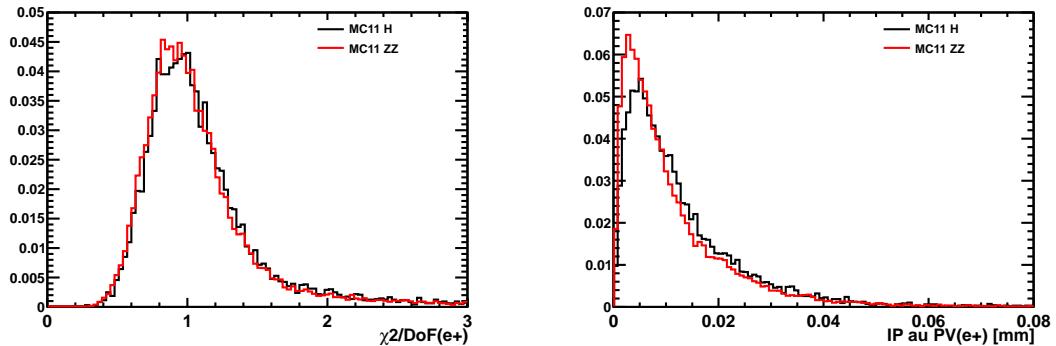


FIGURE 5.17 – Qualité de la trace donnée par la variable  $\chi^2/DoF$  (gauche) et paramètre d'impact au vertex primaire (droite) du  $e^+$  de  $Z_2^0$ .

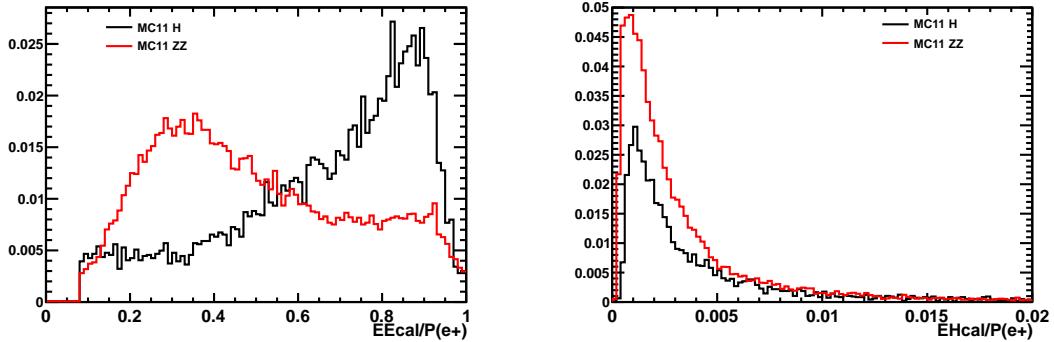


FIGURE 5.18 – Rapport entre l'énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique (gauche) ou hadronique (droite) et la quantité de mouvement du  $e^+$  de  $Z_2^0$ .

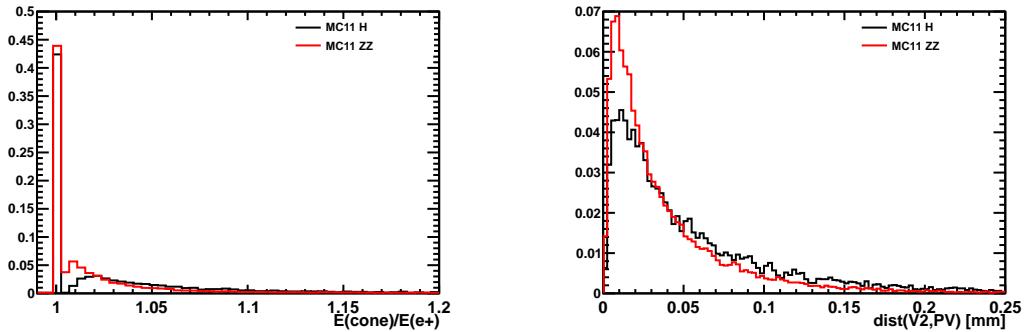


FIGURE 5.19 – Rapport entre l'énergie dans un cône en  $(\eta, \phi)$  dont le rayon vaut 0.3 entourant le  $e^+$  et l'énergie du  $e^+$  (gauche) et distance entre le vertex construit à partir des deux électrons appelé V2 et le vertex primaire (PV).

La figure 5.18 montre que l'énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique est importante (en comparaison des énergies déposées par des muons). Le dépôt relatif à la quantité de mouvement est plus proche de la valeur 1 dans le cas du  $H^0$ . Cela est toujours dû à la saturation du calorimètre électromagnétique à  $P_T = 10 \text{ GeV}/c$  par cellule. Cette variable permet de séparer les électrons des muons ou autres hadrons.

Variables pour l'objet mère  $Z_1^0 Z_2^0$  dans le cas où  $Z_2^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$

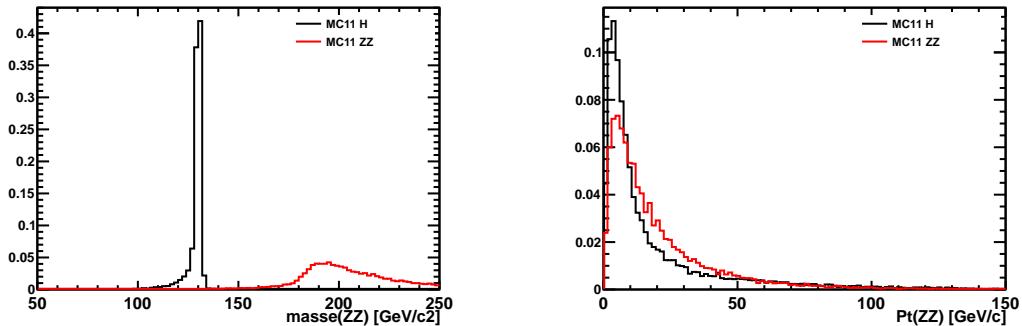


FIGURE 5.20 – Masse invariante (à gauche) et quantité de mouvement transverse (à droite) de  $Z_1^0 Z_2^0$  dans le cas du processus  $H^0$ . Il s'agit de la masse et du  $P_T$  du Higgs.

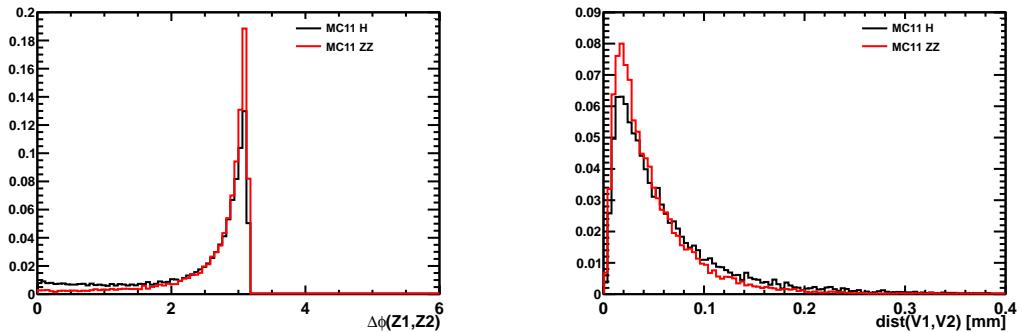


FIGURE 5.21 – Angle  $\phi$  séparant  $Z_1^0$  et  $Z_2^0$  compris entre 0 et  $\pi$  et distance entre les vertex de  $Z_1^0$  et  $Z_2^0$  appelés respectivement V1 et V2.

La figure 5.20 présente la masse de l'objet mère des deux  $Z^0$ . Dans le cas du processus  $H^0$ , on observe un pic à la masse du Higgs, soit  $130 \text{ GeV}/c^2$ . Dans le cas du processus  $Z^0 Z^0$ , la distribution observée n'est pas une résonance et présente son maximum à  $190 \text{ GeV}/c^2$ , soit un peu plus de deux fois la masse du  $Z^0$ . La figure 5.21 montre la séparation angulaire  $\Delta\phi$  de  $Z_1^0$  et  $Z_2^0$  bien marquée à la valeur  $\pi$  témoignant d'une production des deux  $Z^0$  en opposition dans le plan transverse. On voit également (à droite de cette figure) que les vertex V1 et V2 des deux bosons sont proches l'un de l'autre.

Variables pour l'objet mère  $Z_1^0 Z_2^0$  dans le cas où  $Z_2^0 \rightarrow e^+ e^-$

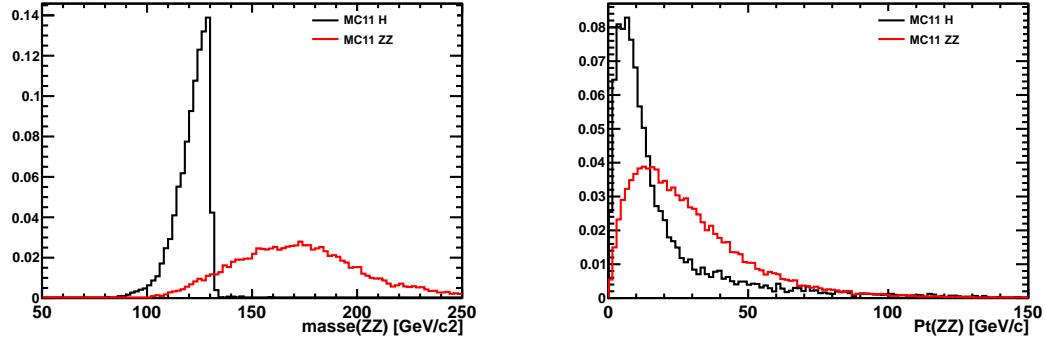


FIGURE 5.22 – Masse invariante (à gauche) et quantité de mouvement transverse (à droite) de  $Z_1^0 Z_2^0$  dans le cas du processus  $H^0$ . Il s'agit de la masse et du  $P_T$  du Higgs.

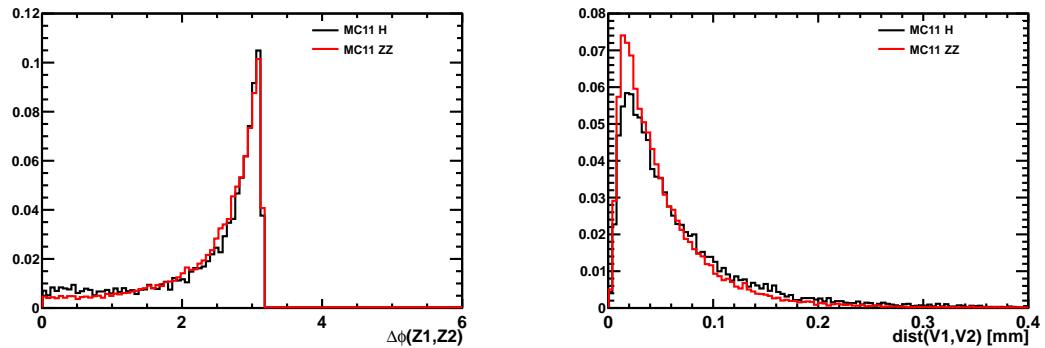


FIGURE 5.23 – Angle  $\phi$  séparant  $Z_1^0$  et  $Z_2^0$  compris entre 0 et  $\pi$  et distance entre les vertex de  $Z_1^0$  et  $Z_2^0$  appelés respectivement V1 et V2.

La figure 5.22 présente la masse de l'objet mère des deux  $Z^0$ . Pour les raisons évoquées plus haut, le pic de masse du Higgs n'est pas aussi net que dans le cas où  $Z_2^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ . La distribution en masse dans le cas du processus  $Z^0 Z^0$  est très large et centrée autour de  $170 \text{ GeV}/c^2$ .

### 5.3.4 Coupures de sélection

Finalement, les coupures appliquées sont les suivantes :

- Coupures pour  $Z_1^0$ 
  - $P_T(\mu^+, \mu^-) > 10 \text{ GeV}/c$
  - $\sigma P/P(\mu^+, \mu^-) < 0.15$
  - $\chi^2/DoF(\mu^+, \mu^-) < 2.5$
  - $m(Z_1^0) > 80 \text{ GeV}/c^2$
- Coupures pour  $Z_2^{0*} \rightarrow \mu^+ \mu^-$ 
  - $P_T(\mu^+, \mu^-) > 5 \text{ GeV}/c$
  - $\sigma P/P(\mu^+, \mu^-) < 0.05$
  - $\chi^2/DoF(\mu^+, \mu^-) < 2$
  - IP au PV( $\mu^+, \mu^-$ ) < 0.05 mm
  - $E_{ECAL}/P(\mu^+, \mu^-) < 0.02$
  - $E_{HCAL}/P(\mu^+, \mu^-) < 0.08$
  - $E_{R=0.3}(\text{cône})/E(\mu^+, \mu^-) < 1.1$
  - $dist(V2, PV) < 0.25 \text{ mm}$
  - $m(Z_2^{0*}) > 10 \text{ GeV}/c^2$
- Coupures pour  $Z_2^{0*} \rightarrow e^+ e^-$ 
  - $P_T(e^+, e^-) > 5 \text{ GeV}/c$
  - $\sigma P/P(e^+, e^-) < 0.05$
  - $cloneDist(e^+, e^-) > 5000$
  - $\chi^2/DoF(e^+, e^-) < 2$
  - IP au PV( $e^+, e^-$ ) < 0.05 mm
  - $E_{ECAL}/P(e^+, e^-) > 0.1$
  - $E_{HCAL}/P(e^+, e^-) < 0.015$
  - $E_{R=0.3}(\text{cône})/E(e^+, e^-) < 1.1$
  - $dist(V2, PV) < 0.25 \text{ mm}$
  - $m(Z_2^{0*}) > 10 \text{ GeV}/c^2$
- Coupures sur l'objet mère de  $Z_1^0 Z_2^{0*}$ 
  - $\Delta\phi(Z_1^0, Z_2^{0*}) > 0.5$
  - $dist(V1, V2) < 0.25 \text{ mm}$
  - $m(Z_1^0 Z_2^{0*}) > 100 \text{ GeV}/c^2$

Les coupures présentées pour  $Z_1^0$  sont les mêmes s'il s'agit du processus  $H^0 \rightarrow Z_1^0 Z_2^{0*} \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$  ou  $H^0 \rightarrow Z_1^0 Z_2^{0*} \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$ . Les coupures sont cinématiques, aucune coupure géométrique n'est faite sur  $Z_1^0$ . La masse est requise supérieure à  $80 \text{ GeV}/c^2$  afin de s'assurer d'avoir une particule  $Z^0$  sur sa couche de masse.

Les coupures pour  $Z_2^{0*} \rightarrow \mu^+ \mu^-$  sont cinématiques et géométriques. On requiert une bonne qualité de trace avec des coupures sur  $\chi^2/DoF(\mu)$  et  $\sigma P/P(\mu)$ , on s'assure d'une isolation avec des coupures sur  $E_{ECAL}/P(\mu)$ ,  $E_{HCAL}/P(\mu)$  et  $E_{R=0.3}(\text{cône})/E(\mu)$ . Des coupures géométriques

sur l'IP au PV des muons et sur la distance entre V2 et le vertex primaire doivent permettre de se débarrasser des événements où des hadrons se désintègrent de manière semileptonique.

Les coupures pour  $Z_2^{0*} \rightarrow e^+ e^-$  sont similaires à celles sur  $Z_2^{0*} \rightarrow \mu^+ \mu^-$ . On demande que l'énergie dans l'ECAL relative à la quantité de mouvement soit supérieure à 0.1 et que l'énergie dans l'HCAL relative à la quantité de mouvement soit inférieure à 0.015, qui est une coupure plus sévère que dans le cas  $Z_2^{0*} \rightarrow \mu^+ \mu^-$ . La coupure sur *cloneDist* permet d'éviter que la trace de l'électron soit un clône.

### 5.3.5 Lignes de déclenchement et lignes de Stripping

Les lignes de déclenchement et de Stripping choisies pour la sélection des événements sont celles qui permettent de détecter le muon de haut  $P_T$  (listées ci-dessous).

- L0Muon
- Hlt1SingleMuonHighPtDecision
- Hlt2SingleMuonHighPtDecision
- StrippingWMuLineDecision

L'efficacité des lignes de déclenchement et de Stripping est présentée pour les échantillons Monte Carlo  $H^0 \rightarrow Z^0 Z^{0*}$  et  $Z^0 Z^0$ . On mesure la proportion d'événements passant les lignes de déclenchement et de Stripping en cascade, c'est à dire que pour la ligne *Hlt1* on rapporte au nombre ayant passé la ligne *L0*, pour *Hlt2* on rapporte au nombre ayant passé *L0* et *Hlt1* et enfin pour le Stripping on rapporte au nombre ayant passé les lignes de déclenchement. Les résultats sont présentés dans les tables 5.2 et 5.3.

Lignes de déclenchement ou de Stripping	Efficacité [%]	
	$H^0 \rightarrow Z^0 Z^{0*} \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$	$Z^0 Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$
L0Muon	$99.97 \pm 0.0002$	$99.95 \pm 0.0002$
Hlt1SingleMuonHighPtDecision	$99.89 \pm 0.0004$	$99.78 \pm 0.0005$
Hlt2SingleMuonHighPtDecision	$100 \pm 0$	$100 \pm 0$
StrippingWMuLineDecision	$100 \pm 0$	$100 \pm 0$
L0Muon et Hlt1SingleMuonHighPtDecision et Hlt2SingleMuonHighPtDecision et StrippingWMuLineDecision	$99.86 \pm 0.0005$	$99.72 \pm 0.0005$

TABLE 5.2 – Efficacité des lignes de déclenchement et de Stripping dans les échantillons de données et MC11  $H^0 \rightarrow Z^0 Z^{0*} \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$  et  $Z^0 Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$  après les coupures de sélection. Les efficacités sont données en cascade. L'erreur est donnée par la loi binômiale.

Lignes de déclenchement ou de Stripping	Efficacité [%]	
	$H^0 \rightarrow Z^0 Z^{0*} \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$	$Z^0 Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$
L0Muon	$99.85 \pm 0.0007$	$99.72 \pm 0.0006$
Hlt1SingleMuonHighPtDecision	$95.89 \pm 0.004$	$95.33 \pm 0.002$
Hlt2SingleMuonHighPtDecision	$100 \pm 0$	$99.98 \pm 0.0002$
StrippingWMuLineDecision	$100 \pm 0$	$100 \pm 0$
L0Muon et Hlt1SingleMuonHighPtDecision et Hlt2SingleMuonHighPtDecision et StrippingWMuLineDecision	$95.83 \pm 0.004$	$95.10 \pm 0.002$

TABLE 5.3 – Efficacité des lignes de déclenchement et de Stripping dans les échantillons de données et MC11  $H^0 \rightarrow Z^0 Z^{0*} \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$  et  $Z^0 Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$  après les coupures de sélection. Les efficacités sont données en cascade. L'erreur est donnée par la loi binômiale.

## 5.4 Résultats

Dans les données 2011, quatre événements ont passé les coupures de présélection : un dans l'analyse en quatre muons et trois dans l'analyse en deux muons et deux électrons. Aucun de ceux-ci ne passe les coupures de sélection.

Dans cette section, ces quatre événements sont étudiés afin de comprendre leurs caractéristiques. Le nombre d'événements attendus pour l'année 2011 dans les données est calculé et pour finir on détermine une limite sur la section efficace de production du signal  $H^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- l^+ l^-$ .

### 5.4.1 Événements avec quatre muons qui ont passé la présélection

La table 5.4 présente l'événement des données 2011 et un événement du MC11  $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  dans la recherche d'un Higgs vers quatre muons. L'événement MC11 choisi présente d'importantes similitudes avec celui des données. Les valeurs des variables qui n'ont pas passé les coupures sont marquées en rouge dans la table.

		Données $\mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$	MC11 $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$
$Z_1^0$	$P_T(\mu^+) \text{ GeV}/c$	20.54	87.0
	$P_T(\mu^-) \text{ GeV}/c$	91.42	27.66
	$\sigma P/P(\mu^+)$	0.0062	0.009
	$\sigma P/P(\mu^-)$	0.014	0.006
	$\chi^2/DoF(\mu^+)$	1.89	1.09
	$\chi^2/DoF(\mu^-)$	1.39	0.99
	$m(Z_1^0) \text{ GeV}/c^2$	88.77	92.66
$Z_2^0$	$P_T(\mu^+) \text{ GeV}/c$	6.49	16.5
	$P_T(\mu^-) \text{ GeV}/c$	20.75	8.93
	$E(\mu^+) \text{ GeV}$	30.5	74.68
	$E(\mu^-) \text{ GeV}$	136.2	51.23
	$\sigma P/P(\mu^+)$	0.004	0.004
	$\sigma P/P(\mu^-)$	0.014	0.004
	$\chi^2/DoF(\mu^+)$	1.59	1.3
	$\chi^2/DoF(\mu^-)$	1.76	1.40
	IP au PV( $\mu^+$ ) mm	0.0044	0.198
	IP au PV( $\mu^-$ ) mm	0.2	0.084
	$E_{ECAL}/P(\mu^+)$	0.012	0.166
	$E_{ECAL}/P(\mu^-)$	0.66	0.007
$Z_1^0 Z_2^{0*}$	$E_{HCAL}/P(\mu^+)$	0.046	0.696
	$E_{HCAL}/P(\mu^-)$	0.30	0.045
	$E_{R=0.3}(\text{cone})/E(\mu^+)$	1.00	3.438
info	$E_{R=0.3}(\text{cone})/E(\mu^-)$	3.48	1.09
	$dist(V2, PV) \text{ mm}$	0.157	0.38
	$m(Z_2^{0*}) \text{ GeV}/c^2$	24.0	24.22
	$\Delta\phi(Z_1^0, Z_2^0)$	3.1	3.02
	$dist(V1, V2) \text{ mm}$	0.69	0.29
	$m(Z_1^0 Z_2^{0*}) \text{ GeV}/c^2$	134.8	127.9
	$evtNumber$	839154860	-
	$runNumber$	92951	-

 TABLE 5.4 – Détails des valeurs des variables de l’événement des données 2011 et de l’événement du MC11  $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  dans la recherche d’un Higgs vers quatre muons.

Dans les données, les événements de bruit de fond attendus possèdent un  $Z^0$  se désintégrant en deux muons et deux autres muons qui proviendraient non pas du vertex primaire comme dans le signal  $H^0 \rightarrow Z^0 Z^{0*}$  mais peut-être de la désintégration semileptonique d’hadrons beaux ou charmés issus de ce vertex. Dans ce cas, on s’attendrait aux effets suivants : un paramètre d’impact des muons important et une distance entre les vertex V1 et V2 ou encore V1 et VP importante. Ces distances mettent en évidence que les muons ne sont pas issus du vertex primaire directement mais de la désintégration d’un objet qui s’est déplacé du vertex primaire. Un hadron beau ou charmé est un bon candidat. On s’attend aussi à observer de l’énergie déposée dans les calorimètres électromagnétiques et/ou hadroniques et à ce que le

muon ne soit pas isolé, c'est à dire qu'il y ait de l'énergie dans le cône autour du muon. Ces derniers symptômes indiquent que le muon se trouve au coeur d'un jet.

En effet, l'événement issu des données et celui issu du Monte Carlo dans la table 5.4 présentent la même pathologie. Un muon ( $\mu^-$  dans les données et  $\mu^+$  dans le MC) avec un important paramètre d'impact, un dépôt important dans les calorimètres, une mauvaise isolation et des distances entre vertex importantes. En allant regarder dans la vérité Monte Carlo de l'événement particulier présenté dans la colonne de droite, le muon positif est tracé et il provient d'une particule  $D^+$  dont le temps de vie  $c\tau = 312\mu m$ . Le  $D^+$ , issu directement de la collision proton-proton, s'est désintégré en  $K^- \pi^+ \mu^+ \nu_\mu$ . La particule  $D^+$  est en fait une particule charmée dont la composition en quarks est " $c\bar{d}$ " possédant dans ce cas un boost  $\gamma = 147$ . La particule  $\pi^+$  est produite quasiment parallèlement au  $\mu^+$  et est responsable du dépôt d'énergie dans les calorimètres. Le muon fait un dépôt dans les chambres à muons et ensemble ces deux particules expliquent la mesure. Ci-dessous sont détaillés les quadrivecteurs ( $P_x, P_y, P_z, E$ ) des particules en question :

- $P(\mu^+)_{\text{mesuré}} = (15.69, -5.13, 72.83, 74.68)$
- $P(\mu^+)_{\text{vérité}} = (7.03, -2.38, 30.94, 31.81)$
- $P(\pi^+)_{\text{vérité}} = (15.59, -5.10, 72.41, 74.25)$

(Les unitées sont  $GeV/c$  et  $GeV$ .) Le muon négatif quant à lui provient de la désintégration d'un  $D^-$  qui, lui, provient de la désintégration d'un  $D_2^*(2460)^0$  issu de la collision proton-proton.

#### 5.4.2 Événements pathologiques avec deux muons et deux électrons

Dans la table 5.5 sont présentés les trois événements observés dans les données qui ont passé les coupures de présélection mais pas celles de sélection ainsi que deux parmi les sept observés dans l'échantillon Monte Carlo  $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ . Dans ces événements, les paramètres d'impact des électrons sont petits et les dépôts dans le calorimètre électromagnétique sont importants. La raison pour laquelle ces événements n'ont pas passé les coupures est le dépôt dans le calorimètre hadronique, ou encore l'énergie dans le cône d'isolation trop élevée.

Les deux événements Monte Carlo détaillés dans la table 5.5 ont été choisis car ils présentent le plus de similitudes avec ceux des données. La vérité Monte Carlo du premier événement révèle que les deux électrons devant former  $Z_2^{0*}$  n'existent pas. Le  $e^+$  est en fait un photon émis par le muon de charge négative formant  $Z_1^0$ . Le photon possède à 1 ou 2% près le même quadri-vecteur quantité de mouvement que l'électron mesuré. Le  $\mu^-$  formant  $Z_1^0$  ayant émis un photon possède moins d'énergie et est mesuré avec moins de quantité de mouvement. C'est la raison pour laquelle  $Z_1^0$  a une masse de seulement  $83.84\text{ GeV}/c^2$ . Le  $e^-$  est en fait un  $\pi^-$ .

		Données $\mu^+ \mu^- e^+ e^-$			MC11 $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$	
		Evt1	Evt2	Evt3	Evt1	Evt2
$Z_1^0$	$P_T(\mu^+) \text{ GeV}/c$	27.18	32.09	45.98	42.42	86.42
	$P_T(\mu^-) \text{ GeV}/c$	79.75	60.65	35.57	40.24	45.37
	$\sigma P/P(\mu^+)$	0.0080	0.0047	0.027	0.016	0.022
	$\sigma P/P(\mu^-)$	0.043	0.020	0.014	0.021	0.013
	$\chi^2/DoF(\mu^+)$	1.46	1.01	1.44	0.713	0.722
	$\chi^2/DoF(\mu^-)$	0.91	0.96	1.64	0.972	0.756
	$m(Z_1^0) \text{ GeV}/c^2$	83.59	92.08	91.34	83.84	95.94
$Z_2^0$	$P_T(e^+) \text{ GeV}/c$	6.93	5.47	5.59	8.74	52.09
	$P_T(e^-) \text{ GeV}/c$	6.84	12.48	9.69	7.37	6.26
	$E(e^+) \text{ GeV}$	52.9	96.6	37.2	123.1	231.2
	$E(e^-) \text{ GeV}$	88.9	42.9	169.2	233.5	118.2
	$\sigma P/P(e^+)$	0.004	0.007	0.004	0.005	0.008
	$\sigma P/P(e^-)$	0.007	0.004	0.006	0.009	0.012
	$\chi^2/DoF(e^+)$	0.92	1.13	1.14	0.800	1.145
	$\chi^2/DoF(e^-)$	1.06	2.16	0.74	0.896	1.144
	IP au PV( $e^+$ ) mm	0.005	0.048	0.010	0.0035	0.0022
	IP au PV( $e^-$ ) mm	0.009	0.046	0.010	0.088	0.0061
	$E_{ECAL}/P(e^+)$	0.452	0.495	0.258	0.703	0.300
	$E_{ECAL}/P(e^-)$	0.551	0.557	0.274	0.229	0.242
	$E_{HCAL}/P(e^+)$	0.029	0.116	0.005	0.003	0.532
	$E_{HCAL}/P(e^-)$	0	0	0.046	0.051	0.076
	$E_{R=0.3}(\text{cone})/E(e^+)$	3.42	1.00	1.00	1.00	1.00
	$E_{R=0.3}(\text{cone})/E(e^-)$	1.23	2.31	1.00	1.08	1.00
	$dist(V2, PV) \text{ mm}$	0.064	0.110	0.144	0.464	0.044
$Z_1^0 Z_2^0$	$m(Z_2^0)^* \text{ GeV}/c^2$	12.92	22.18	10.81	10.5	28.8
	$\Delta\phi(Z_1^0, Z_2^0)$	1.87	2.90	3.06	1.88	3.10
	$dist(V1, V2) \text{ mm}$	0.0093	0.130	0.050	0.496	0.038
info	$m(Z_1^0 Z_2^0)^* \text{ GeV}/c^2$	104.4	122.5	110.6	101.2	200.8
	$evtNumber$	1723519848	2500234401	2806202970	-	-
	$runNumber$	92168	102422	102797	-	-

 TABLE 5.5 – Détails des valeurs des variables des événements de données 2011 et de MC11  $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  dans la recherche d'un Higgs vers deux muons et deux électrons.

La vérité Monte Carlo du second événement révèle que les deux électrons sont en fait des pions créés au vertex primaire. Le  $e^+$  est un  $\pi^+$  se désintégrant dans une chaîne de pions et protons. Le  $e^-$  est un  $\pi^-$  se désintégrant dans une chaîne de pions plus un électron, un neutron et deux kaons.

Dans ces deux événements, la vérité Monte Carlo révèle que les pions confondus avec les électrons se désintègrent dans la première chambre à muons avant les calorimètres.

### 5.4.3 Nombre d'événements attendus pour les processus $H^0$ et $Z^0 Z^0$

Pour le calcul du nombre d'événements attendus, nous utilisons la formule suivante :

$$N = \sigma \cdot Br \cdot \epsilon \cdot \int \mathcal{L} dt \quad (5.1)$$

Où  $N$  est le nombre d'événements attendus pour l'année 2011,  $\sigma$  est la section efficace de production,  $Br$  est le facteur de branchement du canal étudié,  $\epsilon$  est le produit des efficacités et  $\int \mathcal{L} dt$  est la luminosité intégrée.

Les valeurs de ces variables pour l'étude du canal  $H^0 \rightarrow Z^0 Z^{0*} \rightarrow \mu^+ \mu^- l^+ l^-$  ou du canal  $Z^0 Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- l^+ l^-$  sont résumées ci-dessous.  $\epsilon_{acc}$  est l'acceptance géométrique approximative. La valeur est extraite du générateur Pythia.  $\epsilon_{dét}$  est l'efficacité de détection des leptons,  $\epsilon_{id}$  est l'efficacité d'identification des leptons,  $\epsilon_{sél}$  est l'efficacité de sélection des événements. Ces valeurs sont extraites de la sélection des événements Monte Carlo, en vérité on mesure le produit de ces trois efficacités.  $\epsilon_{déc}$  est l'efficacité de passer les lignes de déclenchement,  $\epsilon_{Strip}$  est l'efficacité de Stripping, valeurs extraite du Monte Carlo. Et enfin  $\epsilon_{corr}$  est l'efficacité de correction se basant sur les valeurs calculées à la fin du chapitre 4 où on compare les efficacités dans les données et le Monte Carlo. Pour  $\epsilon_{corr}$ , on tient compte en plus d'une correction faite sur la variable  $\chi^2/DoF(\mu)$  discutée dans la section 6.3.2.

On utilise ainsi une efficacité de correction<sup>3</sup> par muon valant  $\epsilon_{coup}^{corr} = (96.3 \pm 1.4)\%$  (utilisée également pour les électrons). On utilise comme incertitude systématique une combinaison de quelques incertitudes discutées dans la table 6.19 en rapport avec les coupures de sélection. 1.3% pour  $P_T(\mu)$ , 2% pour les lignes de déclenchement et 2% pour le reste des coupures de sélection. On utilise la même systématique pour les électrons que pour les muons. En prenant en compte le fait que nous avons quatre leptons, la systématique vaut 6.9%.

- $H^0 \rightarrow Z^0 Z^{0*} \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$ 
  - $\sigma(H^0) = 16.23 \pm 2.2 \text{ pb}$
  - $Br(H^0 \rightarrow Z^0 Z^{0*}) = (3.98 \pm 0.14)\%$
  - $Br(Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (3.366 \pm 0.007)\%$
  - $\epsilon_{acc}(1.8 < \eta(4\mu) < 4.9) = (1.257 \pm 0.013)\%$
  - $\epsilon_{dét} \cdot \epsilon_{id} \cdot \epsilon_{sél} = (44.6 \pm 0.4)\%$
  - $\epsilon_{déc} = (99.86 \pm 0.0005)\%$
  - $\epsilon_{Strip} = 100\%$
  - $\epsilon_{corr} = (\epsilon_{dét}^{corr} \cdot \epsilon_{id}^{corr})^4 \cdot (1 - (1 - \epsilon_{déc}^{corr})^4) \cdot (\epsilon_{coup}^{corr})^2 = (83.2 \pm 5.1)\%$
  - $L = \int \mathcal{L} dt = 1009 \text{ pb}^{-1} \pm 3.5\%$

$$N = \sigma(H^0) Br(H^0 \rightarrow Z^0 Z^{0*}) (Br(Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-))^2 \epsilon_{acc} \epsilon_{dét} \epsilon_{id} \epsilon_{sél} \epsilon_{déc} \epsilon_{Strip} \epsilon_{corr} L \quad (5.2)$$

$$= 0.00344 \pm 0.00058$$

3. L'indice "coup" indique que la correction est faite sur les coupures de sélection.

- $H^0 \rightarrow Z^0 Z^{0*} \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$ 
  - $\sigma(H^0) = 16.23 \pm 2.2 \text{ pb}$
  - $Br(H^0 \rightarrow Z^0 Z^{0*}) = (3.98 \pm 0.14)\%$
  - $Br(Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (3.366 \pm 0.007)\%$
  - $Br(Z^0 \rightarrow e^+ e^-) = (3.363 \pm 0.004)\%$
  - $\epsilon_{acc}(1.8 < \eta(2\mu, 2e) < 4.9) = (1.257 \pm 0.013)\%$
  - $\epsilon_{dét} \cdot \epsilon_{id} \cdot \epsilon_{sél} = (31.92 \pm 0.36)\%$
  - $\epsilon_{déc} = (95.83 \pm 0.004)\%$
  - $\epsilon_{Strip} = 100\%$
  - $\epsilon_{corr} = (\epsilon_{dét}^{corr} \cdot \epsilon_{id}^{corr})^2 \cdot (1 - (1 - \epsilon_{déc}^{corr})^2) \cdot (\epsilon_{coup}^{corr})^2 = (87.6 \pm 3.8)\%$
  - $L = \int \mathcal{L} dt = 1009 \text{ pb}^{-1} \pm 3.5\%$

$$\begin{aligned}
 N &= \sigma(H^0) Br(H^0 \rightarrow Z^0 Z^{0*}) Br(Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) Br(Z^0 \rightarrow e^+ e^-) \epsilon_{acc} \epsilon_{dét} \epsilon_{id} \epsilon_{sél} \epsilon_{déc} \epsilon_{Strip} \epsilon_{corr} L \\
 &= 0.00249 \pm 0.00040
 \end{aligned} \tag{5.3}$$

Pour le calcul du nombre attendu d'événements pour l'année 2011 de  $H^0 \rightarrow Z^0 Z^{0*} \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$ , aucune correction n'est faite sur la détection et sur l'identification des électrons. Nous prenons donc simplement les nombres fournis par le Monte Carlo. Tenir compte de cette correction abaisserait très probablement la valeur du nombre attendu de quelques pourcents.

En sommant les valeurs calculées dans les équations 5.2 et 5.3, on obtient le nombre attendu d'événements  $H^0 \rightarrow Z^0 Z^{0*} \rightarrow \mu^+ \mu^- l^+ l^-$  pour l'année 2011 (voir équation 5.4).

$$\begin{aligned}
 N_{H^0 \rightarrow Z^0 Z^{0*} \rightarrow \mu^+ \mu^- l^+ l^-} &= N_{H^0 \rightarrow Z^0 Z^{0*} \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-} + N_{H^0 \rightarrow Z^0 Z^{0*} \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-} \\
 &= (0.00344 \pm 0.00058) + (0.00249 \pm 0.00040) \\
 &= 0.00593 \pm 0.00070
 \end{aligned} \tag{5.4}$$

- $Z^0 Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$ 
  - $\sigma(Z^0 Z^0) = 6.7 \pm 0.86 \text{ pb}$
  - $Br(Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (3.366 \pm 0.007)\%$
  - $\epsilon_{acc}(1.8 < \eta(4\mu) < 4.9) = (1.341 \pm 0.013)\%$
  - $\epsilon_{dét} \cdot \epsilon_{id} \cdot \epsilon_{sél} = (54.39 \pm 0.47)\%$
  - $\epsilon_{déc} = (99.72 \pm 0.0005)\%$
  - $\epsilon_{Strip} = 100\%$
  - $\epsilon_{corr} = (\epsilon_{dét}^{corr} \cdot \epsilon_{id}^{corr})^4 \cdot (1 - (1 - \epsilon_{déc}^{corr})^4) \cdot (\epsilon_{coup}^{corr})^2 = (83.2 \pm 5.1)\%$
  - $L = \int \mathcal{L} dt = 1009 \text{ pb}^{-1} \pm 3.5\%$

$$N = \sigma(Z^0 Z^0) (Br(Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-))^2 \epsilon_{acc} \epsilon_{dét} \epsilon_{id} \epsilon_{sél} \epsilon_{déc} \epsilon_{Strip} \epsilon_{corr} L \quad (5.5)$$

$$= 0.0463 \pm 0.0075$$

- $Z^0 Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$ 
  - $\sigma(Z^0 Z^0) = 6.7 \pm 0.86 \text{ pb}$
  - $Br(Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (3.366 \pm 0.007)\%$
  - $Br(Z^0 \rightarrow e^+ e^-) = (3.363 \pm 0.004)\%$
  - $\epsilon_{acc}(1.8 < \eta(2\mu, 2e) < 4.9) = (1.341 \pm 0.013)\%$
  - $\epsilon_{dét} \cdot \epsilon_{id} \cdot \epsilon_{sél} = (42.50 \pm 0.29)\%$
  - $\epsilon_{déc} = (95.10 \pm 0.002)\%$
  - $\epsilon_{Strip} = 100\%$
  - $\epsilon_{corr} = (\epsilon_{dét}^{corr} \cdot \epsilon_{id}^{corr})^2 \cdot (1 - (1 - \epsilon_{déc}^{corr})^2) \cdot (\epsilon_{coup}^{corr})^2 = (87.6 \pm 3.8)\%$
  - $L = \int \mathcal{L} dt = 1009 \text{ pb}^{-1} \pm 3.5\%$

$$N = \sigma(Z^0 Z^0) Br(Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) Br(Z^0 \rightarrow e^+ e^-) \epsilon_{acc} \epsilon_{dét} \epsilon_{id} \epsilon_{sél} \epsilon_{déc} \epsilon_{Strip} \epsilon_{corr} L \quad (5.6)$$

$$= 0.0363 \pm 0.0057$$

Pour le calcul du nombre attendu d'événements pour l'année 2011 de  $Z^0 Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$ , comme pour l'étude du  $H^0$ , aucune correction n'est faite sur la détection et sur l'identification des électrons. Nous prenons donc simplement les nombres fournis par le Monte Carlo.

En sommant les valeurs calculées dans les équations 5.5 et 5.6, on obtient le nombre attendu d'événements  $Z^0 Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- l^+ l^-$  pour l'année 2011 (voir équation 5.7).

$$N_{Z^0 Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- l^+ l^-} = N_{Z^0 Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-} + N_{Z^0 Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-} \quad (5.7)$$

$$= (0.0463 \pm 0.0075) + (0.0363 \pm 0.0057)$$

$$= 0.0826 \pm 0.094$$

#### 5.4.4 Bruit de fond

Le bruit de fond mesuré dans les données en requérant deux muons formant un  $Z^0$  sur sa couche de masse plus deux leptons de même signe formant le  $Z^{0*}$  est nul. Aucun événement n'a passé les coupures de sélection.

Le bruit de fond mesuré dans le processus MC11  $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  est aussi nul. Aucun événement n'a passé les coupures de sélection.<sup>4</sup>

#### 5.4.5 Discussion des résultats

En résumé, on a les résultats suivants :

- Aucun événement avec la même topologie que le signal n'est mesuré dans les données 2011. Cela implique zéro événement de signal et zéro événement de bruit de fond.
- $0.00593 \pm 0.00070$  événements de signal  $H^0 \rightarrow Z^0 Z^{0*} \rightarrow \mu^+ \mu^- l^+ l^-$  sont prédits.
- $0.0826 \pm 0.0094$  événements de bruit de fond  $Z^0 Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- l^+ l^-$  sont prédits.
- 0 événement de bruit de fond est estimé dans les données en utilisant la recherche de deux leptons de même signe.
- 0 événement de bruit de fond est prédit dans le Monte Carlo en utilisant l'échantillon  $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ .

Le bruit de fond  $Z^0 Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- l^+ l^-$  se distingue du signal  $H^0 \rightarrow Z^0 Z^{0*} \rightarrow \mu^+ \mu^- l^+ l^-$  en couvrant une zone de masse de l'objet mère  $Z^0 Z^0$  supérieure (voir figure 5.20 et 5.22).

En utilisant les intervalles de confiance pour des distributions de Poisson (Feldman-Cousins [29]), nous pouvons déduire une limite sur le nombre d'événements de signal observé  $N_{sup}$  et donc une limite sur la section efficace de production  $\sigma_{sup}$ . Nous utilisons le programme *POLE* 1.0 (note [30], mode d'emploi [31]) afin de tenir compte de l'incertitude sur le signal.  $N_{sup}$  dépend du nombre d'événements observés qui est un nombre entier sans incertitude, zéro dans notre cas.  $N_{sup}$  dépend aussi du nombre de bruit de fond attendu ; plus il est grand et plus  $N_{sup}$  est petit. Nous avons zéro événement de bruit de fond attendu. Tenir compte de l'incertitude sur le bruit de fond attendu ne fait pas varier la valeur de  $N_{sup}$  dans le cas où aucun bruit de fond n'est attendu.

Nous utilisons des intervalles de confiance à 95%<sup>5</sup>. La limite supérieure sur le nombre d'événements de signal est de 3.05.

---

4. Les échantillons  $Z^0 + b\bar{b}$  et  $Z^0 + c\bar{c}$  ont également été testés (sans que cela ne soit mentionné plus tôt). Aucun événement ne passe les coupures de sélection.

5. Une option est disponible dans le programme *POLE* prenant en compte dans la construction des intervalles de confiance le fait que, étant donné un nombre observé  $n_0$ , le bruit de fond ne peut pas avoir dépassé cette valeur  $n_0$ . Elle est désactivée dans notre estimation.

En partant de la formule de base 5.1 liant le nombre d'événements attendus à la section efficace de production, on obtient la formule pour les limites supérieures sur ces nombres :

$$N_{sup} = \sigma_{sup} \cdot Br \cdot \epsilon \cdot \int \mathcal{L} dt \quad (5.8)$$

En conjuguant les formules 5.1 et 5.8, on a, à un niveau de confiance de 95% :

$$\begin{aligned} \sigma_{sup}(H^0) &= \frac{N_{sup}}{N} \cdot \sigma(H^0) = \frac{3.05}{0.00593} \cdot 16.23 = 8'348 pb \\ \sigma_{sup}(H^0 \rightarrow Z^0 Z^{0*} \rightarrow \mu^+ \mu^- l^+ l^-) &= \frac{N_{sup}}{N} \cdot \sigma(H^0 \rightarrow Z^0 Z^{0*} \rightarrow \mu^+ \mu^- l^+ l^-) \quad (5.9) \\ &= \frac{3.05}{0.00593} \cdot 0.001464 = 0.753 pb \end{aligned}$$

## 5.5 Conclusion

L'étude du canal  $H^0 \rightarrow Z^0 Z^{0*} \rightarrow \mu^+ \mu^- l^+ l^-$  dans les données et le Monte Carlo apporte les résultats suivants : seulement  $0.00593 \pm 0.00070$  événements sont prédits passant les coupures de sélection. Ce très faible nombre est dû principalement aux facteurs de branchement considérés. Aucun événement n'est mesuré dans les données 2011 avec cette topologie. Nous pouvons calculer une limite sur la section efficace de production qui vaut :  $\sigma_{sup}(H^0) = \frac{N_{sup}}{N} \cdot \sigma(H^0) = \frac{3.05}{0.00593} \cdot 16.23 = 8'348 pb$ .

# 6 Recherche du boson de Higgs en production associée

Dans cette étude, nous allons chercher à mettre en évidence la production du boson de Higgs associé à un boson vecteur. Avec une masse de  $125 \text{ GeV}/c^2$ , son principal mode de désintégration est une paire de quarks  $b\bar{b}$ . C'est dans ce canal que va être recherché le boson de Higgs. Sans association à un boson vecteur  $W^\pm$  ou  $Z^0$ , ce signal serait totalement noyé dans un bruit de fond de hadrons beaux. C'est pour cette raison que cette étude se porte sur une production associée [1], [2], [3] et [4]. Le boson associé  $W^\pm$  ou  $Z^0$  peut se désintégrer dans la voie leptonique produisant un muon pour le  $W^\pm$  ou deux muons pour le  $Z^0$ . Nous allons nous servir d'un muon issu de l'une ou l'autre de ces désintégrations comme signature pour cette recherche. Le canal de désintégration en  $e^\pm$  n'est pas considéré dans cette étude à cause de la mauvaise résolution en énergie déjà discutée dans le chapitre 5.

## 6.1 Topologie des événements

### 6.1.1 Signal

La figure 6.1 présente le diagramme de Feynman du Higgs en production associée ou autrement appelé Higgs-Strahlung dans les canaux de désintégration étudiés. L'interaction d'un quark et d'un anti-quark produit un boson vecteur dans un état excité qui émet un boson de Higgs en se désexcitant. Le Higgs se désintègre en une paire de quarks  $b\bar{b}$  qui vont s'hadroniser pour former des jets. Si les quarks sont émis trop proches dans l'espace  $(\eta, \phi)$ , alors il n'y aura qu'un seul jet dans l'état final. Généralement, l'état final est composé de deux jets mais il se peut que lors de l'hadronisation un ou plusieurs gluons de haute énergie soient émis et produisent d'autres jets. Nous concentrons notre attention sur la production de deux jets beaux dans l'état final. La section 6.3.1 dans ce chapitre traite de la procédure de reconstruction de ces jets en vue de la reconstruction de la particule initiale qu'est le boson de Higgs. Le boson vecteur associé, que ce soit le  $W^\pm$  ou le  $Z^0$ , se désintègre leptoniquement avec un ou deux muons dans l'état final. A cause de la masse importante du boson, le muon est généré avec une importante quantité de mouvement transverse et est détecté grâce aux traces laissées dans les trajectographes et les signaux dans les chambres à muons. La section 6.3.2 dans ce

chapitre traite en détails de la sélection de ce muon (ou l'un de ces muons).

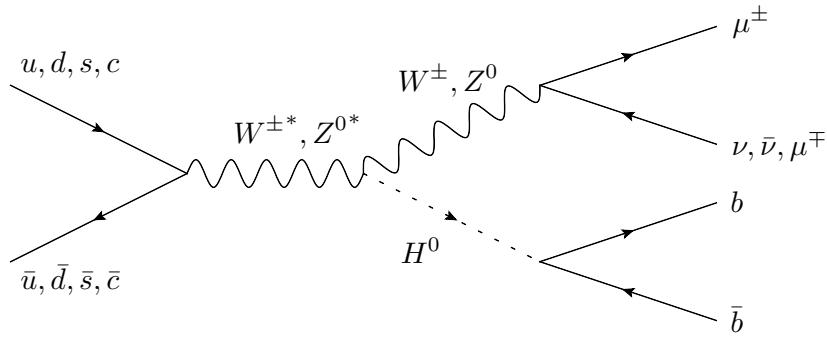


FIGURE 6.1 – Diagramme de Feynman du boson de Higgs en production associée se désintégrant dans les canaux :  $H^0 W^{\pm} \rightarrow b\bar{b}, \mu^{\pm}\nu$  et  $H^0 Z^0 \rightarrow b\bar{b}, \mu^{\pm}\bar{\mu}$

### 6.1.2 Bruit de fond

De nombreux processus sont sources de bruit de fond pour le signal étudié. Il s'agit principalement de tous les processus dans lesquels deux quarks  $b$  sont issus d'un objet de grande masse ainsi qu'un muon avec une importante impulsion transverse. Certains bruits de fond produisant deux quarks  $c$  sont aussi étudiés car une mauvaise identification des jets peut amener à une confusion entre jets beaux et jets charmés.

Les bruits de fond étudiés sont les suivants :

- $Z^0 Z^0 \rightarrow b\bar{b}, \mu^+ \mu^-$
- $Z^0 W^{\pm} \rightarrow b\bar{b}, \mu^{\pm}\nu$
- $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}\mu^{\pm} + X$
- $t(\bar{t}) + X \rightarrow b(\bar{b})\mu^{\pm} + X$
- $Z^0 + b\bar{b} \rightarrow \mu^+ \mu^-, b\bar{b}$
- $Z^0 + c\bar{c} \rightarrow \mu^+ \mu^-, c\bar{c}$
- $W^{\pm} + b\bar{b} \rightarrow \mu^{\pm}\nu, b\bar{b}$
- $W^{\pm} + c\bar{c} \rightarrow \mu^{\pm}\nu, c\bar{c}$

Pour les processus avec un quark  $t$  dans l'état initial, le quark change de saveur par l'émission d'un  $W^{\pm}$  pour devenir un quark  $b$  et le boson vecteur se désintègre leptoniquement produisant un muon dans 10.57% des cas.

Les figures 6.2, 6.3 et 6.4 montrent les diagrammes de Feynman des processus de bruit de fond cités ci-dessus.

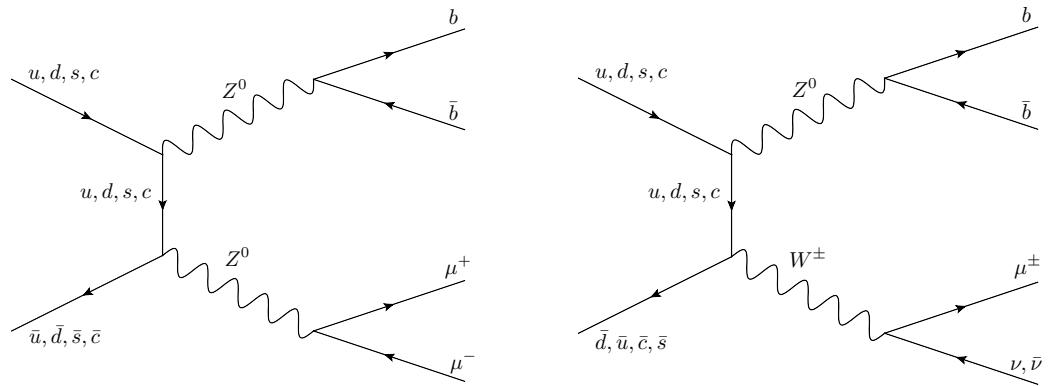


FIGURE 6.2 – Exemples de diagrammes de Feynman des processus  $Z^0Z^0$  et  $Z^0W^\pm$  se désintégrant dans les modes appropriés.

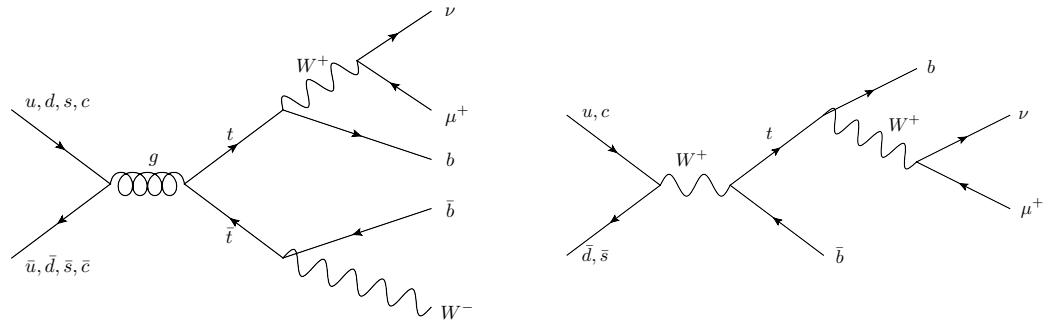


FIGURE 6.3 – Exemples de diagrammes de Feynman des processus  $t\bar{t}$  et  $t(\bar{t})\bar{b}(b)$  se désintégrant dans les modes appropriés.

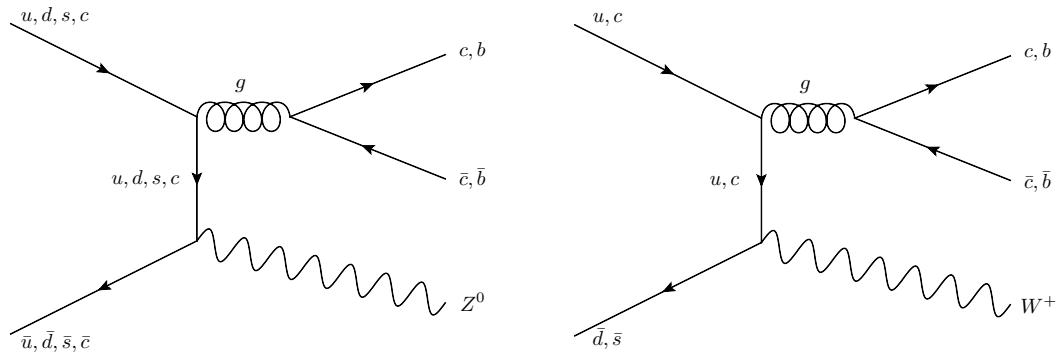


FIGURE 6.4 – Exemples de diagrammes de Feynman des processus  $Z^0 + b\bar{b}$  ou  $Z^0 + c\bar{c}$  et  $W^\pm + b\bar{b}$  ou  $W^\pm + c\bar{c}$ .

## 6.2 Sections efficaces des processus étudiés

Dans cette section sont répertoriées les valeurs des sections efficaces des processus de signal et de bruit de fond. Ces valeurs proviennent des générateurs "MadGraph 5", "Pythia 6.4" et "AlpGen" ou encore par les calculs et les mesures des expériences ATLAS et CMS. Pythia et AlpGen fournissent des valeurs théoriques au premier ordre (LO) et MadGraph au premier ordre et à l'ordre supérieur (NLO).

Les valeurs des sections efficaces qui sont utilisées pour cette étude sont choisies parmi celles proposées dans les tables 6.1, 6.2, 6.3, 6.4, 6.5 et 6.6. L'objectif est de prendre pour chaque processus la valeur de la section efficace la plus pertinente afin de minimiser l'erreur théorique. Chacune des valeurs choisies est marquée en vert dans la table correspondante.

Dans la table 6.1 figurent les sections efficaces totales au LO à  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  données par MadGraph 5 et/ou AlpGen. L'objectif étant de comparer les deux générateurs pour s'assurer de la consistance de ces valeurs. Les valeurs calculées sont très proches et compatibles si l'on tient compte des erreurs statistiques. Nous nous servons de MadGraph 5 pour calculer en particulier les facteurs de correction "K" des processus  $Z^0 + b\bar{b}$ ,  $Z^0 + c\bar{c}$ ,  $W^\pm + b\bar{b}$ ,  $W^\pm + c\bar{c}$  et  $t\bar{t}$  (table 6.2).

## 6.2. Sections efficaces des processus étudiés

Processus MC11	Section efficace totale MadGraph 5 [pb]	Section efficace totale AlpGen [pb]	Coupures à la génération
$Z^0 + b\bar{b}$	$189 \pm 1$	$187 \pm 2$	$P_t(b) > 3 \text{ GeV}/c$ $R(b, \bar{b}) > 0.1$ $m(Z^0) > 60 \text{ GeV}/c^2$
$Z^0 + c\bar{c}$	$233 \pm 1$	$227 \pm 3$	$P_t(c) > 3 \text{ GeV}/c$ $R(c, \bar{c}) > 0.5$ $m(Z^0) > 60 \text{ GeV}/c^2$
$W^\pm + b\bar{b}$	$132 \pm 1$	$129 \pm 1$	$P_t(b) > 3 \text{ GeV}/c$ $R(b, \bar{b}) > 0.1$
$W^\pm + c\bar{c}$	$215 \pm 1$	$213 \pm 1$	$P_t(c) > 3 \text{ GeV}/c$ $R(c, \bar{c}) > 0.5$
$t\bar{t}$	$93.3 \pm 0.1$	-	-
$t(\bar{t}) + q(\bar{q})$	-	$59.6 \pm 0.3$	-
$t(\bar{t}) + b(\bar{b})$	-	$2.83 \pm 0.02$	-
$t(\bar{t}) + W^\pm$	-	$10.0 \pm 0.1$	-
$t(\bar{t}) + b(\bar{b}) + W^\pm$	-	$17.8 \pm 0.1$	-

TABLE 6.1 – Sections efficaces totales au LO à  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  données par MadGraph 5 et/ou AlpGen. On utilise pour les calculs : masse( $b$ )= $4.7 \text{ GeV}/c^2$  et masse( $c$ )= $1.275 \text{ GeV}/c^2$ . La fonction de distribution des partons (pdf) utilisée est "CTEQ6L1". L'échelle de renormalisation et celle de factorisation sont dynamiques et fixées égales avec pour fonction analytique :  $\mu_R = \mu_F = \sqrt{m_T(Z/W)^2 + \sum m_T(b/c)^2}$  où  $m_T = \sqrt{m_0^2 + P_T^2}$ . Les erreurs indiquées sont d'origine statistique.

Pour les processus de production du Higgs, les valeurs utilisées sont celles écrites dans la table 6.6. Ce sont les valeurs officielles utilisées pour l'expérience LHC [17].

Pour les processus  $Z^0 Z^0$  et  $Z^0 W^\pm$ , nous nous tournons vers les valeurs fournies mesurées par les expériences ATLAS et CMS (voir table 6.4). Finalement nous avons adopté les valeurs de l'expérience ATLAS car elles présentent l'incertitude la plus basse.

Pour les processus *top*, les sections efficaces utilisées sont celles présentées dans la table 6.1. Les valeurs sont données au LO uniquement. Nous ne calculons ni le facteur K ni les erreurs dues aux échelles de renormalisation ou de factorisation.

Les échantillons Monte Carlo que nous utilisons pour l'analyse ont été générés au LO. Nous voulons bien sûr connaître la valeur de la section efficace des processus concernés la plus exacte possible. Ici pour les processus  $Z^0 + b\bar{b}$ ,  $Z^0 + c\bar{c}$ ,  $W^\pm + b\bar{b}$ ,  $W^\pm + c\bar{c}$  et  $t\bar{t}$ , les sections efficaces utilisées sont celles calculées par AlpGen (ou MadGraph 5 pour  $t\bar{t}$ ) au LO (indiquées dans la table 6.1) multipliées par les facteurs K calculés par MadGraph 5 dans la région de pseudorapidité correspondant à LHCb (indiqués dans la table 6.2).

Processus MC11	Section efficace dans l'acceptance [pb]		Facteur K dans l'acceptance	Définition de l'acceptance
	LO	NLO		
$Z^0 + b\bar{b}$	0.517	$0.73^{+0.13}_{-0.12}$	$1.41^{+0.25}_{-0.23}$	$1.8 < \eta < 4.9$
$W^\pm + b\bar{b}$	3.315	$5.56^{+1.30}_{-1.08}$	$1.68^{+0.39}_{-0.33}$	$b, \bar{b}, \mu^\pm \in \eta$
$Z^0 + c\bar{c}$	1.412	$2.23^{+0.50}_{-0.43}$	$1.56^{+0.35}_{-0.30}$	$1.8 < \eta < 4.9$
$W^\pm + c\bar{c}$	11.12	$19.83^{+5.37}_{-4.36}$	$1.78^{+0.48}_{-0.39}$	$c, \bar{c}, \mu^\pm \in \eta$
$t\bar{t}$	$1.34^{+0.54}_{-0.38}$	1.68	$1.25^{+0.50}_{-0.36}$	$1.8 < \eta < 4.9$ $b, \bar{b}, W^\pm \in \eta$

TABLE 6.2 – Sections efficaces totales au LO et NLO à  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  données par MadGraph5 et aMC@NLO respectivement. Pour le processus  $t\bar{t}$ , on demande la désintégration  $t(\bar{t}) \rightarrow b(\bar{b})W^\pm$ , pour les autres processus on demande que  $W^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$ ,  $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  et  $m(Z^0) > 60 \text{ GeV}/c^2$ . Le facteur K est le rapport entre les sections efficaces au NLO et LO. La fonction de distribution des partons (pdf) utilisée est "lhapdf" où le "lhaid" est 23100 pour  $W^\pm + b\bar{b}$ ,  $Z^0 + b\bar{b}$  et  $t\bar{t}$  en LO, 23000 pour  $W^\pm + c\bar{c}$  et  $Z^0 + c\bar{c}$  en LO, 23300 pour  $W^\pm + b\bar{b}$ ,  $Z^0 + b\bar{b}$  et  $t\bar{t}$  en NLO et 23200 pour  $W^\pm + c\bar{c}$  et  $Z^0 + c\bar{c}$  en NLO, requérant un quark  $b$  massif pour les processus  $W^\pm + b\bar{b}$  et  $Z^0 + b\bar{b}$  et un  $b$  et un  $c$  massifs pour les processus  $W^\pm + c\bar{c}$  et  $Z^0 + c\bar{c}$ . L'échelle de renormalisation et celle de factorisation sont dynamiques et fixées égales avec pour fonction analytique :  $\mu_R = \mu_F = \sqrt{m_T(Z/W)^2 + \sum m_T(b/c)^2}$  où  $m_T = \sqrt{m_0^2 + P_T^2}$ . Les erreurs indiquées proviennent de l'incertitude sur les échelles de renormalisation et de factorisation ainsi que de l'incertitude sur les pdf. Elles sont dominées par l'incertitude sur les échelles de renormalisation et de factorisation (environ 95%). Concernant les coupures à la génération, on demande pour les quatre premiers processus deux quarks et au moins un muon dans l'acceptance et pour le processus  $t\bar{t}$  on demande deux quarks  $b$  et au moins un  $W^\pm$  dans l'acceptance. L'acceptance est définie par  $1.8 < \eta < 4.9$ .

Processus MC11	Canaux de désintégration	Section efficace totale [pb]	Section efficace partielle [pb]	Facteur de branchement par Pythia [%]	Facteur de branchement par PDG 2012 [%]
$H^0 Z^0$	$H^0 \rightarrow b\bar{b}; Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$	$0.2306 \pm 0.002$	0.0047	2.025	$1.942 \pm 0.11$
$H^0 W^\pm$	$H^0 \rightarrow b\bar{b}; W^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$	$0.4304 \pm 0.004$	0.0282	6.55	$6.1 \pm 0.35$
$Z^0 Z^0$	$Z^0 \rightarrow b\bar{b}, \mu^+ \mu^-$	$5.848 \pm 0.06$	0.2009	3.435	$3.417 \pm 0.015$
$Z^0 W^\pm$	$Z^0 \rightarrow b\bar{b}; W^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$	$10.48 \pm 0.1$	0.1724	1.645	$1.598 \pm 0.03$
$t\bar{t}$	$t(\bar{t}) \rightarrow b(\bar{b}); W^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$	$91.26 \pm 0.91$	9.89	10.84	$9.619 \pm 0.39$

TABLE 6.3 – Sections efficaces totales et partielles au LO à  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  données par Pythia 6.4.  $m(H^0) = 125 \text{ GeV}/c^2$ . La section efficace partielle est le produit de la section efficace totale par le facteur de branchement donné par Pythia. Les erreurs indiquées sont d'origine statistique.

## 6.2. Sections efficaces des processus étudiés

Processus	Section efficace théorique [pb]			
	ATLAS		CMS	
	NLO	NNLO	NLO	NNLO
$Z^0 Z^0$	$5.89^{+0.22}_{-0.18}$		$6.18^{+0.25}_{-0.18}$	
$Z^0 W^\pm$	$17.6^{+1.1}_{-1.0}$		$19.79 \pm 0.088$	
$t\bar{t}$	157.5	164.6	157.5	164.6

TABLE 6.4 – Sections efficaces totales théoriques au NLO et NNLO à  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  données par ATLAS et CMS pour l’année 2011. [32, 33, 28, 34, 35].

Processus	Section efficace mesurée [pb]	
	ATLAS	CMS
$Z^0 Z^0$	$6.7 \pm 0.7(\text{stat})^{+0.4}_{-0.3}(\text{syst}) \pm 0.3(\text{lumi})$	$6.24^{+0.86}_{-0.80}(\text{stat})^{+0.41}_{-0.32}(\text{syst}) \pm 0.14(\text{lumi})$
$Z^0 W^\pm$	$19.0^{+1.4}_{-1.3}(\text{stat}) \pm 0.9(\text{syst}) \pm 0.4(\text{lumi})$	$17.0 \pm 2.4(\text{stat}) \pm 1.1(\text{syst}) \pm 1.0(\text{lumi})$
$t\bar{t}$	$165.8 \pm 2.2(\text{stat}) \pm 10.6(\text{syst}) \pm 7.8(\text{lumi})$	

TABLE 6.5 – Sections efficaces mesurées à  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  à ATLAS et CMS pour l’année 2011. [32, 33, 28, 34, 35].

Processus	Section efficace [pb]
$H^0 Z^0$	$0.316^{+0.015}_{-0.016}(\text{syst})$
$H^0 W^\pm$	$0.573^{+0.021}_{-0.025}(\text{syst})$

TABLE 6.6 – Sections efficaces totales de processus du Higgs en production associée à  $7 \text{ TeV}$ .  $m(H^0) = 125 \text{ GeV}/c^2$ . L’erreur théorique indiquée est une combinaison linéaire de l’erreur due à l’échelle de renormalisation et de l’erreur due aux fonctions de distribution des partons (pdf). [17].

Canal de désintégration	Facteur de branchement	
	HXSWG [%]	PDG 2012 [%]
$H^0 \rightarrow b\bar{b}$	$57.7 \pm 3.3$	
$Z^0 \rightarrow b\bar{b}$		$15.12 \pm 0.05$
$Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$		$3.366 \pm 0.007$
$W^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$		$10.57 \pm 0.15$
$t(\bar{t}) \rightarrow b(\bar{b})$		$91 \pm 4$

TABLE 6.7 – Facteurs de branchement des désintégrations du Higgs et des bosons vecteurs  $Z^0$  et  $W^\pm$  appropriés.  $m(H^0) = 125 \text{ GeV}/c^2$ . [17] et [5].

La table 6.8 présente le récapitulatif des sections efficaces totales et sections efficaces partielles pour chaque processus Monte Carlo étudié (voir table 2.1). Les sections efficaces utilisées sont celles marquées en vert précédemment. Les sections efficaces totales sont sur  $4\pi$  éventuellement données avec des coupures à la génération. Les sections efficaces partielles sont sur  $4\pi$  et prennent en compte le facteur de branchemen du canal ou des canaux de désintégration indiqués et tiennent également compte des coupures à la génération.

Processus MC11	Coupures à la génération	Section efficace totale [pb]	Section efficace partielle [pb]	Canaux de désintégration	Facteur de branchemen utilisé [%]
$H^0 Z^0$	-	$0.316^{+0.015}_{-0.016}$	$6.14 \cdot 10^{-3}$	$H^0 \rightarrow b\bar{b}$ $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$	$1.94 \pm 0.11$
$H^0 W^\pm$	-	$0.573^{+0.021}_{-0.025}$	$34.9 \cdot 10^{-3}$	$H^0 \rightarrow b\bar{b}$ $W^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$	$6.10 \pm 0.35$
$Z^0 Z^0$	-	$6.7 \pm 1.3$	$229 \cdot 10^{-3}$	$Z^0 \rightarrow b\bar{b}, \mu^+ \mu^-$	3.42
$Z^0 W^\pm$	-	$19 \pm 2.7$	$304 \cdot 10^{-3}$	$Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ $W^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$	1.60
$Z^0 + b\bar{b}$	$P_t(b) > 3 \text{ GeV}/c$ $R(b, \bar{b}) > 0.1$	$264^{+49}_{-41}$	9.77	$Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$	3.37
$Z^0 + c\bar{c}$	$P_t(c) > 3 \text{ GeV}/c$ $R(c, \bar{c}) > 0.5$	$354^{+79}_{-68}$	13.1	$Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$	3.37
$W^\pm + b\bar{b}$	$P_t(b) > 3 \text{ GeV}/c$ $R(b, \bar{b}) > 0.1$	$217^{+50}_{-43}$	22.9	$W^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$	10.57
$W^\pm + c\bar{c}$	$P_t(c) > 3 \text{ GeV}/c$ $R(c, \bar{c}) > 0.5$	$379^{+102}_{-83}$	40.1	$W^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$	10.57
$t\bar{t}$	-	$117^{+47}_{-34}$			
$t(\bar{t}) + q(\bar{q})$	-	$59.6 \pm 0.3$			
$t(\bar{t}) + b(\bar{b})$	-	$2.83 \pm 0.02$			
$t(\bar{t}) + W^\pm$	-	$10.0 \pm 0.1$			
$t(\bar{t}) + b(\bar{b}) + W^\pm$	-	$17.8 \pm 0.1$			

TABLE 6.8 – Sections efficaces totales et sections efficaces partielles des processus MC11. Les sections efficaces pour les processus  $Z^0 + b\bar{b}$ ,  $Z^0 + c\bar{c}$ ,  $W^\pm + b\bar{b}$ ,  $W^\pm + c\bar{c}$  et  $t\bar{t}$  sont données sur  $4\pi$  au NLO. Nous utilisons pour le calcul de la section efficace au NLO la valeur du facteur K calculé dans la région d'acceptance correspondant au détecteur LHCb (voir table 6.2). Pour le processus  $Z^0 Z^0$ , les canaux  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$  et  $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  sont tous les deux ouverts pour chacun des deux  $Z^0$ .

## 6.2. Sections efficaces des processus étudiés

Nous indiquons dans la table 6.9 la valeur de l'acceptance géométrique d'avoir deux quarks  $b$  et au moins un muon dans les valeurs de pseudorapidité  $1.8 < \eta < 4.9$  pour les échantillons  $H^0 Z^0$ ,  $H^0 W^\pm$ ,  $Z^0 Z^0$  et  $Z^0 W^\pm$  avec les désintégrations indiquées dans la table 6.8. A titre informatif, on indique également les cas  $\geq 1b$ ,  $= 2b$  et  $\geq 1\mu$ .

Pour le processus particulier  $Z^0 Z^0$ , avant la sélection, les événements avec quatre quarks  $b$  ou quatre muons sont présents, raison pour laquelle la probabilité d'obtenir deux quarks  $b$  est très importante et que la probabilité d'obtenir au moins un muon est faible ( $Br(Z^0 \rightarrow b\bar{b}) = 15.12\%$ ,  $Br(Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) = 3.366\%$ ) [5]). En vérité, pour le processus  $Z^0 Z^0$ , lorsqu'il est indiqué dans la troisième colonne de la table 6.9 " = 2b", il s'agit de "  $\geq 2b$ ".

Echantillons MC11	Acceptance ( $\epsilon_{acc}$ ) [%]			
	$\geq 1b$	$= 2b$	$\geq 1\mu$	$= 2b \& \geq 1\mu$
$H^0 Z^0$	21.91	4.31	22.43	$3.41 \pm 0.03$
$H^0 W^\pm$	22.98	4.93	12.04	$2.23 \pm 0.02$
$Z^0 Z^0$	30.75	13.62	8.19	$1.21 \pm 0.01$
$Z^0 W^\pm$	25.55	8.12	16.73	$2.22 \pm 0.02$

TABLE 6.9 – Efficacités d'obtenir au moins un quark  $b$ , deux quarks  $b$ , au moins un muon ou encore deux quarks  $b$  et au moins un muon dans les valeurs de pseudorapidité  $1.8 < \eta < 4.9$ . Les bosons  $H^0$ ,  $Z^0$  et  $W^\pm$  se désintègrent comme indiqué dans la table 6.8. L'efficacité est définie comme le rapport entre le nombre d'événements passant la sélection précisée et le nombre d'événements comprenant tous les produits de désintégrations sur  $4\pi$ . Pour le processus particulier  $Z^0 Z^0$ , avant la sélection, les événements avec quatre quarks  $b$  ou quatre muons sont aussi présents, ce qui explique le facteur  $\sim \frac{1}{2}$  plus petit.

## 6.3 Algorithme de présélection

L'algorithme a pour but la recherche d'un di-jet dont les jets sont identifiables comme b-jets et d'un muon isolé.

Pour former des candidats di-jet, les jets utilisés sont ceux décrits dans la section 6.3.1. Les jets sont reconstruits par l'algorithme anti- $k_T$  avec un  $P_T$  supérieur à  $10\text{ GeV}/c$  et la saveur du quark principal est identifiée par un ou plusieurs des algorithmes d'"étiquetage" décrits dans cette même section. Le premier jet est requis identifié par au moins un des algorithmes. Le deuxième est libre mais conserve les informations sur chacun des étiqueteurs. Les deux jets doivent provenir du même vertex primaire. Ils forment un di-jet dont la masse doit dépasser  $30\text{ GeV}/c^2$  sans excéder  $200\text{ GeV}/c^2$  (sélection justifiée a priori d'après la figure 6.13 présentant la masse du di-jet de  $H^0 \rightarrow b\bar{b}$ ). Si ces critères sont remplis pour plus d'un couple de jets dans l'événement, l'algorithme choisira le cas où le second jet est identifié. Si cela ne suffit pas, il prendra le couple de jets formant la masse invariante la plus élevée.

Un muon est également requis dans la présélection de l'événement. Il doit provenir du même vertex primaire que les deux jets et posséder une quantité de mouvement transverse supérieure à  $10\text{ GeV}/c$ . En effet, le muon possède une importante quantité de mouvement transverse de l'ordre de la masse du  $Z^0$  ou  $W^\pm$  d'où il provient. Une coupure à  $10\text{ GeV}/c$  permet de rejeter une part très importante de bruit tout en préservant les événements de signal. La distance minimale dans l'espace ( $\eta - \phi$ ) de 0.5 entre le muon et les jets est requise afin de s'assurer que le muon ne fasse pas partie d'un jet. Si plusieurs muons remplissent ces conditions, celui dont le  $P_T$  est le plus important est choisi.

### 6.3.1 Sélection des jets

Pour la reconstruction des jets, nous adoptons les algorithmes préparés par le "jet working group", dont nous donnons ici un résumé de la méthode. L'algorithme "Particle flow" sélectionne les particules qui seront utilisées pour la reconstruction des jets. Ensuite l'algorithme anti- $k_T$  reconstruit des jets qui seront utilisés pour l'analyse. Nous verrons quelques détails de reconstruction, d'identification et de réjection. [36], [37].

### Particle Flow

A titre d'exemple, la figure 6.5 présente les différentes contributions des particules constituant les jets lors d'événements  $Z^0 + \text{jets}$ . Pour des jets dont l'énergie dépasse 15  $GeV$ , la contribution est dominée par les particules chargées laissant une trace dans les trajectographes et représente environ 60%. Les photons et les particules  $\pi^0$  laissant leur énergie dans le calorimètre électromagnétique contribuent à hauteur d'environ 30%. Les neutrons ainsi que les particules  $K_L^0$  laissant leur énergie dans le calorimètre hadronique contribuent à environ 9%. Les neutrinos qui quant à eux sont indétectables ne contribuent qu'à 1%.

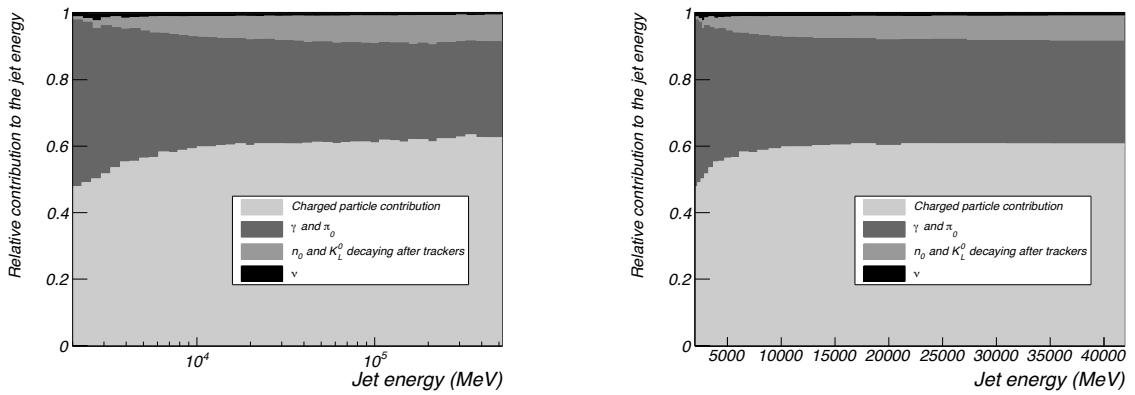


FIGURE 6.5 – Composition des jets dans les événements  $Z^0 + \text{jets}$  vu à gauche sur une échelle logarithmique et à droite sur une échelle linéaire. Figure extraite de [36].

Le but du "Particle Flow" est de traiter les données pour, en particulier, éviter le double comptage des particules neutres et chargées et ne prendre en compte que les particules qui doivent appartenir au jet. En effet, certains dépôts dans les calorimètres sont mal associés à des traces et peuvent provoquer un double comptage. L'usage des particules neutres construites à partir de dépôts dans le calorimètre électromagnétique trop proches d'une trace chargée est proscrit. Des particules comme les muons provenant de la désintégration du  $Z^0$  ne devraient pas être prises en compte dans l'algorithme de reconstruction et sont donc également interdites.

La figure 6.6 présente le schéma de sélection des particules par l'algorithme "ParticleFlow". Les traces dans les trajectographes et les dépôts dans les calorimètres sont reconstruits comme "ProtoParticles". Ces "ProtoParticles" sont traitées par l'algorithme et sont soit rejetées, soit enregistrées dans les containers PFParticles ou PFBannedParticles. La qualité des traces requise est la suivante : pour les "Long Tracks",  $\chi^2/DoF < 5$ , pour les "Downstream Tracks" et pour les "Upstream Tracks",  $\chi^2/DoF < 10$ .

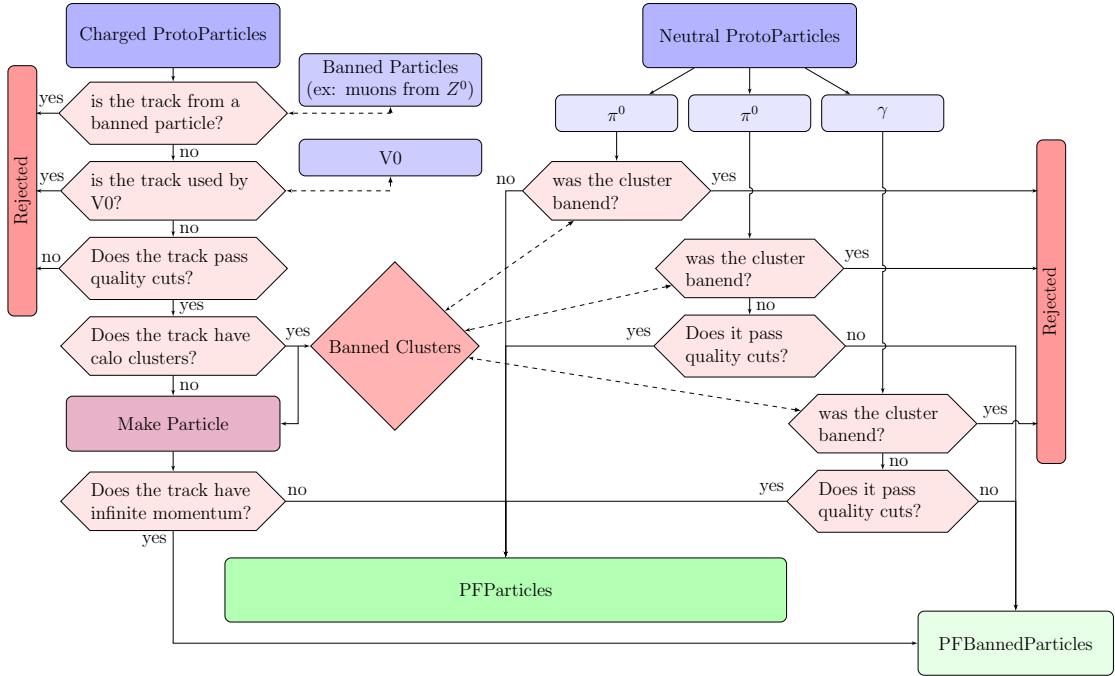


FIGURE 6.6 – Schéma de sélection du "ParticleFlow4jets algorithm". Figure extraite de [36].

### Reconstruction et identification des jets

Les jets sont reconstruits à partir de l'algorithme anti- $k_T$  provenant du progiciel "FastJet". Habituellement à LHCb, les jets sont reconstruits à partir de cet algorithme en prenant pour paramètre  $R=0.5$ . Cette distance en  $\eta, \phi$  offre une bonne résolution tout en évitant d'avoir des queues de distribution à haute masse (pour le di-jet). C'est cette valeur qui avait été retenue dans le passé, avec pour critère la meilleure résolution sur  $H^0 \rightarrow b\bar{b}$  [1], [2], [3] et [4]. Dans cet algorithme, si l'option "par interaction" est activée, les traces ayant un segment dans le VeLo ainsi que les particules  $\Delta$  et  $K_S^0$  associées à un vertex primaire sont sélectionnées tandis que celles associées aux autres vertex primaires ne le sont pas. L'algorithme est répété pour chaque vertex primaire, ainsi chaque jet est associé à un vertex primaire. Les particules neutres et les traces dites "downstream" sont disponibles pour la reconstruction de n'importe quel jet car elles n'ont pas d'appartenance à un vertex primaire.

Lorsqu'un événement est traité, des jets "imposteurs" peuvent être reconstruits. Ils ont différentes origines. Ils peuvent provenir du bruit de fond ou encore des électrons, des muons ou des taus presque isolés.

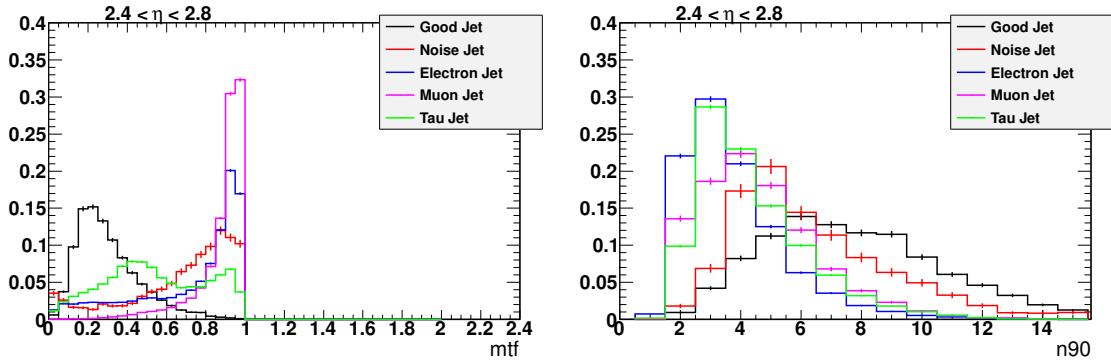


FIGURE 6.7 – A gauche : distribution  $mtf$  normalisée. A droite : distribution  $n90$  normalisée. Figure extraite de [36] pour un intervalle de  $\eta$  particulier.

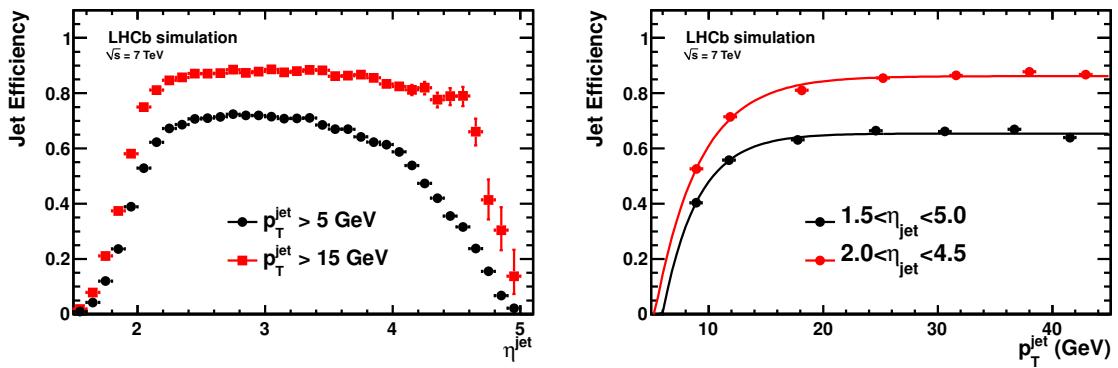


FIGURE 6.8 – A gauche : efficacité des jets en fonction de  $\eta$ . A droite : efficacité des jets en fonction de  $P_T$ . Figure extraite de [36].

La figure 6.7 présente un exemple de la distribution pour deux variables calculées pour tous les jets qui permettront d'éjecter les jets imposteurs tout en préservant l'efficacité de sélection des bons jets. La première de ces variables est  $mtf$ , qui est la fraction de quantité de mouvement transverse du jet portée par la particule de plus haut  $P_T$ . Les jets ayant  $mtf > 0.8$  sont rejettés. Après cette coupure, on mesure le nombre minimum de particules qui contiennent plus de 90% de l'énergie du jet. Cette variable s'appelle  $n90$  et les jets sont rejettés si  $n90 < 4$ . En résumé, les coupures sont :  $mtf > 0.8$  et  $n90 < 4$ .

La figure 6.8 présente l'efficacité de reconstruction (selon [36]) des jets en fonction de la pseudorapidité  $\eta$  ou de la quantité de mouvement transverse  $P_T$  du jet. Le jet doit avoir un  $P_T$  minimum de  $5 \text{ GeV}/c$  et au moins 3 composantes pointant vers le vertex primaire.

Dans l'algorithme de reconstruction des jets, la correction en énergie est activée [36], [38].

### Identification des jets beaux

Les jets que nous cherchons à reconstruire sont issus de l'hadronisation de quarks  $b$ . Il existe plusieurs algorithmes qui cherchent à identifier les jets beaux. Nous allons ici en présenter quatre et montrer les résultats du test sur des échantillons Monte Carlo de signal et de bruit de fond.

#### 1. Algorithme d'étiquetage SV

Cet algorithme recherche à l'intérieur du jet un vertex secondaire en combinant les traces contenues par celui-ci. Les traces doivent répondre à un certain nombre de critères listés ci-dessous avec les paramètres choisis dont la signification est donnée dans [4].

- $PtTrackMin = 600 \text{ MeV}/c$
- $PTrackMin = 1000 \text{ MeV}/c$
- $TrkChi2PerDoF = 2.5$
- $IPmin = 0.1 \text{ mm}$
- $Signif = 2.5$
- $DMK0 = 10$
- $TseedVtxMin = 1$
- $TseedVtxMax = 200$
- $DtrackMax = 0.5$
- $PtSeedsMin = 1000 \text{ MeV}/c$
- $SeedsVtxMaxChi2PerDoF = 50$
- $maxDeltaChi2VtxAddTrk = 20$
- $maxChi2Vtx = 100$

Deux variables ont une influence particulière sur l'efficacité et la pureté :  $PtTrackmin$  et  $IPmin$ , respectivement la quantité de mouvement transverse minimale et le paramètre d'impact au vertex primaire minimal des traces considérées. L'algorithme est testé sur les échantillons  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ ,  $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$  et  $H^0 + W^\pm$  avec  $H^0 \rightarrow b\bar{b}$  tels que  $2 < \eta(b, \bar{b}) < 4.5$  ou  $2 < \eta(c, \bar{c}) < 4.5$  sur 1'000 événements.

Les résultats obtenus sont présentés dans la table 6.10.

### 6.3. Algorithme de présélection

IPmin [mm]	Ptmin [MeV/c]	Efficacité de reconstruction des di-jets étiquetés par SV [%]		Taux de réjection des di-jets étiquetés par SV [%]
		$H^0 W^\pm$	$Z^0 \rightarrow b\bar{b}$	
0.1	300	$32.9 \pm 1.5$	$43.3 \pm 1.6$	$96.1 \pm 0.6$
0.1	400	$31.7 \pm 1.5$	$42.3 \pm 1.6$	$96.8 \pm 0.6$
0.1	500	$30.5 \pm 1.5$	$40.7 \pm 1.5$	$96.9 \pm 0.5$
0.1	600	$29.4 \pm 1.4$	$38.7 \pm 1.5$	$97.3 \pm 0.6$
0.1	700	$30.5 \pm 1.5$	$36.9 \pm 1.5$	$97.7 \pm 0.5$
0.1	800	$27 \pm 1.4$	$34.3 \pm 1.5$	$97.8 \pm 0.5$
0.05	600	$43.6 \pm 1.6$	$51.9 \pm 1.6$	$87.6 \pm 1$
0.08	600	$34.4 \pm 1.5$	$42.3 \pm 1.6$	$95.1 \pm 0.7$
0.12	600	$26.6 \pm 1.4$	$34.5 \pm 1.5$	$98.6 \pm 0.4$
0.16	600	$21.5 \pm 1.3$	$28.1 \pm 1.4$	$99.1 \pm 0.3$
0.2	600	$16.5 \pm 1.2$	$22.3 \pm 1.3$	$99.6 \pm 0.2$
0.3	600	$8.4 \pm 0.9$	$13.3 \pm 1.1$	$99.8 \pm 0.1$
0.4	600	$5 \pm 0.7$	$7.2 \pm 0.8$	$100 \pm 0$

TABLE 6.10 – Efficacité de reconstruction des di-jets anti-kt étiquetés par SV, définie comme le rapport entre le nombre de di-jets étiquetés par SV et le nombre d'événements total. Le taux de réjection des di-jets anti-kt étiquetés par SV issus de quarks u,d,s ou c est défini comme 1 moins le rapport entre le nombre de di-jets étiquetés par SV et le nombre d'événements étudiés.  $P_{Tjet} > 10 \text{ GeV}/c$  et  $M_{DiJet} > 30 \text{ GeV}/c^2$ .

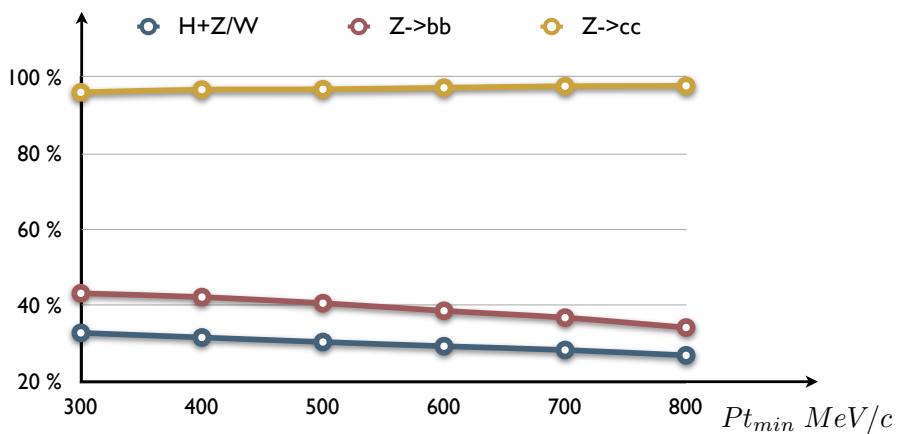


FIGURE 6.9 – Evolution de l'efficacité de reconstruction des di-jets anti-kt étiquetés par SV ( $H^0 W^\pm$  et  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ ) et taux de réjection des di-jets anti-kt étiquetés par SV ( $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$ ) en fonction du  $Pt_{min}$  des traces.

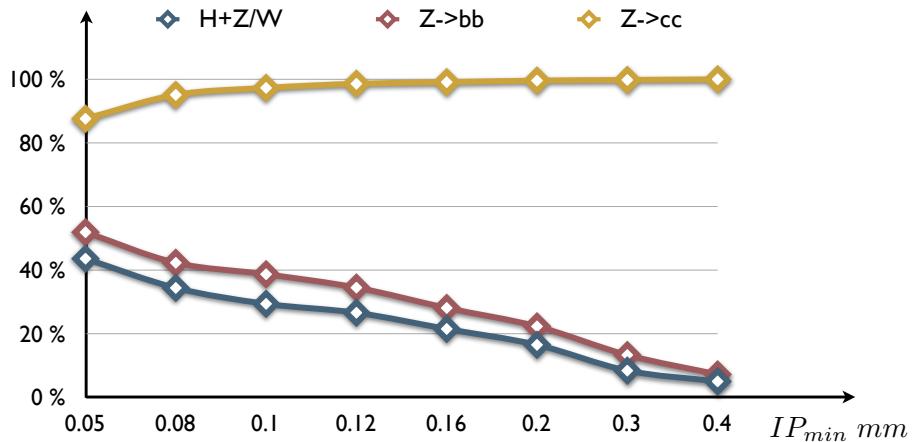


FIGURE 6.10 – Evolution de l'efficacité de reconstruction des di-jets anti-kt étiquetés par SV ( $Z^0/W^\pm + H^0$  et  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ ) et taux de réjection des di-jets anti-kt étiquetés par SV ( $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$ ) en fonction de l' $IP_{min}$  des traces.

En se référant à la table 6.10 dont les résultats sont présentés dans les graphiques 6.9 et 6.10, notre choix pour les valeurs de  $Pt_{min}$  et  $IP_{min}$  est le suivant :  $Pt_{min} = 600$  MeV/c et  $IP_{min} = 0.1$  mm. Ce choix se justifie par un bon compromis entre l'efficacité de reconstruction des di-jets anti-kt étiquetés et le taux de réjection des di-jets anti-kt étiquetés. Ce sont aussi les valeurs par défaut proposées pour cet algorithme.

## 2. Algorithme d'étiquetage TOPO-TOS

Cet algorithme regarde pour chaque trace constituant le jet si elle a déclenché une des lignes de déclenchement de haut niveau "Hlt2Topo". Si tel est le cas, alors le jet est étiqueté. Toutes les lignes "Hlt2Topo" sont utilisées. Il n'y a pas de description détaillée disponible.

## 3. Algorithme d'étiquetage NeuroBayes

Il s'agit d'un algorithme à réseau de neurones utilisant les informations des traces constituant le jet. L'algorithme est basé sur une méthode statistique bayésienne dont les principales variables prises en compte par le réseau de neurones sont les quantités de mouvement transverses et les paramètres d'impact des traces. Il retourne pour chaque jet une variable (appelée "j\_nb\_bnetNN") dont la valeur est comprise entre 0 et 1.

Cet algorithme est testé sur les échantillons  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ ,  $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$ ,  $Z^0 \rightarrow u\bar{u}$ ,  $d\bar{d}$ ,  $s\bar{s}$  et  $H^0 W^\pm$  avec  $H^0 \rightarrow b\bar{b}$  tels que  $2 < \eta(b, \bar{b}) < 4.5$  ou  $2 < \eta(c, \bar{c}) < 4.5$  ou encore  $2 < \eta(q, \bar{q}) < 4.5$  avec  $q = u, d, s$ .

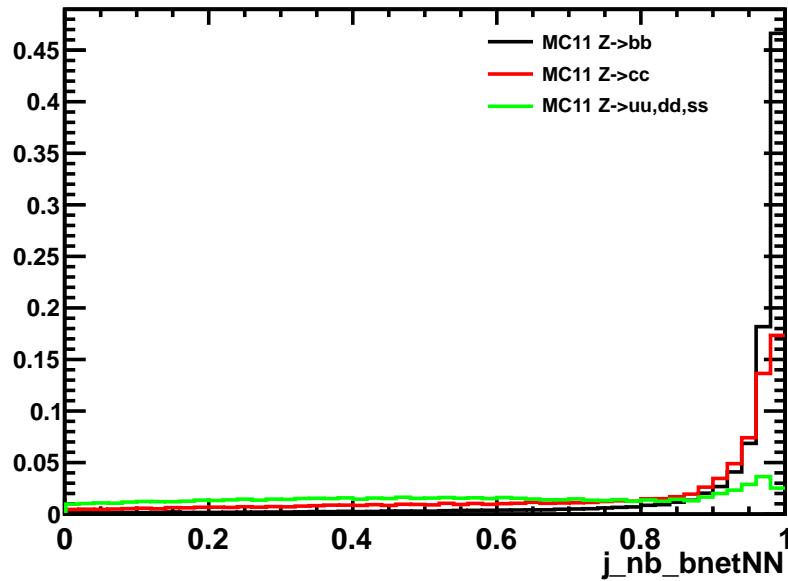


FIGURE 6.11 – Distribution de la valeur de la variable "j\_nb\_bnetNN" du second jet formant le di-jet dans les échantillons  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ ,  $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$ ,  $Z^0 \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$  et  $H^0 W^\pm$  avec  $H^0 \rightarrow b\bar{b}$ .

Le graphique de la figure 6.11 présente la distribution de la variable "j\_nb\_bnetNN". Le jet est considéré comme étiqueté si la valeur de cette variable dépasse 0.89. On voit que l'efficacité de l'étiquetage des jets issus de l'échantillon  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$  est importante mais que c'est aussi le cas pour l'échantillon  $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$ . Un trop mauvais étiquetage des jets charmés serait une source potentiellement importante de bruit de fond à cause de la grande section efficace de production  $c\bar{c}$ .

#### 4. Algorithme d'étiquetage $P_T$ rel Muon

Cet algorithme recherche un muon appartenant au jet et mesure sa quantité de mouvement transverse relative au jet. Lorsqu'un hadron beau se désintègre à l'intérieur d'un jet, il a une probabilité importante de le faire de manière semi-leptonique. C'est dans le cas où un muon est produit avec une quantité de mouvement transverse relative à la quantité de mouvement du jet supérieure à  $450 \text{ MeV}/c$  que le jet est étiqueté.

### Efficacité, taux de réjection et choix de l'étiqueteur des jets

Pour mesurer avec quelle efficacité les jets anti-kt sont reconstruits et étiquetés, on utilise les échantillons de données MC11  $H^0 \rightarrow b\bar{b}$ ,  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ ,  $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$  et  $Z^0 \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$  tels que  $2 < \eta(u, \bar{u}, d, \bar{d}, s, \bar{s}, c, \bar{c}, b, \bar{b}) < 4.5$  (voir table 2.1).

Dans ces échantillons, les deux quarks issus de la désintégration du  $H^0$  ou du  $Z^0$  sont émis dans l'acceptance "reduite" ( $2 < \eta < 4.5$ ) afin de ne pas biaiser la valeur de l'efficacité par des effets de bords du détecteur. La mesure de l'efficacité et du taux de réjection se fait de la manière suivante : le programme boucle sur tous les jets dont le  $P_T$  est supérieur à  $10 \text{ GeV}/c$  et les combine deux par deux afin d'obtenir le quadri-vecteur du di-jet dont la masse invariante doit être comprise entre  $30$  et  $200 \text{ GeV}/c^2$ . Les deux jets doivent provenir du même vertex primaire. S'il existe plusieurs candidats dans l'événement, l'algorithme choisira dans cet ordre : deux jets étiquetés, un jet étiqueté et l'autre non-étiqueté, et enfin deux jets non-étiquetés avec pour chaque cas celui dont la masse invariante est la plus importante. Les événements sélectionnés sont ainsi composés de deux jets anti-kt étiquetés ou non.

Les différences entre cet algorithme et celui de l'analyse de la recherche d'un di-jet et d'un muon sont : dans celui-ci, un muon n'est pas cherché et lors de la présélection on ne force pas le premier jet à être étiqueté.

La table 6.11 présente l'efficacité de reconstruction des di-jets.

Les tables 6.12, 6.13 et 6.14 présentent l'efficacité d'étiquetage, le taux de mauvaise association et le taux de réjection des différents algorithmes d'étiquetage pour les jets.

La table 6.15 présente l'efficacité d'étiquetage des di-jets.

La table 6.16 présente l'efficacité de "reconstruction et étiquetage" des di-jets.

La table 6.17 présente le taux de réjection de l'étiquetage des di-jets (pour des quarks non- $b$ ).

Les coupures sur les jets et le di-jet sont :  $P_{Tjet} > 10 \text{ GeV}/c$  et  $M_{DiJet} > 30 \text{ GeV}/c^2$ .

Un jet est un "vrai" jet beau s'il possède un quark  $b$  dans un rayon en  $(\eta, \phi)$  inférieur à  $0.5$  par rapport à l'axe du jet. L'information sur le quark  $b$  est disponible dans le Monte Carlo et utilisée pour la mesure du taux de mauvaise association. Les incertitudes données sur les valeurs des efficacités, des taux de mauvaise association ou taux de réjection sont statistiques, calculées à partir de la loi binômiale.

Echantillon MC11	Efficacité de reconstruction des di-jets [%]
$H^0 + W^\pm, H^0 \rightarrow b\bar{b}$	$92.19 \pm 0.05$
$Z^0 \rightarrow b\bar{b}$	$90.7 \pm 0.07$
$Z^0 \rightarrow c\bar{c}$	$91.1 \pm 0.06$
$Z^0 \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$	$89.5 \pm 0.07$

TABLE 6.11 – Efficacité de reconstruction des di-jets définie comme le rapport entre le nombre d'événements sélectionnés et le nombre d'événements étudiés.

### 6.3. Algorithme de présélection

Efficacité d'étiquetage des jets					
Echantillon MC11	SV [%]	$P_T$ relatif muon [%]	NN [%]	Topo TOS [%]	tous les étiqueteurs [%]
$H^0 W^\pm, H^0 \rightarrow b\bar{b}$	$60.9 \pm 0.1$	$14.5 \pm 0.1$	$80.2 \pm 0.1$	$36.2 \pm 0.1$	$86.9 \pm 0.1$
$Z^0 \rightarrow b\bar{b}$	$63.8 \pm 0.1$	$10.3 \pm 0.1$	$78.6 \pm 0.1$	$33.6 \pm 0.1$	$85.4 \pm 0.1$

TABLE 6.12 – Efficacité d'étiquetage des différents algorithmes (sur les jets) définie comme le rapport entre le nombre de jets étiquetés et vrais et le nombre de jets vrais.

Taux de mauvaise association des jets					
Echantillon MC11	SV [%]	$P_T$ relatif muon [%]	NN [%]	Topo TOS [%]	tous les étiqueteurs [%]
$H^0 W^\pm, H^0 \rightarrow b\bar{b}$	$0.57 \pm 0.02$	$9.21 \pm 0.14$	$2.41 \pm 0.03$	$0.14 \pm 0.01$	$3.62 \pm 0.04$
$Z^0 \rightarrow b\bar{b}$	$0.53 \pm 0.02$	$1.78 \pm 0.11$	$1.86 \pm 0.04$	$0.07 \pm 0.01$	$1.97 \pm 0.04$

TABLE 6.13 – Taux de mauvaise association des différents algorithmes d'étiquetage (sur les jets) défini comme 1 moins le rapport entre le nombre de jets étiquetés et vrais et le nombre de jets étiquetés.

Taux de réjection des jets					
Echantillon MC11	SV [%]	$P_T$ relatif muon [%]	NN [%]	Topo TOS [%]	tous les étiqueteurs [%]
$Z^0 \rightarrow c\bar{c}$	$83.9 \pm 0.1$	$96.0 \pm 0.1$	$58.5 \pm 0.1$	$94.3 \pm 0.1$	$54.2 \pm 0.1$
$Z^0 \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$	$98.2 \pm 0.03$	$98.8 \pm 0.03$	$88.8 \pm 0.1$	$99.8 \pm 0.01$	$87.0 \pm 0.1$

TABLE 6.14 – Taux de réjection des différents algorithmes d'étiquetage sur des jets issus d'un quark u,d,s ou c défini comme 1 moins le rapport entre le nombre de jets étiquetés et qui ne sont pas issus d'un quark  $b$  et le nombre de jets (deux par événement).

Efficacité d'étiquetage des di-jets					
Echantillon MC11	SV [%]	$P_T$ relatif muon [%]	NN [%]	Topo TOS [%]	tous les étiqueteurs [%]
$H^0 W^\pm, H^0 \rightarrow b\bar{b}$	$32.9 \pm 0.1$	$2.05 \pm 0.05$	$59.3 \pm 0.1$	$11.7 \pm 0.1$	$70.9 \pm 0.1$
$Z^0 \rightarrow b\bar{b}$	$36.7 \pm 0.2$	$0.99 \pm 0.04$	$57.5 \pm 0.2$	$10.5 \pm 0.1$	$67.7 \pm 0.2$

TABLE 6.15 – Efficacité des di-jets d'être étiquetés définie comme le rapport entre le nombre de di-jets étiquetés  $b$  et le nombre de di-jets reconstruits.

## Chapitre 6. Recherche du boson de Higgs en production associée

---

		Efficacité de "reconstruction et étiquetage" des di-jets			
Echantillon	SV	$P_T$ relatif muon	NN	Topo TOS	tous les étiqueteurs
MC11	[%]	[%]	[%]	[%]	[%]
$H^0 W^\pm, H^0 \rightarrow b\bar{b}$	$30.3 \pm 0.1$	$1.9 \pm 0.04$	$54.6 \pm 0.1$	$10.8 \pm 0.1$	$65.4 \pm 0.1$
$Z^0 \rightarrow b\bar{b}$	$33.3 \pm 0.2$	$0.89 \pm 0.03$	$52.1 \pm 0.17$	$9.48 \pm 0.1$	$61.4 \pm 0.17$

TABLE 6.16 – Efficacité des di-jets d'être reconstruits et étiquetés défini comme le rapport entre le nombre de di-jets étiquetés  $b$  et le nombre d'événements étudiés.

		Taux de réjection de l'étiquetage des di-jets			
Echantillon	SV	$P_T$ relatif muon	NN	Topo TOS	tous les étiqueteurs
MC11	[%]	[%]	[%]	[%]	[%]
$Z^0 \rightarrow c\bar{c}$	$97.0 \pm 0.1$	$99.82 \pm 0.01$	$80.9 \pm 0.02$	$99.6 \pm 0.1$	$76.8 \pm 0.1$
$Z^0 \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$	$99.94 \pm 0.01$	$99.98 \pm 0.004$	$98.3 \pm 0.04$	$99.998 \pm 0.001$	$97.75 \pm 0.04$

TABLE 6.17 – Taux de réjection de l'étiquetage des di-jets issus de quarks  $u, d, s$  ou  $c$  défini comme 1 moins le rapport entre le nombre de di-jets étiquetés  $b$  et le nombre de di-jets anti-kt reconstruits.

L'algorithme d'étiquetage "NN" est le plus efficace, cependant son taux de réjection est de seulement de 82.6% pour le  $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$ . Choisir l'algorithme d'étiquetage "NN" pour la sélection des candidats de cette analyse engendrerait trop de bruit de fond, il est donc écarté. L'algorithme d'étiquetage apportant ensuite la meilleure efficacité de reconstruction est l'algorithme d'étiquetage "SV", avec un taux de réjection de 97.3% pour  $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$ . Les algorithmes d'étiquetage "TOPO TOS" et " $P_T$  relatif muon" ont une efficacité de reconstruction trop faible. Nous avons donc choisi "SV".

### 6.3. Algorithme de présélection

Nous comparons maintenant les événements issus des données 2011 avec ceux du signal Monte Carlo  $H^0 W^\pm$  comprenant 100'000 événements (avec  $1.8 < \eta(b, \bar{b}, \mu^\pm) < 4.9$ ).

La figure 6.12 présente la masse et la quantité de mouvement transverse du di-jet dans le cas où aucun des deux jets n'est étiqueté. La figure 6.13 présente la masse et la quantité de mouvement transverse du di-jet dans le cas où les deux jets sont étiquetés par SV. Avant l'étiquetage des deux jets, il y a environ 750'000 événements dans les données. En requérant deux jets étiquetés par SV, le nombre d'événements dans les données baisse à 5'566. Cette sélection équivaut à garder 0.74% des événements alors que pour le signal  $H^0 W^\pm$  on conserve  $\frac{18'640}{63'493} = 29.4\%$  (valeur consistante avec celle de la table 6.15 pour "SV"). Cela met en évidence le fait que la majorité des jets dans les données ne sont pas des jets beaux et qu'une sélection par étiquetage est indispensable.

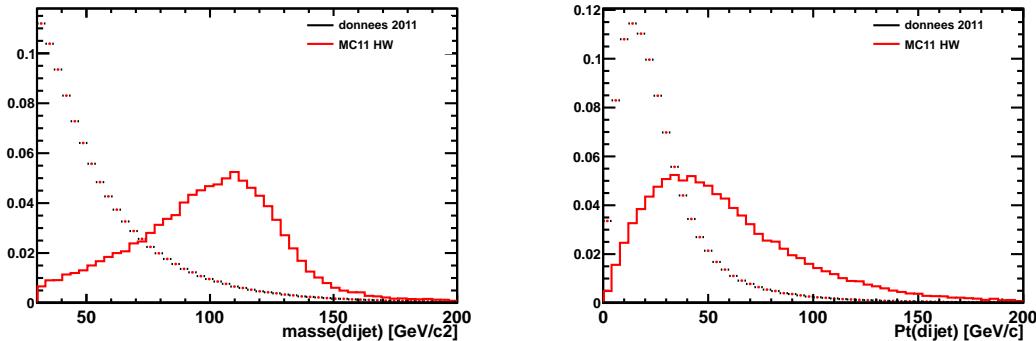


FIGURE 6.12 – Masse du di-jet (gauche) et quantité de mouvement transverse du di-jet (droite). Aucun des deux jets n'est étiqueté,  $P_{T\text{jet}} > 10 \text{ GeV}/c$ ,  $M_{Dijet} > 30 \text{ GeV}/c^2$  et  $P_T(\mu) > 10 \text{ GeV}/c$ . Environ 750'000 événements subsistent dans les données et 63'493 événements dans le MC11  $H^0 W^\pm$ .

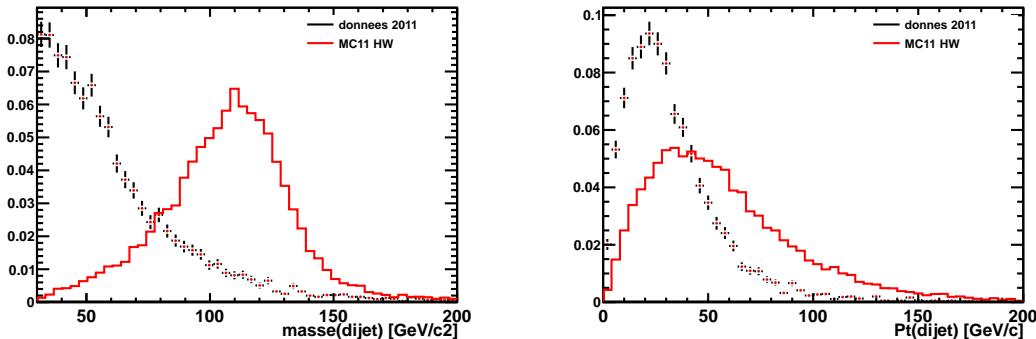


FIGURE 6.13 – Comme 6.12 avec les deux jets étiquetés par SV. 5'566 événements subsistent dans les données et 18'640 événements dans le MC11  $H^0 W^\pm$ .

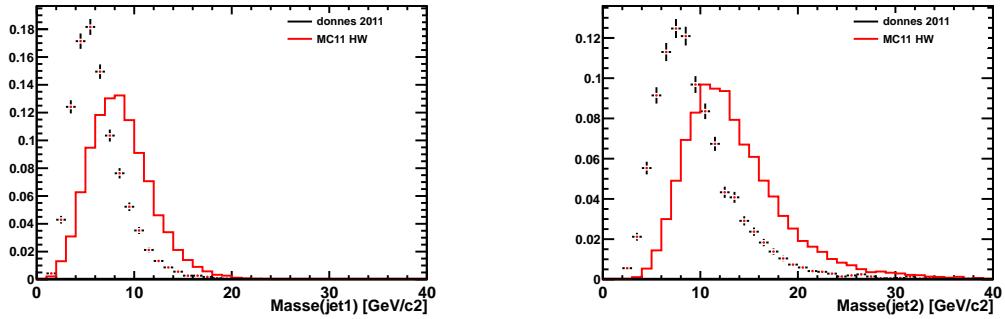
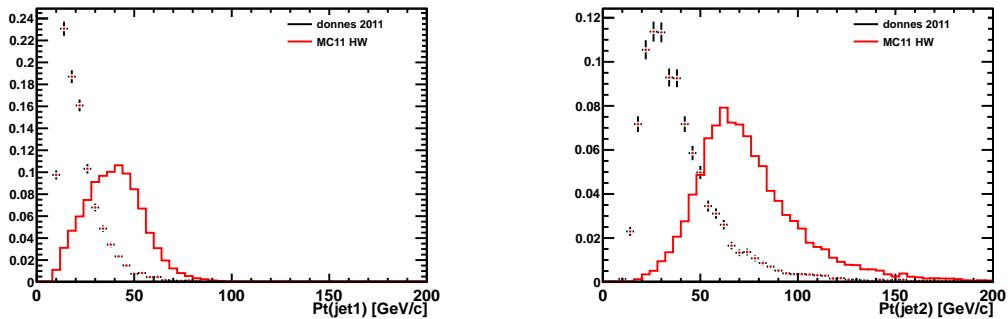


FIGURE 6.14 – Masse du premier jet (gauche) et du second jet (droite). Conditions 6.13.


 FIGURE 6.15 –  $P_T$  du premier jet (gauche) et du second jet (droite). Conditions 6.13.

Les figures 6.14 et 6.15 présentent la masse et la quantité de mouvement transverse du premier et du second jet après étiquetage par SV. Les masses et quantités de mouvement transverses sont en moyenne plus importantes dans le signal Monte Carlo que dans les données. Il serait donc possible d'établir une coupure sur le  $P_T$  et sur la masse du jet, mais afin de préserver un maximum d'événements de signal, aucune coupure supplémentaire n'est appliquée. A partir de là, nous allons concentrer les coupures de sélection sur le muon, comme décrit dans la section 6.3.2.

Sur un échantillon de 100'000 événements,  $H^0 W^\pm$  en a conservé 18.6%. Le nombre d'événements sélectionnés dans les données est de 5'566.

### 6.3.2 Sélection du muon

Dans cette section, la sélection du muon est discutée en passant en revue les différentes variables intéressantes. Nous comparons seulement deux échantillons : les données 2011 et le Monte Carlo  $H^0 W^\pm$ . Les bruits de fond tels que  $t\bar{t}, W^\pm + b\bar{b}, W^\pm + c\bar{c}, Z^0 + b\bar{b}, Z^0 + c\bar{c}$  présentent pratiquement la même topologie que le signal. De plus nous avons des événements mal reconstruits, des mauvais tags pour les jets et des traces fantômes pour les muons. Les deux processus de signal sont  $H^0 W^\pm$  et  $H^0 Z^0$ . La sélection est présentée en se servant du signal  $H^0 W^\pm$  car il possède la section efficace la plus importante. Notons que les distributions des variables de sélection ne diffèrent que très légèrement entre ces deux échantillons. Les variables de sélection du muon sont les mêmes que celles présentées dans le chapitre 4 (étude préliminaire sur  $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ).

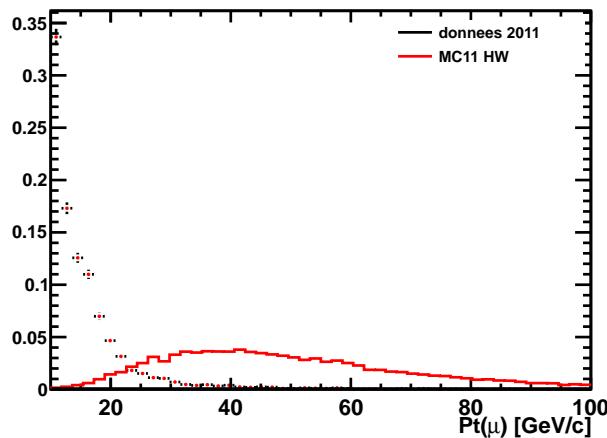


FIGURE 6.16 – Quantité de mouvement transverse du muon. 5'566 événements dans les données.

La figure 6.16 compare la quantité de mouvement transverse du muon dans les données réelles et le Monte Carlo. La majorité des muons présélectionnés dans les données ont une faible quantité de mouvement transverse, bien inférieure à celle attendue pour le signal. Cela nous amène à placer une coupure ultérieure à  $25 \text{ GeV}/c$  afin d'éliminer un maximum de bruit et ainsi observer le comportement des autres variables du muon sur des événements comprenant plus de candidats probables. Cette coupure nous laisse avec 504 événements dans les données et 17'047 dans le Monte Carlo  $H^0 W^\pm$ .

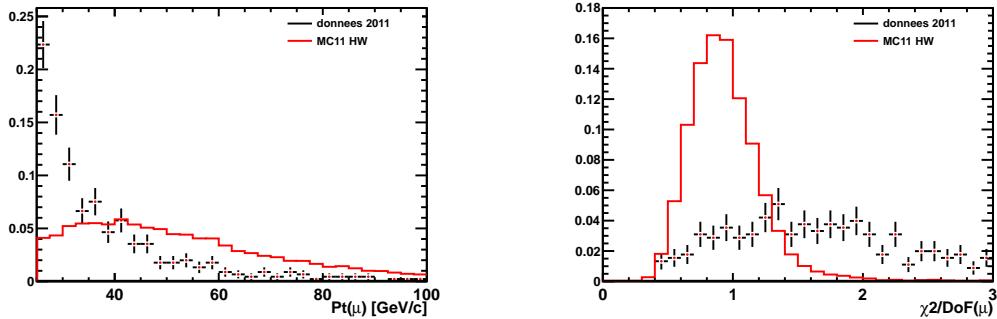


FIGURE 6.17 – Quantité de mouvement transverse (gauche) et qualité de la trace donnée par  $\chi^2/DoF$  du muon.

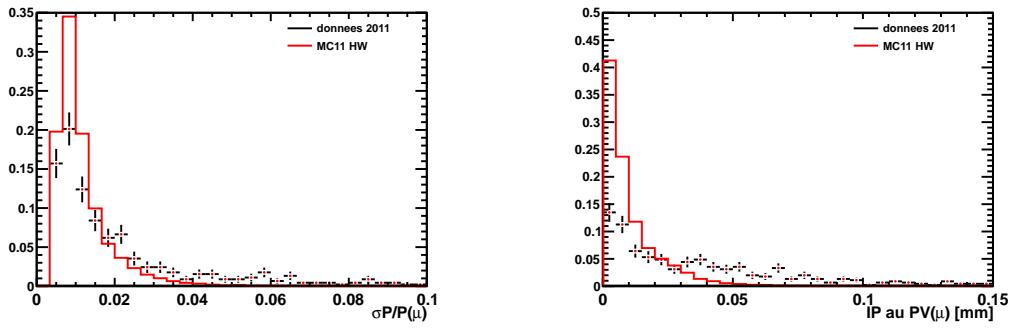


FIGURE 6.18 – Erreur relative sur la quantité de mouvement de la trace (gauche) et paramètre d'impact au vertex primaire (droite) du muon.

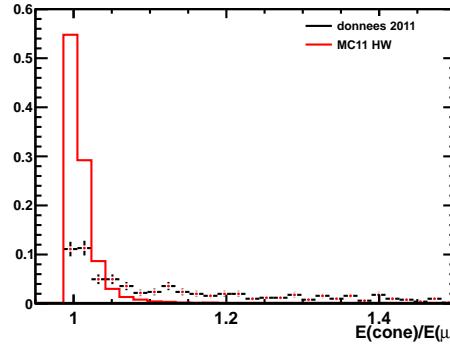


FIGURE 6.19 – Rapport entre l'énergie dans un cône en  $(\eta, \phi)$  dont le rayon vaut 0.3 entourant le muon et l'énergie du muon.

### 6.3. Algorithme de présélection

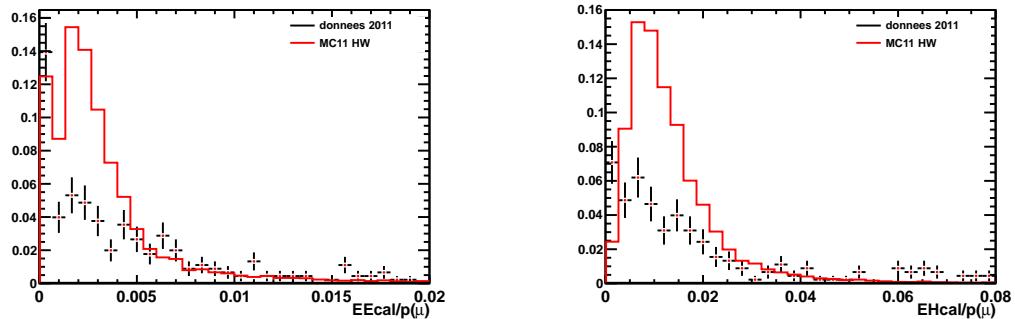


FIGURE 6.20 – Rapport entre l'énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique (gauche) ou hadronique (droite) et la quantité de mouvement du muon.

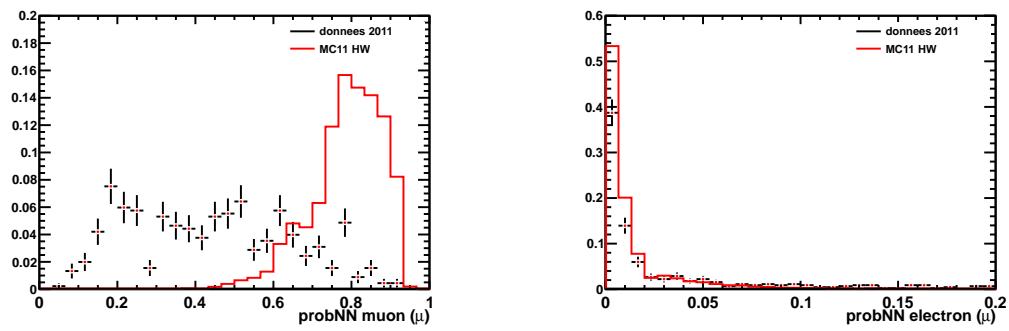


FIGURE 6.21 – Probabilité donnée par le réseau de neurones du muon d'être un muon (gauche) ou d'être un électron (droite).

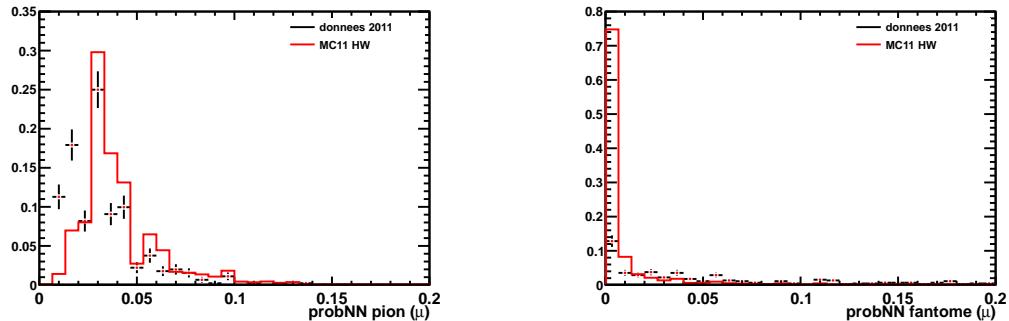


FIGURE 6.22 – Probabilité donnée par le réseau de neurones du muon d'être un pion (gauche) ou d'être une trace fantôme (droite).

En comparant les distributions des données et du Monte Carlo obtenues (figures 6.17 à 6.22), nous avons établi les coupures finales. La quantité de mouvement transverse (figure 6.17) est requise supérieure à  $30 \text{ GeV}/c$ . Le  $\chi^2/\text{DoF}$  (figure 6.17) a une forme très différente dans les données et dans le Monte Carlo mettant en évidence des traces de mauvaise qualité, on établit la coupure  $\chi^2/\text{DoF}(\mu) < 2$ . Dans le chapitre 4 "étude préliminaire" sur  $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ , on a vu que cette variable diffère très légèrement entre données et Monte Carlo. Etablir la coupure  $\chi^2/\text{DoF}(\mu) < 2$  induit une sur-estimation de l'efficacité de sélection de 3.7% dans le Monte Carlo par rapport aux données. L'erreur relative sur la quantité de mouvement de la trace (figure 6.18) ne diffère que très peu mais présente une queue de distribution, nous imposons la coupure  $\sigma P/P(\mu) < 0.05$ . Le paramètre d'impact au vertex primaire (figure 6.18) est requis inférieur à  $50 \mu\text{m}$ . Cette coupure supprime ainsi les traces qui ne sont pas promptes, provenant probablement de la désintégration leptonique de hadrons beaux ou charmés mais aussi dans certains cas de la désintégration d'un tau. Le rapport entre l'énergie du muon et l'énergie dans un cône en  $(\eta, \phi)$  de rayon 0.3 (figure 6.19) mesure l'isolation du muon. On demande que ce rapport soit inférieur à 1.08. La figure 6.20 présente le rapport entre l'énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique ou hadronique et la quantité de mouvement du muon. Un muon dépose peu d'énergie relativement à sa quantité de mouvement dans les calorimètres. Nous établissons les coupures suivantes :  $E_{ECAL}/P(\mu) < 0.015$  et  $E_{HCAL}/P(\mu) < 0.05$ . Les figures 6.21 et 6.22 présentent la probabilité donnée par un réseau de neurones pour le muon d'être un muon, un électron, un pion ou encore un fantôme. Pour les probabilités de la particule d'être un électron, un pion ou un fantôme, on établit les coupures suivantes :  $probNN_{electron}(\mu) < 0.08$ ,  $probNN_{pion}(\mu) < 0.15$  et  $probNN_{fantome}(\mu) < 0.05$  afin d'éliminer quelques événements dans les queues de distribution. Nous imposons que la probabilité du muon d'être un muon soit supérieure à 0.6, permettant ainsi de se débarrasser des traces qui ne sont très probablement pas des muons. A partir des résultats sur  $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  chapitre 4, on estime une correction d'efficacité de -4.5% du Monte Carlo sur les données.

Les différences dues aux coupures sur  $\chi^2/\text{DoF}(\mu)$  et  $probNN_{muon}(\mu)$  vont toutes les deux dans le sens d'une sur-estimation de l'efficacité de sélection dans le Monte Carlo. Nous allons tenir compte de ces corrections en introduisant un facteur multiplicatif dans le calcul du nombre d'événements attendu Monte Carlo. Ce facteur est défini comme une efficacité de correction sur les coupures et vaut  $\epsilon_{coup}^{corr} = 92.0\%$  auquel on ajoute une incertitude systématique de 2%.

Voici le résumé des coupures établies sur le muon :

- $P_T(\mu) > 30 \text{ GeV}/c$
- $\chi^2/\text{DoF}(\mu) < 2$
- $\sigma P/P(\mu) < 0.05$
- IP au PV( $\mu$ ) $< 50 \mu\text{m}$
- $E(\text{cone})/E(\mu) < 1.08$
- $E_{\text{ECAL}}/P(\mu) < 0.015$
- $E_{\text{HCAL}}/P(\mu) < 0.05$
- $\text{probNN}_{\text{muon}}(\mu) > 0.6$
- $\text{probNN}_{\text{electron}}(\mu) < 0.08$
- $\text{probNN}_{\text{pion}}(\mu) < 0.15$
- $\text{probNN}_{\text{fantôme}}(\mu) < 0.05$

Ces coupures sélectionnent 65.8% des événements de signal  $H^0 W^\pm$  présélectionnés. Donc l'efficacité à ce stade est de  $65.8\% \cdot 18.6\% = 12.3\%$  pour l'échantillon MC11  $H^0 W^\pm$ . La grande majorité des événements ne passant pas les coupures de sélection a été supprimée par la condition sur le  $P_T(\mu)$ .

### 6.3.3 Lignes de déclenchement et lignes de Stripping

Nous choisissons les lignes de déclenchement et de Stripping indiquées ci-dessous.

- Déclenchement de bas niveau
  - L0Muon
- Déclenchement de haut niveau 1
  - Hlt1SingleMuonHighPtDecision
  - Hlt1TrackAllL0Decision
- Déclenchement de haut niveau 2
  - Hlt2SingleMuonHighPtDecision
- Stripping
  - StrippingWMuLineDecision

L'estimation de l'efficacité des lignes de déclenchement et de Stripping est effectué sur les échantillons Monte-Carlo  $H^0 W^\pm$  et  $H^0 Z^0$  où  $1.8 < \eta(b, \bar{b}, \mu^\pm) < 4.9$  (voir table 2.1). On mesure la proportion d'événements passant les lignes de déclenchement et de Stripping en cascade, c'est à dire que pour la ligne  $Hlt1$  on rapporte au nombre ayant passé la ligne  $L0$ , pour  $Hlt2$  on rapporte au nombre ayant passé  $L0$  et  $Hlt1$  et enfin pour le Stripping on rapporte au nombre ayant passé les lignes de déclenchement. Les résultats sont présentés dans la table 6.18.

Lignes de déclenchement ou de Stripping	Efficacité [%]	
	MC11 $H^0 W^\pm$	MC11 $H^0 Z^0$
L0Muon	$97.0 \pm 0.2$	$97.9 \pm 0.1$
Hlt1SingleMuonHighPtDecision	$81.0 \pm 0.4$	$87.3 \pm 0.3$
Hlt1TrackAllL0Decision	$94.1 \pm 0.2$	$92.7 \pm 0.2$
Hlt1TrackAllL0Decision ou Hlt1SingleMuonHighPtDecision	$98.8 \pm 0.1$	$99.0 \pm 0.1$
Hlt2SingleMuonHighPtDecision	$98.0 \pm 0.1$	$98.7 \pm 0.1$
StrippingWMuLineDecision	$100 \pm 0.0$	$100 \pm 0.0$
L0Muon et ( Hlt1TrackAllL0Decision ou Hlt1TrackAllL0Decision ) et Hlt2SingleMuonHighPtDecision et StrippingWMuLineDecision	$93.9 \pm 0.2$	$95.7 \pm 0.2$

TABLE 6.18 – Efficacité des lignes de déclenchement et de Stripping dans les échantillons de données et MC11  $H^0 W^\pm$  et  $H^0 Z^0$  après la sélection des jets et du muon. Les efficacités sont données en cascade. L'erreur indiquée est statistique et donnée par la loi binômiale.

#### 6.3.4 Récapitulatif des critères de sélection

- Jets
  - $P_{T,jets} > 10 \text{ GeV}/c$
  - étiquetés par SV
- Di-Jet
  - $30 < M_{di,jet} < 200 \text{ GeV}/c^2$
- Muon
  - $\Delta R(jet, muon) > 0.5$
  - $P_T(\mu) > 30 \text{ GeV}/c$
  - $\chi^2/DoF(\mu) < 2$
  - $\sigma P/P(\mu) < 0.05$
  - IP au PV( $\mu$ ) $< 50 \mu\text{m}$
  - $E_{R=0.3}(\text{cone})/E(\mu) < 1.08$
  - $E_{ECAL}/P < 0.015$
  - $E_{HCAL}/P < 0.05$
  - $probNN_{muon}(\mu) > 0.6$
  - $probNN_{electron}(\mu) < 0.08$
  - $probNN_{pion}(\mu) < 0.15$
  - $probNN_{fantôme}(\mu) < 0.05$
- Déclenchement et Stripping
  - L0Muon
  - Hlt1SingleMuonHighPtDecision
  - Hlt1TrackAllL0Decision
  - Hlt2SingleMuonHighPtDecision
  - StrippingWMuLineDecision

### 6.3.5 Incertitudes systématiques

La table 6.19 présente la systématique estimée sur l'échantillon Monte Carlo  $H^0 W^\pm$  en faisant varier la coupure sur chaque variable par la valeur indiquée à la troisième colonne.

Variable/critère considéré	Sélection	Variation sur la sélection	Variation induite sur le nombre d'événements [%]	Incertitude systématique considérée [%]
$P_{Tjet1}$	$> 10 \text{ GeV}/c$	$+1 \text{ GeV}/c$	-0.54	négligeable
$P_{Tjet2}$	$> 10 \text{ GeV}/c$	$+1 \text{ GeV}/c$	0.00	négligeable
étiquetage par SV (par jet)	actif			4.8
$M_{dijet}$	$> 30 \text{ GeV}/c^2$	$+3 \text{ GeV}/c^2$	-0.14	négligeable
$M_{dijet}$	$< 200 \text{ GeV}/c^2$	$-20 \text{ GeV}/c^2$	-0.80	négligeable
$\Delta R(jet1, \mu)$	$> 0.5$	+0.05	-0.39	négligeable
$\Delta R(jet2, \mu)$	$> 0.5$	+0.05	-0.26	négligeable
$P_T(\mu)$	$> 30 \text{ GeV}/c$	$\pm 0.6 \text{ GeV}/c$	$^{-1.10}_{+1.39}$	1.3
$\chi^2/DoF(\mu)$	$< 2$	$\pm 0.2$	$^{+0-10}_{-0.36}$	négligeable
$\sigma P/P(\mu)$	$< 0.05$	$\pm 0.005$	$^{+0.052}_{-0.061}$	négligeable
IP au PV( $\mu$ )	$< 50 \mu\text{m}$	$\pm 5 \mu\text{m}$	$^{+0.43}_{-0.38}$	négligeable
$E_{R=0.3}(\text{cone})/E(\mu)$	$< 1.08$	+0.108	+1.68	négligeable
$E_{ECAL}/P$	$< 0.015$	$\pm 0.0015$	$^{+0.30}_{-0.50}$	négligeable
$E_{HCAL}/P$	$< 0.05$	$\pm 0.005$	$^{+0.27}_{-0.43}$	négligeable
$probNN_{muon}(\mu)$	$> 0.6$	$\pm 0.012$	$^{-0.6}_{+0.21}$	0.5
$probNN_{electron}(\mu)$	$< 0.08$	$\pm 0.008$	$^{+0.49}_{-0.63}$	négligeable
$probNN_{pion}(\mu)$	$< 0.15$	$\pm 0.015$	$^{+0.17}_{-0.08}$	négligeable
$probNN_{fanôme}(\mu)$	$< 0.05$	$\pm 0.005$	$^{+0.83}_{-0.47}$	négligeable
Déclenchement	actif			2
StrippingWMuLineDecision	actif			négligeable
Ensemble des critères				7.5

TABLE 6.19 – Incertitudes systématiques estimées sur l'échantillon Monte Carlo  $H^0 W^\pm$  pour l'ensemble des variables de sélection.

Pour les  $P_T$  des jets, les masses des jets,  $\Delta R(jets, \mu)$  et pour toutes les variables relatives au muon présentant une queue de distribution, l'incertitude systématique est négligeable. On choisit de considérer une systématique de 2% pour l'ensemble de ces variables.

On considère une incertitude de 2% sur les variables  $P_T(\mu)$  et  $probNN_{muon}(\mu)$ . On détermine la systématique en la prenant égale à la variation induite sur le nombre d'événements.

En comparant les résultats pour  $H^0 \rightarrow b\bar{b}$  et  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$  (table 6.12), on considère une incertitude systématique de  $(2.9/60.9)=4.8\%$  sur l'étiquetage.

Pour les lignes de déclenchement, on considère une systématique de 2% (selon le travail du groupe ElectroWeak [25]) et pour la ligne de Stripping, une incertitude négligeable.

Toutes les incertitudes systématiques sont considérées indépendantes et on détermine l'incertitude systématique globale sur l'ensemble des critères de sélection (notée dans la dernière ligne de la table 6.19).

Un résumé des incertitudes théoriques, statistiques et systématiques prises en compte dans le calcul du nombre attendu d'événements est donné à la table 6.20. L'incertitude systématique estimée sur la base de l'échantillon Monte Carlo  $H^0W^\pm$  est utilisée pour tous les autres échantillons étant donné que, après la sélection, les topologies des événements sont très proches.

Echantillons MC11	Incertitudes sur					Incertitude systématique [%]
	la section efficace [%]	le facteur de branchement [%]	l'efficacité de sélection [%]	le facteur correctif [%]	la luminosité [%]	
$H^0Z^0$	$\pm 4.8$	$\pm 5.7$	$\pm 0.9$	$\pm 3.5$	$\pm 3.5$	$\pm 7.5$
$H^0W^\pm$	$^{+3.7}_{-4.4}$	$\pm 5.7$	$\pm 0.9$	$\pm 3.5$	$\pm 3.5$	$\pm 7.5$
$Z^0Z^0$	$\pm 19.4$	-	$\pm 0.9$	$\pm 3.5$	$\pm 3.5$	$\pm 7.5$
$Z^0W^\pm$	$\pm 14.2$	-	$\pm 1.1$	$\pm 3.5$	$\pm 3.5$	$\pm 7.5$
$Z^0 + b\bar{b}$	$^{+18.6}_{-15.5}$	-	$\pm 16.4$	$\pm 3.5$	$\pm 3.5$	$\pm 7.5$
$Z^0 + c\bar{c}$	$^{+22.3}_{-19.2}$	-	$\pm 21.3$	$\pm 3.5$	$\pm 3.5$	$\pm 7.5$
$W^\pm + b\bar{b}$	$^{+23.0}_{-19.8}$	-	$\pm 5.3$	$\pm 3.5$	$\pm 3.5$	$\pm 7.5$
$W^\pm + c\bar{c}$	$^{+26.9}_{-21.9}$	-	$\pm 22.4$	$\pm 3.5$	$\pm 3.5$	$\pm 7.5$
$t\bar{t}$	$^{+40.2}_{-29.1}$	-	$\pm 1.8$	$\pm 3.5$	$\pm 3.5$	$\pm 7.5$
$t(\bar{t}) + q(\bar{q})$	$\pm 0.5$	-	$^{+100}_{-0}$	$\pm 3.5$	$\pm 3.5$	$\pm 7.5$
$t(\bar{t}) + b(\bar{b})$	$\pm 0.1$	-	$\pm 25$	$\pm 3.5$	$\pm 3.5$	$\pm 7.5$
$t(\bar{t}) + W^\pm$	$\pm 0.01$	-	$\pm 100$	$\pm 3.5$	$\pm 3.5$	$\pm 7.5$
$t(\bar{t}) + b(\bar{b}) + W^\pm$	$\pm 0.06$	-	$\pm 100$	$\pm 3.5$	$\pm 3.5$	$\pm 7.5$

TABLE 6.20 – Résumé des incertitudes théoriques, statistiques et systématiques prises en compte dans le calcul du nombre attendu d'événements pour l'année 2011. Les facteurs de branchement des particules  $Z^0$  et  $W^\pm$  se désintègrent comme suit :  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ ,  $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$  et  $W^\pm \rightarrow \mu^\pm\nu$  sont connus avec suffisamment de précision pour en négliger les incertitudes. Pour les processus  $H^0Z^0$  et  $H^0W^\pm$ , l'incertitude sur le facteur de branchement provient du canal  $H^0 \rightarrow b\bar{b}$  [17]. L'incertitude sur l'efficacité de sélection est statistique et provient du nombre d'événements ayant passé les coupures de sélection.

## 6.4 Résultats

Le nombre d'événements sélectionnés dans les données 2011 est de 22. L'efficacité globale pour les événements  $H^0 W^\pm$  et  $H^0 Z^0$  est d'environ 11.5% pour les échantillons générés dans l'acceptance  $1.8 < \eta(b, \bar{b}, \mu^\pm) < 4.9$ .

### 6.4.1 Distributions des variables

Les distributions de certaines variables concernant les jets, le di-jet et le muon après les coupures finales de sélection (voir section 6.3.4) sont données aux figures 6.23 à 6.38. Toutes les distributions sont normalisées à 1. Les distributions des données 2011 sont affichées avec une barre d'erreur statistique. Les échantillons Monte Carlo sont tous présentés à l'exception des échantillons de *top* car trop peu d'événements ont passé les coupures de sélection.

La figure 6.23 présente la masse du di-jet, les figures 6.24 et 6.25 présentent la quantité de mouvement transverse du premier jet (plus faible  $P_T$ ) et du second jet (plus haut  $P_T$ ) et les figures 6.26 et 6.27 présentent la masse de premier et du second jet. Les données semblent proches des distributions  $Z^0 + b\bar{b}$ ,  $Z^0 + c\bar{c}$ ,  $W^\pm + b\bar{b}$  et  $W^\pm + c\bar{c}$ .

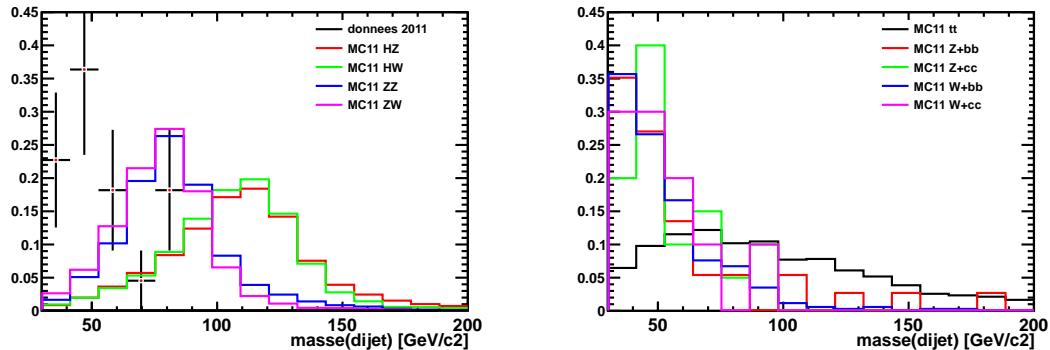


FIGURE 6.23 – Masse du di-jet.

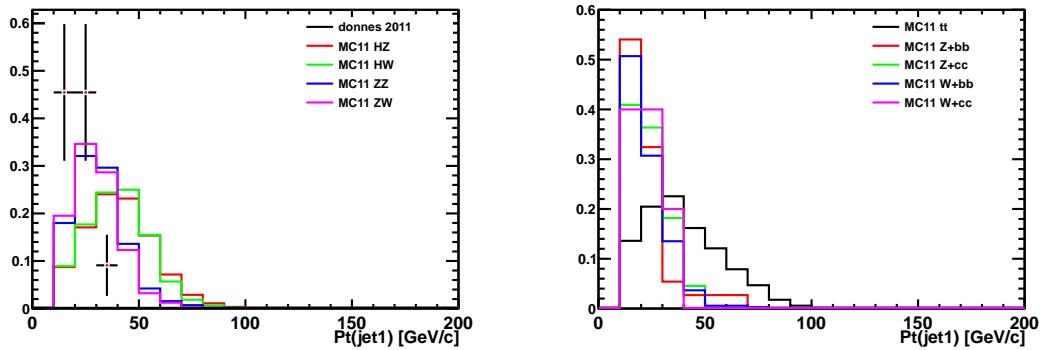


FIGURE 6.24 – Quantité de mouvement transverse du premier jet.

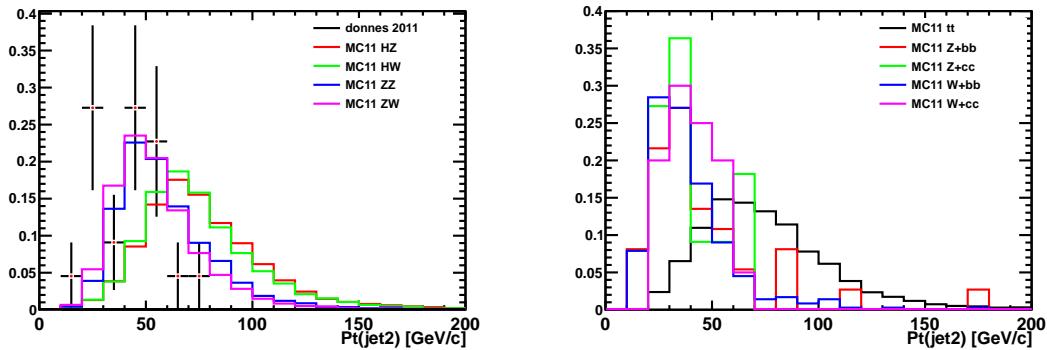


FIGURE 6.25 – Quantité de mouvement transverse du second jet.

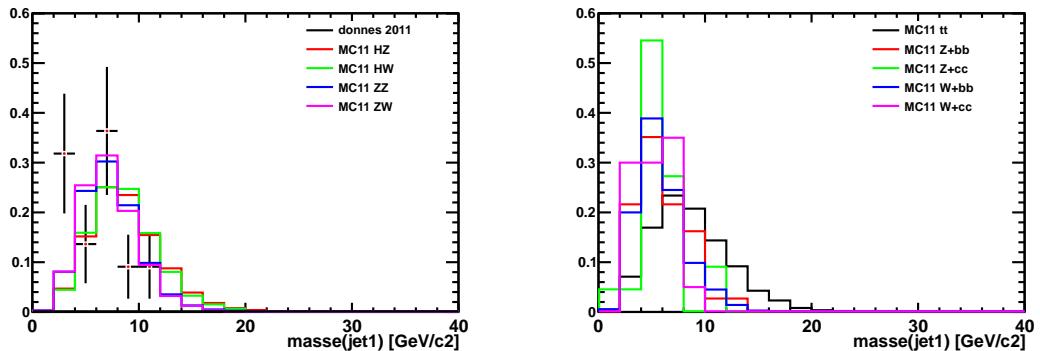


FIGURE 6.26 – Masse du premier jet.

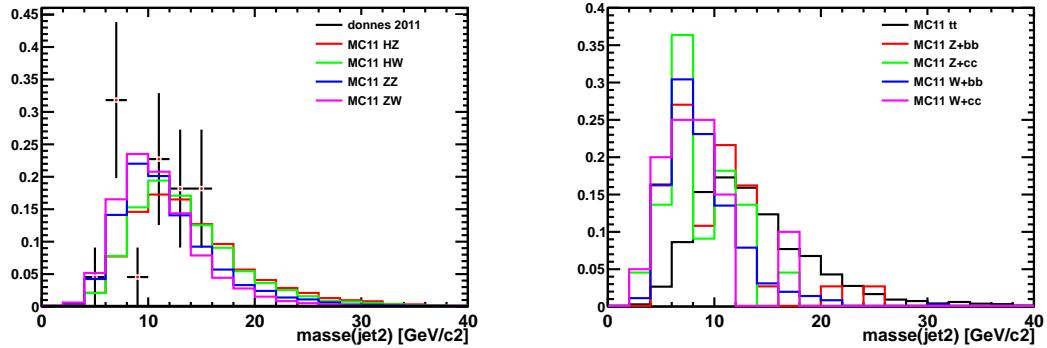


FIGURE 6.27 – Masse du second jet.

Les figures 6.28, 6.29, 6.30, 6.31, 6.32, 6.33, et 6.34 présentent des variables relatives au muon. Les distributions de ces variables pour chacun des échantillons (données incluses) sont toutes très similaires. On explique cela car le muon provient toujours d'un  $Z^0$  ou d'un  $W^\pm$ . On s'est donc assuré d'avoir pour chaque événement un muon isolé, prompt, de grande quantité de mouvement transverse et dont la trace est de bonne qualité.

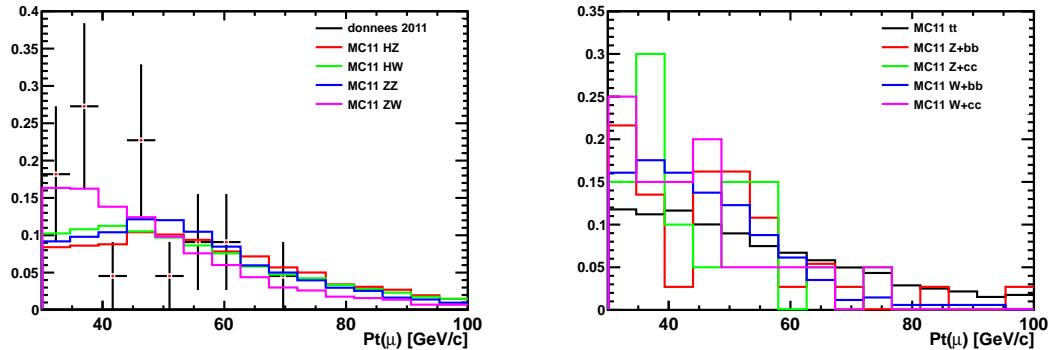


FIGURE 6.28 – Quantité de mouvement transverse du muon.

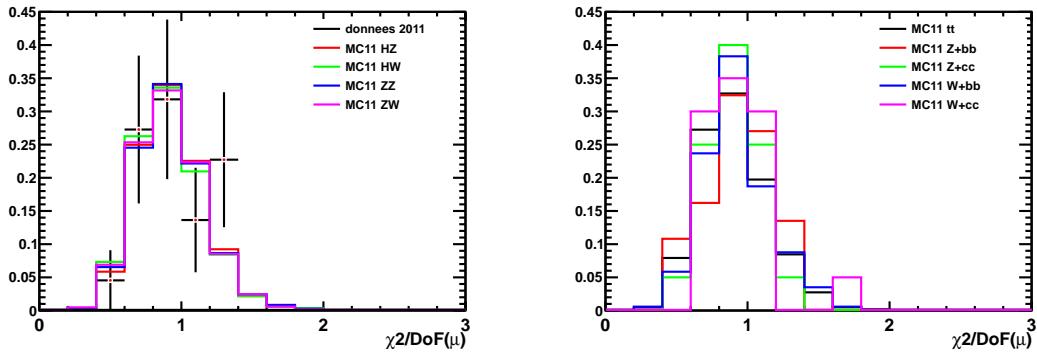


FIGURE 6.29 – Qualité de la trace donnée par  $\chi^2/DoF$  du muon.

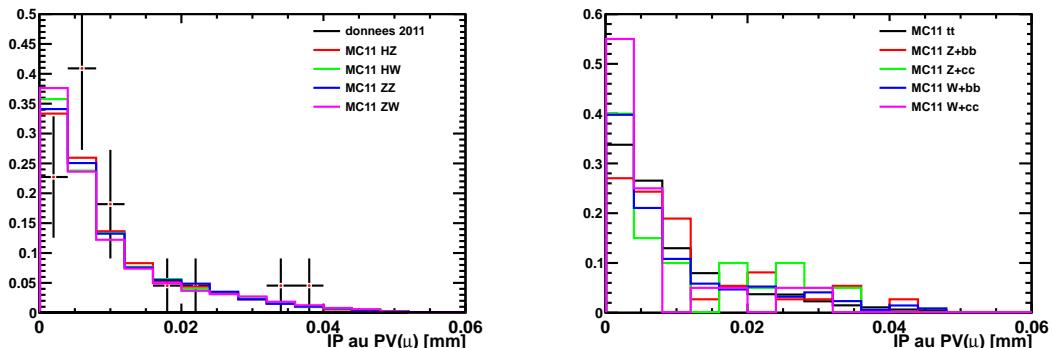


FIGURE 6.30 – Paramètre d'impact au vertex primaire du muon.

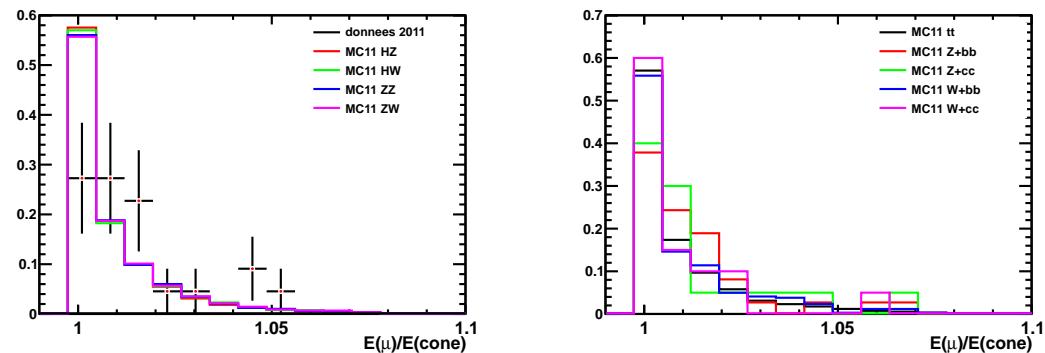


FIGURE 6.31 – Rapport entre l'énergie du muon et l'énergie dans un cône en  $(\eta, \phi)$  dont le rayon vaut 0.3

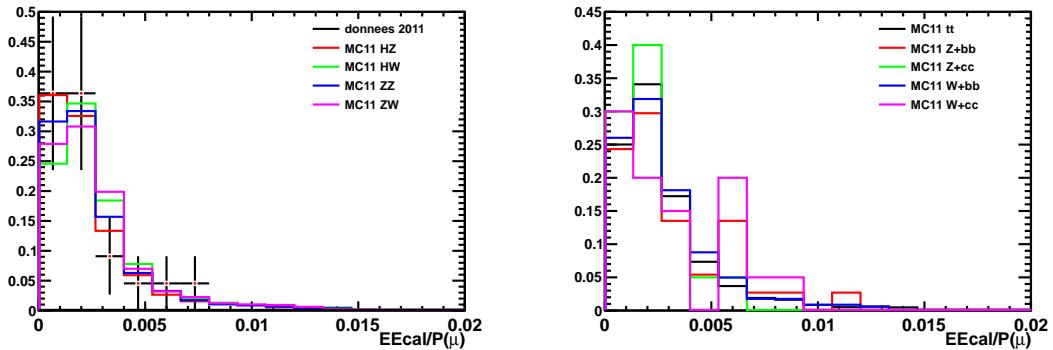


FIGURE 6.32 – Rapport entre l'énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique et la quantité de mouvement du muon.

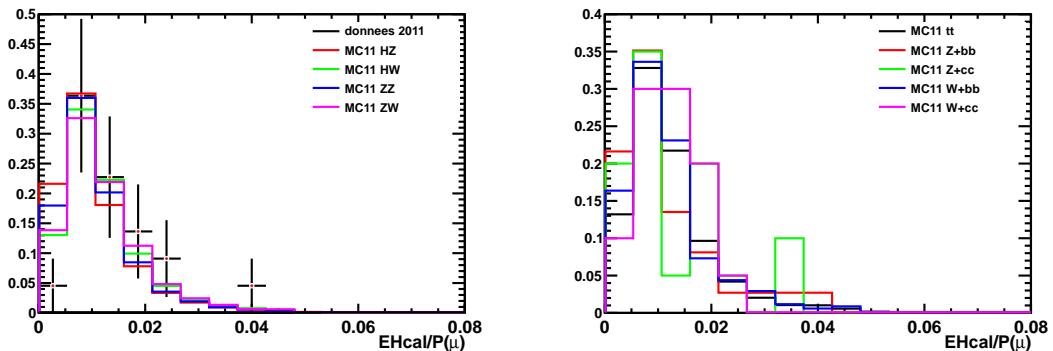


FIGURE 6.33 – Rapport entre l'énergie déposée dans le calorimètre hadronique et la quantité de mouvement du muon.

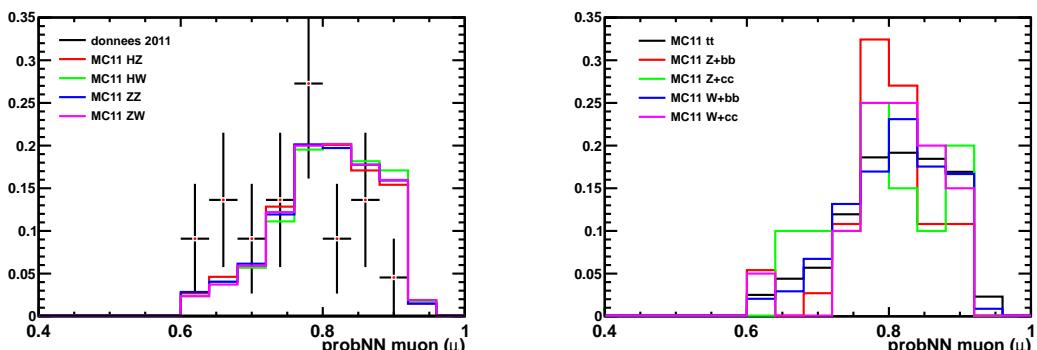


FIGURE 6.34 – Probabilité donnée par le réseau de neurones du muon d'être un muon.

Les figures 6.35, 6.36 et 6.37 présentent les distances en  $(\eta, \phi)$  séparant les jets ou séparant le muon d'un jet. La figure 6.38 montre le nombre de vertex primaires.

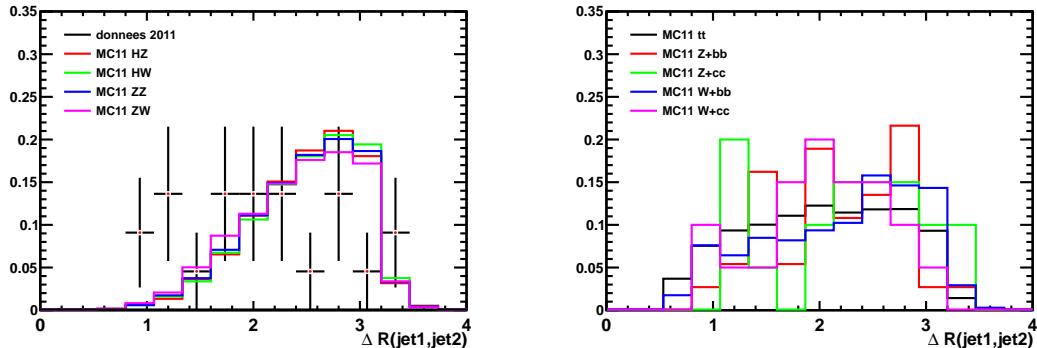


FIGURE 6.35 – Distance en  $(\eta, \phi)$  séparant les 2 jets.

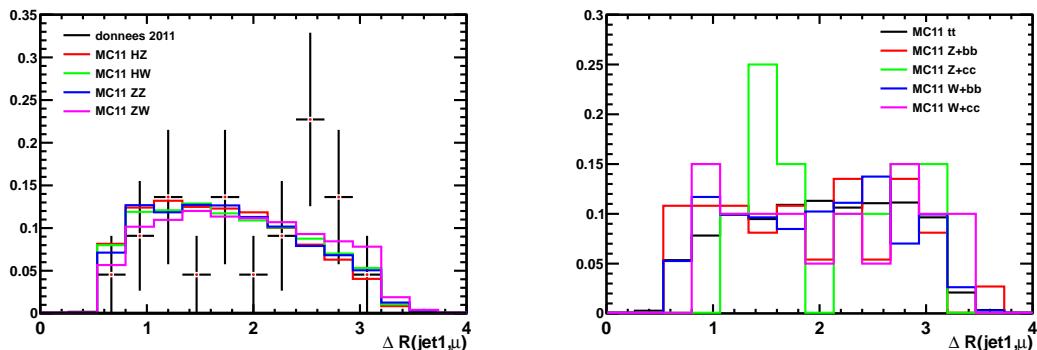


FIGURE 6.36 – Distance en  $(\eta, \phi)$  séparant le premier jet du muon.

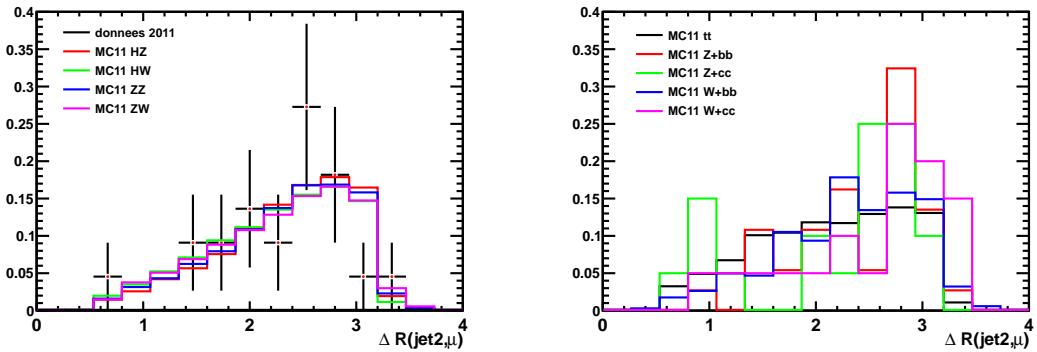


FIGURE 6.37 – Distance en  $(\eta, \phi)$  séparant le deuxième jet du muon.

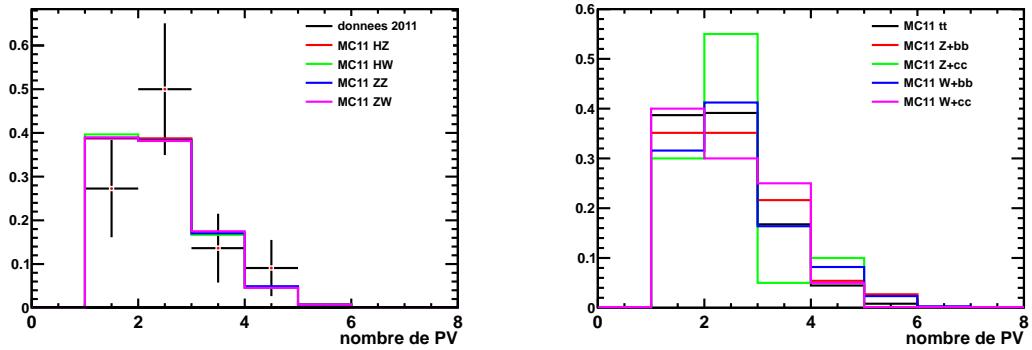


FIGURE 6.38 – Nombre de vertex primaires dans l'événement.

### 6.4.2 Nombre d'événements attendus par année ou par $fb^{-1}$

La table 6.21 présente les nombres d'événements attendus par  $fb^{-1}$  pour la recherche di-jet + muon tels que  $M_{DiJet} > 30 \text{ GeV}/c^2$ . Ces nombres sont obtenus comme suit (équation 6.1) :

$$N = \sigma_{tot} \cdot Br \cdot \epsilon_{acc} \cdot \epsilon_{sél} \cdot \epsilon_{corr} \cdot 1 \text{ } fb^{-1} \quad (6.1)$$

où :

- $\sigma_{tot}$  est la section efficace totale en  $[fb]$  (facteur K inclu si calculé).
- $Br$  est le facteur de branchement des canaux considérés.
- $\epsilon_{acc}$  est l'acceptance géométrique.
- $\epsilon_{sél}$  est l'efficacité de sélection.
- $\epsilon_{corr} = \epsilon_{dét}^{corr} \cdot \epsilon_{id}^{corr} \cdot \epsilon_{déc}^{corr} \cdot \epsilon_{coup}^{corr}$  est le facteur correctif à apporter aux efficacités de détection du muon, d'identification du muon, de déclenchement et sur la sélection du muon.

$\epsilon_{sél}$  est l'efficacité de sélection incluant : deux jets étiquetés par SV formant un di-jet et un muon détecté et identifié, le tout passant toutes les coupures de la sélection finale incluant les lignes de déclenchement et de Stripping.  $\epsilon_{corr}$  est la contribution à l'inefficacité due à la détection et l'identification du muon, au déclenchement et à la sélection du muon.  $\epsilon_{déc}^{corr}$  a été déterminé sur les lignes de déclenchement *L0Muon*, *Hlt1SingleMuonHighPtDecision* et *Hlt2SingleMuonHighPtDecision*. Pour cette étude nous avons ajouté pour HLT1 la ligne *Hlt1TrackAllL0Decision* incluant donc une erreur systématique sur la valeur de  $\epsilon_{déc}^{corr}$  et donc de  $\epsilon_{corr}$ . Cette erreur est prise en compte dans les erreurs systématiques.  $\epsilon_{coup}^{corr}$  tient compte de la différence entre les données et le Monte Carlo pour les variables  $probNN_{muon}(\mu)$  et  $\chi^2/DoF(\mu)$ .

Dans la table 6.21, la troisième colonne renseigne sur la section efficace de production incluant les coupures géométriques d'acceptance et les coupures cinématiques (voir ensemble MC11 à la table 2.1). Ces valeurs s'obtiennent différemment suivant le type d'échantillon. Pour le type A, on utilise la section efficace partielle de la table 6.8 que l'on multiplie par l'acceptance géométrique (voir table 6.9). Pour le type B, on utilise la section efficace donnée par le générateur AlpGen multipliée par le facteur K calculé dans la table 6.2. Pour le type C, on utilise la section efficace calculée par MadGraph (table 6.1) multipliée par le facteur K calculé dans la table 6.2 multiplié par l'efficacité donnée par le générateur Pythia. Enfin pour le type D, on utilise uniquement la valeur donnée par le générateur AlpGen (voir table 6.8).

Pour chaque processus  $\sigma_{tot} \cdot Br \cdot \epsilon_{acc}$  de l'équation 6.1 peut être remplacé par la valeur de la section efficace (coupures géométriques et cinématiques incluses) de la troisième colonne de la table 6.21.

L'efficacité de sélection est le rapport entre le nombre d'événements de la sélection finale et le nombre d'événements de l'échantillon correspondant (voir table 2.1).

## Chapitre 6. Recherche du boson de Higgs en production associée

Echantillons MC11	type	Section efficace (coupures géom. et cin.) [fb]	Nb d'evts (sélection finale) [-]	Evts par $fb^{-1}$ [fb]
$H^0 Z^0$	A	$0.209^{+0.016}_{-0.016}$	$11'511 \pm 107$	$0.0206 \pm 0.0016 \pm 0.0009$
$H^0 W^\pm$	A	$0.778^{+0.053}_{-0.057}$	$11'512 \pm 107$	$0.0768^{+0.0052}_{-0.0056} \pm 0.0034$
$Z^0 Z^0$	A	$2.77 \pm 0.54$	$11'287 \pm 106$	$0.270 \pm 0.052 \pm 0.0012$
$Z^0 W^\pm$	A	$6.75 \pm 0.96$	$7'757 \pm 88$	$0.449 \pm 0.064 \pm 0.021$
$Z^0 + b\bar{b}$	B	$4'752^{+846}_{-781}$	$37 \pm 6.1$	$4.37^{+0.78}_{-0.72} \pm 0.87$
$Z^0 + c\bar{c}$	B	$1'232^{+276}_{-238}$	$22 \pm 4.7$	$0.469^{+0.105}_{-0.091} \pm 0.117$
$W^\pm + b\bar{b}$	B	$2'285^{+534}_{-444}$	$355 \pm 18.8$	$13.90^{+3.25}_{-2.70} \pm 1.22$
$W^\pm + c\bar{c}$	B	$4'788^{+1297}_{-1053}$	$20 \pm 4.5$	$1.66^{+0.45}_{-0.36} \pm 0.43$
$t\bar{t}$	C	$610^{+246}_{-173}$	$3'117 \pm 56$	$3.20^{+1.29}_{-0.91} \pm 0.17$
$t(\bar{t}) + q(\bar{q})$	D	$59'600 \pm 300$	$0^{+1}_{-0}$	$0^{+1.16}_{-0}$
$t(\bar{t}) + b(\bar{b})$	D	$2'830 \pm 20$	$16 \pm 4$	$0.78 \pm 0.22$
$t(\bar{t}) + W^\pm$	D	$10'000 \pm 100$	$1 \pm 1$	$0.18 \pm 0.18$
$t(\bar{t}) + b(\bar{b}) + W^\pm$	D	$17'800 \pm 100$	$1 \pm 1$	$0.54 \pm 0.55$

TABLE 6.21 – Nombres d'événements attendus par  $fb^{-1}$  pour la recherche di-jet + muon tels que  $M_{DiJet} > 30 \text{ GeV}/c^2$ . Les échantillons testés sont issus de l'ensemble MC11 (voir table 2.1) et les valeurs indiquées dans la colonne "section efficace" prennent en compte les coupures géométriques et cinématiques post-génération. Les nombres d'événements sont calculés avec les coupures de la sélection finale 6.3.4. L'incertitude dans la colonne "section efficace" est théorique et provient de l'incertitude sur les échelles de renormalisation et de factorisation ainsi que de l'incertitude sur les pdf à l'exception des quatre processus *top* où l'incertitude est d'origine statistique. L'incertitude dans la colonne "nb d'evts" est statistique. Il faut encore tenir compte pour chacun des processus de l'incertitude systématique de 7.5% calculée dans le table 6.19.

En calculant les nombres d'événements attendus de signal et de bruit de fond pour l'année 2011 ( $1019 \text{ pb}^{-1} \pm 3.5\%$ ), nous obtenons :

Nombre d'événements de signal attendu :

$$N_{\text{signal}} = 0.0992^{+0.0056}_{-0.0060}(th) \pm 0.0036(stat) \pm 0.0035(lumi) \pm 0.0028(syst)$$

Nombre d'événements de bruit de fond MC attendu :

$$N_{\text{bruit}}^{MC} = 26.30^{+3.68}_{-3.02}(th)^{+2.09}_{-1.73}(stat) \pm 0.92(lumi) \pm 0.54(syst)$$

Nombre d'événements mesuré dans les données 2011 :  $22 \pm 4.7(stat)$

L'erreur théorique provient du calcul de la section efficace, l'erreur statistique est due au nombre d'événements dans les échantillons et à l'erreur sur  $\epsilon_{corr}$  pour le Monte Carlo. On garde à part la contribution due à l'incertitude sur la luminosité et la systématique.

A titre d'exemple, nous détaillons le calcul du nombre d'événements attendu pour les processus  $H^0 Z^0$  et  $H^0 W^\pm$  en 2011 (voir équations 6.2 et 6.3 et table 6.22).

$$\begin{aligned} N_{HZ} &= \sigma(H^0 Z^0) Br(H^0 \rightarrow b\bar{b}) Br(Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) \epsilon_{acc} \epsilon_{sel} \epsilon_{corr} L \\ &= 0.0210 \pm 0.0016(th) \pm 0.0009(stat) \pm 0.0007(lumi) \pm 0.0007(syst) \end{aligned} \quad (6.2)$$

$$\begin{aligned} N_{HW} &= \sigma(H^0 W^\pm) Br(H^0 \rightarrow b\bar{b}) Br(W^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu) \epsilon_{acc} \epsilon_{sel} \epsilon_{corr} L \\ &= 0.0782^{+0.0053}_{-0.0057}(th) \pm 0.0035(stat) \pm 0.0027(lumi) \pm 0.0027(syst) \end{aligned} \quad (6.3)$$

	Processus MC11	
	$H^0 Z^0$	$H^0 W^\pm$
$\sigma(H^0 Z^0 / W^\pm)$	$316^{+15}_{-16} \text{ fb}$	$573^{+21}_{-25} \text{ fb}$
$Br(H^0 \rightarrow b\bar{b})$	$(57.3 \pm 3.3)\%$	
$Br(Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$	$(3.366 \pm 0.007)\%$	
$Br(W^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu)$		$(10.57 \pm 0.15)\%$
$\epsilon_{acc} (1.8 < \eta(b, \bar{b}, \mu^\pm) < 4.9)$	$(3.41 \pm 0.03)\%$	$(2.23 \pm 0.01)\%$
$\epsilon_{sel}$	$(11.51 \pm 0.1)\%$	$(11.51 \pm 0.1)\%$
$\epsilon_{corr} = \epsilon_{det}^{corr} \cdot \epsilon_{id}^{corr} \cdot \epsilon_{dec}^{corr} \cdot \epsilon_{coup}^{corr}$	$(85.7 \pm 3.0)\%$	
$L = \int \mathcal{L} dt$	$1.019 \text{ fb}^{-1} \pm 3.5\%$	

TABLE 6.22 – Détails des valeurs permettant le calcul du nombre d'événements attendu pour l'année 2011 pour les processus  $H^0 Z^0$  et  $H^0 W^\pm$ .

Afin de s'assurer de ne pas commettre d'erreurs dans le calcul des nombres attendus d'événements  $H^0 Z^0 / W^\pm$ , nous avons testé un échantillon inclusif de données MC11  $H^0 W^\pm$ . Dans cet échantillon, les désintégrations du Higgs et du  $W^\pm$  ne sont pas spécifiées et les produits de désintégration peuvent être émis dans tout l'espace. L'efficacité de la sélection sur cet échantillon est dans ce cas inclusive des facteurs de branchement selon Pythia et d'acceptance géométrique.

Les informations relatives à ce test sont les suivantes :

- MC11  $H^0 W^\pm$ 
  - 569'600 evts
  - $\sigma(H^0 W^\pm) = 573^{+21}_{-25} \text{ fb}$
  - $Br(H^0 \rightarrow b\bar{b}) = (57.7 \pm 3.3)\%$  (HXSWG [17])
  - $Br(H^0 \rightarrow b\bar{b}) = 59.0\%$  (Pythia 6.4)
  - $Br(W^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu) = (10.57 \pm 0.15)\%$  (PDG [5])
  - $Br(W^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu) = (10.86 \pm 0.01)\%$  (Pythia 6.4)
  - $\epsilon_{\text{sél}} = \frac{92 \pm 9.6}{569'600} = (161.5 \pm 16.8) \cdot 10^{-6}$
  - $\epsilon_{\text{corr}} = \epsilon_{\text{dét}}^{\text{corr}} \cdot \epsilon_{\text{id}}^{\text{corr}} \cdot \epsilon_{\text{déc}}^{\text{corr}} \cdot \epsilon_{\text{coup}}^{\text{corr}} = (85.7 \pm 3)\%$
  - $L = \int \mathcal{L} dt = 1.019 \text{ fb}^{-1} \pm 3.5\%$

Une correction est faite sur les facteurs de branchement de  $H^0 \rightarrow b\bar{b}$  et de  $W^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$  car Pythia n'utilise pas exactement les mêmes valeurs que celles que issues de HXSWG [17] et du PDG [5].

Le nombre d'événements attendus est donné par l'équation 6.4 :

$$N_{HW} = \sigma(H^0 W^\pm) \frac{Br(H^0 \rightarrow b\bar{b})_{\text{HXSWG}}}{Br(H^0 \rightarrow b\bar{b})_{\text{Pythia}}} \frac{Br(W^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu)_{\text{PDG}}}{Br(W^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu)_{\text{Pythia}}} \epsilon_{\text{sél}} \epsilon_{\text{corr}} L = 0.0769 \pm 0.0187 \quad (6.4)$$

En comparant cette valeur à celle donnée par l'équation 6.3 valant  $N_{HW} = 0.0782 \pm 0.0076$ , on conclut que nous pouvons faire confiance aux résultats obtenus sur les échantillons Monte Carlo non inclusifs. Notons que pour la comparaison seule l'incertitude statistique est à considérer, les autres incertitudes étant communes.

### 6.4.3 Mise en évidence d'autres sources de bruit

Dans cette section, nous montrons qu'il existe une contribution supplémentaire de bruit dans les données. Pour ce faire, nous relâchons les coupures des deux variables suivantes :

- $P_T(\mu) > 10 \text{ GeV}/c^2$
- $E(\text{cone})/E(\mu) < \infty$

La figure 6.39 présente la variable d'isolation du muon en fonction du  $P_T$  du muon pour les données et pour le signal Monte Carlo  $H^0 W^\pm$ . On obtient des résultats très semblables pour les autres échantillons Monte Carlo, en particulier les bruits  $Z^0 + b\bar{b}$ ,  $Z^0 + c\bar{c}$ ,  $W^\pm + b\bar{b}$ ,  $W^\pm + c\bar{c}$  ou encore  $t\bar{t}$ . Deux régions sont indiquées pour les données : la région du bruit fait référence ici à un bruit d'origine inconnue ayant un  $P_T$  du muon plutôt faible ( $< 30 \text{ GeV}/c$ ) et une mauvaise isolation du muon ( $E(\text{cone})/E(\mu) > 1.08$ ), la région du signal fait référence au signal  $H^0 W^\pm$  et  $H^0 Z^0$  mais aussi aux bruits irréductibles connus ( $Z^0 + b\bar{b}$ ,  $Z^0 + c\bar{c}$ ,  $W^\pm + b\bar{b}$ ,  $W^\pm + c\bar{c}$ ,  $t\bar{t}$ ,  $Z^0 W^\pm$  et  $Z^0 Z^0$ ). Dans une région de bas  $P_T$  et de faible rapport  $E(\text{cone})/E(\mu)$ , où s'entrelacent les régions de signal et de bruit, il semble s'imposer deux contributions de bruit : le bruit connu dans le modèle standard étudié jusqu'ici et le bruit d'origine inconnue. Il semble qu'en augmentant la valeur de la coupure sur le  $P_T$  du muon, cette contribution disparaît. Nous pouvons faire quelques spéculations sur ce bruit d'origine

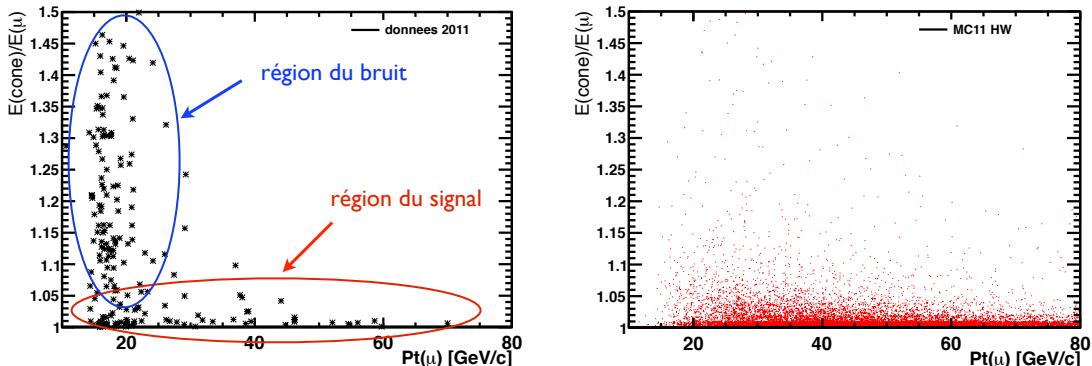


FIGURE 6.39 – Rapport entre l'énergie dans un cône en  $(\eta, \phi)$  dont le rayon vaut 0.3 et l'énergie du muon en fonction de la quantité de mouvement transverse du muon pour les données (gauche) et pour le signal  $H^0 W^\pm$  (droite). Aucune coupure n'est faite sur l'isolation et  $P_T(\mu) > 10 \text{ GeV}/c$ . La raison pour laquelle il n'y a pas d'événement en dessous de  $P_T(\mu) = 15 \text{ GeV}/c$  est que la ligne de Stripping *WMuLineDecision* requiert un muon de  $P_T$  supérieur à  $15 \text{ GeV}/c$ .

incertaine. Le muon semble bien être un bon muon, toutes les coupures faites sur ce dernier laissant croire à cette hypothèse. Il ne vient probablement pas d'un  $Z^0$  ou d'un  $W^\pm$ . Nous avons étudié les processus comprenant un boson de ce type dans le modèle standard. Les muons provenant de ces bosons sont normalement bien isolés. Rien n'indique si le muon provient d'un jet, le rayon en  $(\eta, \phi)$  séparant le muon du jet le plus proche étant supérieur à 0.5. Les jets proviennent quasi-certainement d'une production de  $b\bar{b}$ , peut-être de  $c\bar{c}$  ou encore, avec une faible probabilité, de quarks plus légers  $u\bar{u}$ ,  $d\bar{d}$ ,  $s\bar{s}$ .

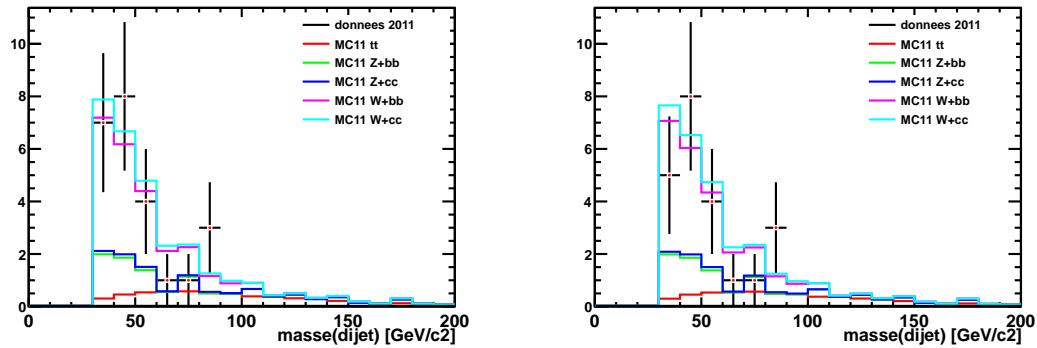


FIGURE 6.40 – Masse du di-jet sans coupure d’isolation (gauche) et avec  $E(\text{cône})/E(\mu) > 1.08$  (droite) pour  $P_T(\mu) > 30 \text{ GeV}/c$ .

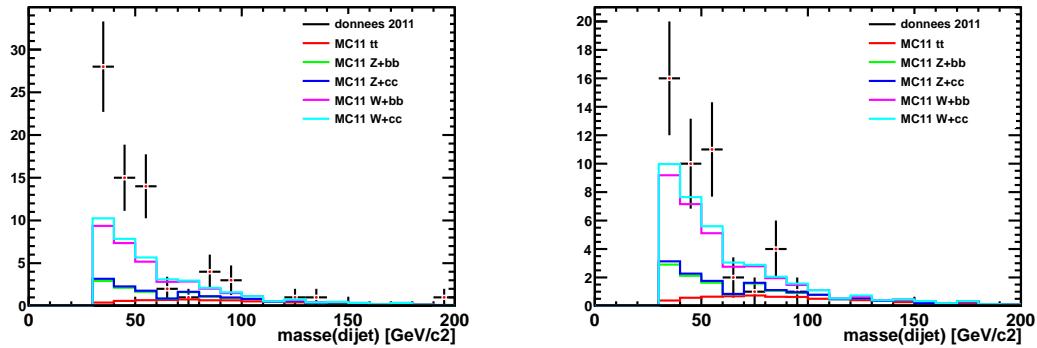


FIGURE 6.41 – Comme 6.40 pour  $P_T(\mu) > 20 \text{ GeV}/c$ .

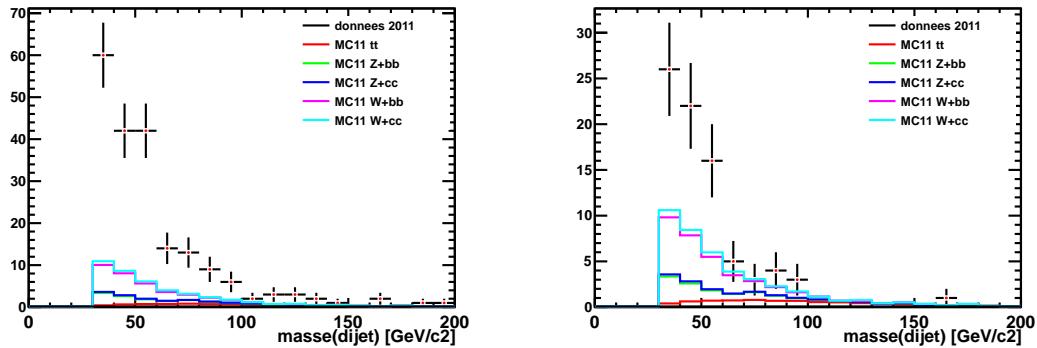


FIGURE 6.42 – Comme 6.40 pour  $P_T(\mu) > 10 \text{ GeV}/c$ .

Les figures 6.40, 6.41 et 6.42 montrent l'évolution du nombre d'événements en fonction de la coupure sur le  $P_T$  du muon. Les figures de gauche sont sans coupure sur l'isolation et celles de droite avec. Les données sont indiquées avec une barre d'erreur et les cinq principaux bruits MC11 sont superposés. On voit que la source de bruit d'origine inconnue est très présente si on n'exige pas l'isolation et qu'elle existe néanmoins si on applique la coupure sur l'isolation pour les bas  $P_T$  du muon.

Nous allons tenir compte de cette source de bruit dans la section 6.4.4. A partir des données, nous allons créer deux échantillons enrichis par ce bruit supplémentaire appelés BS1 et BS2.

- BS1
  - $10 < P_T(\mu) < 25 \text{ GeV}/c$
  - $E(\text{cone})/E(\mu) > 1.08$
- BS2
  - $10 < P_T(\mu) < 20 \text{ GeV}/c$
  - $E(\text{cone})/E(\mu) < 1.08$

Dans le cas de BS1, la figure 6.43 gauche présente la distribution de la masse du di-jet qui sera utilisé comme prototype pour la forme du bruit supplémentaire. Pour information, nous montrons aussi le nombre de vertex primaires et sur la figure 6.44 les distances en  $(\eta, \phi)$  séparant le muon des jets. Ces trois distributions sont très similaires à celles des figures 6.36, 6.37 et 6.38 et ne donnent aucune indication sur la nature du bruit. Les mêmes variables pour BS2 ne sont pas présentées car elles sont semblables à celles pour BS1.

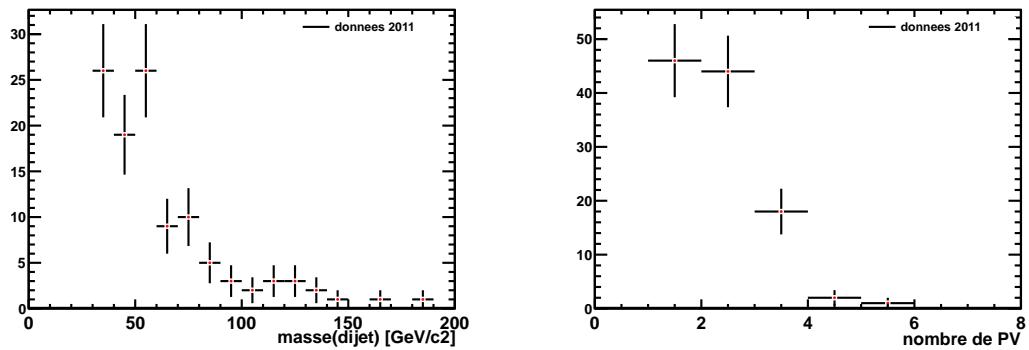


FIGURE 6.43 – Masse du di-jet (gauche) et nombre de vertex primaires dans l'événement (droite) pour le bruit supplémentaire BS1.

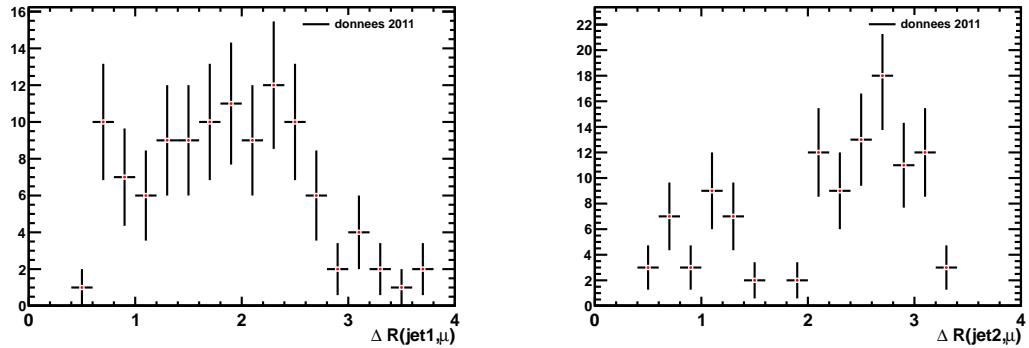


FIGURE 6.44 – Distance en  $(\eta, \phi)$  séparant le premier jet du muon (gauche) et le second jet du muon (droite) pour le bruit supplémentaire BS1.

#### 6.4.4 Présentation de la distribution de la masse du di-jet

La figure 6.45 présente la distribution de la masse du di-jet pour les événements avec  $P_T(\mu) > 30 \text{ GeV}/c$ . Dans cette figure, le bruit supplémentaire n'est pas présent. Nous pensons qu'en appliquant la coupure  $P_T(\mu) > 30 \text{ GeV}/c$ , cette source de bruit est négligeable. Les données sont en noir et figurent avec les barres d'erreurs. La prédition Monte Carlo sur les bruits est représenté en rouge. Le signal  $H^0 Z^0/W^\pm$  est représenté en vert et le nombre d'événements attendu est multiplié par un facteur 100 afin que l'on puisse visualiser la forme de la distribution de la masse du di-jet.

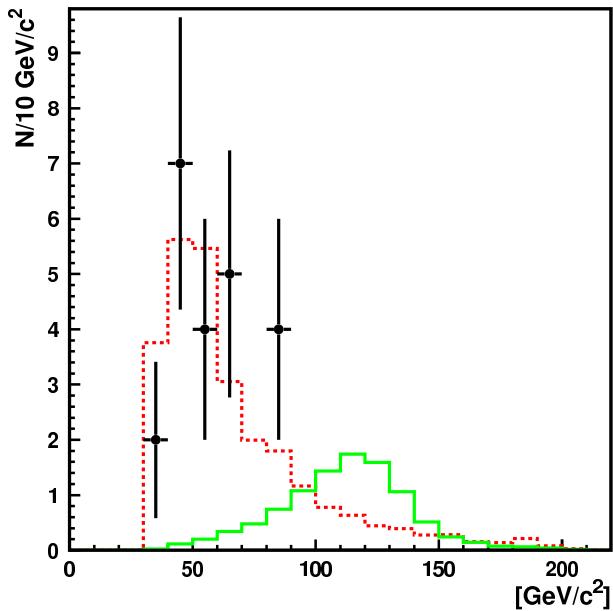


FIGURE 6.45 – Distribution de la masse du di-jet pour  $P_T(\mu) > 30 \text{ GeV}/c$ .

Dans la région de masse du signal, soit pour  $90 < M(\text{DiJet}) < 140 \text{ GeV}/c^2$ , les nombres d'événements prédits sont :

- $N(H^0 Z^0, H^0 W^\pm) = 0.0673 \pm 0.0055$
- $N(Z^0 Z^0, Z^0 W^\pm) = 0.176 \pm 0.023$
- $N(Z^0 + b\bar{b}, Z^0 + c\bar{c}, W^\pm + b\bar{b}, W^\pm + c\bar{c}) = 1.19 \pm 0.36$
- $N(t\bar{t}, t + X) = 1.58^{+1.28}_{-0.48}$
- total bruit MC11=2.94<sup>+1.33</sup><sub>-0.61</sub>

Le nombre d'événements mesuré dans les données dans cette région de masse est de zéro. Nous calculons une limite sur le nombre d'événements attendu de signal dans la section suivante 6.6.

Dans la région de basse masse, le groupe apportant la plus grande contribution est celui composé des processus  $Z^0 + b\bar{b}$ ,  $Z^0 + c\bar{c}$ ,  $W^\pm + b\bar{b}$  et  $W^\pm + c\bar{c}$ , le plus important étant  $W^\pm + b\bar{b}$ . En revanche pour des masses du di-jet comprises dans la région allant de 90 à 140  $GeV/c^2$ , le groupe le plus contribuant est  $t\bar{t}$ ,  $t + X$  et plus particulièrement le processus  $t\bar{t}$ . La correspondance entre les données et les bruits de fond Monte Carlo est bonne. Aucun événement n'a été mesuré avec une masse supérieure à 90  $GeV/c^2$ .

Les figures 6.46 et 6.47 présentent la distribution de la masse du di-jet avec  $P_T(\mu) > 20 GeV/c$ . Des événements de BS1 ou BS2 sont ajoutés de telle manière que le nombre d'événements total de signal et de bruit corresponde au nombre d'événements des données pour une masse du di-jet comprise entre 30 et 70  $GeV/c^2$  (c'est à dire 39 événements).

La table 6.23 présente les nombres d'événements prédis pour l'année 2011 pour deux régions de masse.

Processus Monte Carlo	Région de masse	
	30 - 70 $GeV/c^2$	90 - 140 $GeV/c^2$
$H^0 Z^0/W^\pm$	$0.0101 \pm 0.0009$	$0.0777 \pm 0.0063$
$Z^0 Z^0/W^\pm$	$0.279 \pm 0.036$	$0.221 \pm 0.029$
$Z^0/W^\pm + b\bar{b}/c\bar{c}$	$21.6 \pm 4.1$	$1.77 \pm 0.47$
$t\bar{t}, t(\bar{t}) + X$	$2.23 \pm 1.44$	$1.93^{+1.33}_{-0.62}$
total MC11	$24.1 \pm 4.3$	$3.93^{+1.42}_{-0.78}$
BS1	(14.9)	2.4
BS2	(14.9)	1.0
données	39	1

TABLE 6.23 – Nombres d'événements prédis pour l'année 2011 dans les régions de masse  $30 < M(DiJet) < 70 GeV/c^2$  et  $90 < M(DiJet) < 140 GeV/c^2$ .  $P_T(\mu) > 20 GeV/c$ .

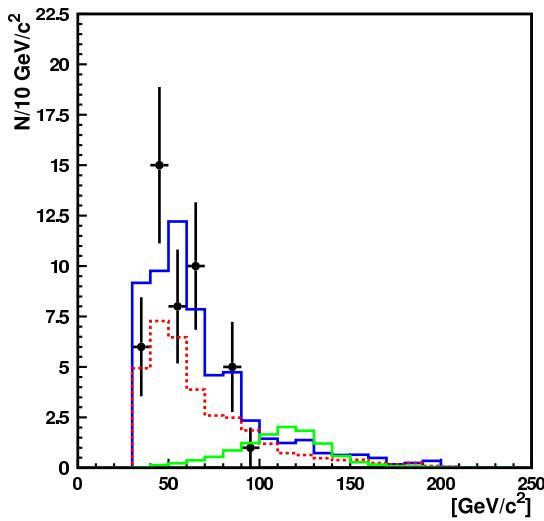


FIGURE 6.46 – Distribution de la masse du di-jet pour  $P_T(\mu) > 20 \text{ GeV}/c$ . Les données 2011 sont en noir avec les barres d'erreurs, le bruit Monte Carlo est en rouge et le signal  $H^0 Z^0/W^{\pm}$  est en vert multiplié par un facteur 100. Le bruit supplémentaire BS1 est ajouté, représenté en bleu (superposé au bruit MC11).

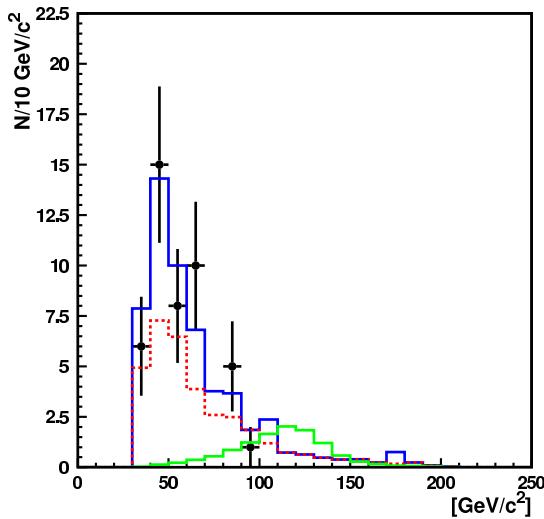


FIGURE 6.47 – Comme 6.46 mais ici on utilise BS2.

Les figures 6.45, 6.46 et 6.47 illustrent que la région de masse supérieure à  $90 \text{ GeV}/c^2$  est dépeuplée dans les données. Il y a deux explications à cela : soit il s'agit de fluctuations statistiques car il est probable que pour 3 ou 4 événements attendus nous n'en mesurions aucun ou un seul, soit le Monte Carlo est mal simulé et dans ce cas les di-jets dans les données sont reconstruits avec des masses plus faibles que dans le Monte Carlo.

## 6.5 Analyse préliminaire des données 2012

### 6.5.1 Estimation du nombre d'événements attendu en 2012

La table 6.24 présente les valeurs des sections efficaces totales de production et les efficacités d'obtenir deux quarks  $b$  et au moins un muon dans l'acceptance ( $1.8 < \eta < 4.9$ ) pour les processus  $H^0 Z^0$ ,  $H^0 W^\pm$ ,  $W^\pm + b\bar{b}$  et  $t\bar{t}$  à 7,8 et aussi à 14  $TeV$ .  $W^\pm + b\bar{b}$  et  $t\bar{t}$  sont les deux bruits principaux de l'analyse di-jet + muon. A partir de ces valeurs, nous estimons les nombres attendus d'événements pour l'année 2012 ( $L = 2080 pb^{-1} \pm 3.5\%$ ).

- $N(H^0 Z^0)_{8TeV} = N(H^0 Z^0)_{7TeV} \cdot \frac{\sigma(H^0 Z^0)_{8TeV}}{\sigma(H^0 Z^0)_{7TeV}} \cdot \frac{\epsilon_{H^0 W^\pm}(1.8 < \eta(b, \bar{b}, \mu^\pm) < 4.9)_{8TeV}}{\epsilon_{H^0 W^\pm}(1.8 < \eta(b, \bar{b}, \mu^\pm) < 4.9)_{7TeV}} \cdot \frac{L_{2012}}{L_{2011}}$
- Idem pour  $H^0 W^\pm$

Nous avons donc :

- $N(H^0 Z^0)_{8TeV}(m(DiJet) > 30GeV/c^2) = 0.069 \pm 0.007$
- $N(H^0 W^\pm)_{8TeV}(m(DiJet) > 30GeV/c^2) = 0.253 \pm 0.025$
- $N(H^0 Z^0)_{8TeV}(90 < m(DiJet) < 140GeV/c^2) = 0.045 \pm 0.005$
- $N(H^0 W^\pm)_{8TeV}(90 < m(DiJet) < 140GeV/c^2) = 0.174 \pm 0.017$

Plus loin, nous utiliserons cette table pour faire quelques spéculations sur les valeurs attendues des nombres d'événements de signal et de bruit de fond pour une énergie de 14  $TeV$  dans le centre de masse (voir section 6.7).

Echantillons MC11	Section efficace totale de production [pb]			Efficacité d'acceptance $1.8 < (b, \bar{b}, \mu^\pm) < 4.9$ [%]		
	7 $TeV$	8 $TeV$	14 $TeV$	7 $TeV$	8 $TeV$	14 $TeV$
$H^0 Z^0$	$0.316^{+0.015}_{-0.016}$	$0.394^{+0.020}_{-0.020}$	$0.883^{+0.057}_{-0.049}$	$3.41 \pm 0.18$	$4.41 \pm 0.21$	$8.69 \pm 0.28$
$H^0 W^\pm$	$0.573^{+0.021}_{-0.025}$	$0.697^{+0.026}_{-0.029}$	$1.504^{+0.062}_{-0.066}$	$2.23 \pm 0.15$	$2.91 \pm 0.17$	$6.88 \pm 0.25$
$W^\pm + b\bar{b}$	$217^{+50}_{-43}$	$267^{+62}_{-52}$	$476^{+111}_{-94}$	$17.6 \pm 0.4$	$17.1 \pm 0.4$	$20.4 \pm 0.4$
$t\bar{t}$	$117^{+47}_{-34}$	$164^{+66}_{-48}$	$714^{+287}_{-208}$	$1.52 \pm 0.1$	$1.76 \pm 0.1$	$3.08 \pm 0.2$

TABLE 6.24 – Valeurs des sections efficaces de production et des efficacités d'obtenir deux quarks  $b$  et au moins un muon dans l'acceptance ( $1.8 < \eta < 4.9$ ) pour les processus  $H^0 Z^0$ ,  $H^0 W^\pm$ ,  $W^\pm + b\bar{b}$  et  $t\bar{t}$  à 7,8 et 14  $TeV$ . (Pour le processus  $t\bar{t}$ ,  $\epsilon_{acc}$  est l'efficacité que deux quarks  $b$  et au moins un  $W^\pm$  soit dans l'acceptance). Les valeurs des sections efficaces de production des processus  $H^0 Z^0$  et  $H^0 W^\pm$  proviennent de [17]. Les valeurs des sections efficaces de production des processus  $W^\pm + b\bar{b}$  et  $t\bar{t}$  sont calculées par MadGraph au LO multipliées par le facteur K dans la région d'acceptance LHCb. Les efficacités d'obtenir deux quarks  $b$  et au moins un muon dans l'acceptance sont calculées par Pythia pour les processus  $H^0 Z^0$  et  $H^0 W^\pm$  et par MadGraph pour les processus  $W^\pm + b\bar{b}$  et  $t\bar{t}$ . L'erreur sur l'efficacité d'acceptance est d'origine statistique et l'erreur sur la section efficace de production est due à l'incertitude sur les échelles de renormalisation et de factorisation ainsi que de l'incertitude sur les pdf.

### 6.5.2 Résultats avec les données 2012

La figure 6.48 présente la distribution de la masse du di-jet pour 2012 avec  $P_T(\mu) > 30 \text{ GeV}/c$ . Comme pour 2011 avec un  $P_T$  du muon supérieur à  $30 \text{ GeV}/c$  (voir figure 6.48), le bruit supplémentaire n'est pas inclus. Les données 2012 sont en noir avec les barres d'erreurs (56 événements). Le signal  $H^0 Z^0/W^\pm$  est en vert multiplié par un facteur  $1.6 \cdot 100 = 160$ . Le facteur 1.6 prend en compte l'augmentation de la section efficace et l'augmentation de l'efficacité d'obtenir deux quarks  $b$  et un muon dans l'acceptance (voir table 6.24). La somme des bruits Monte Carlo est en rouge et est ajustée de telle sorte que le nombre d'événements entre 30 et  $70 \text{ GeV}/c^2$  soit le même que pour les données. Le facteur multiplicatif dans ce cas est de 1.21. La luminosité est bien entendu prise en compte, mais en dehors de ces facteurs multiplicatifs. Les distributions Monte Carlo utilisées sont celles de 2011.

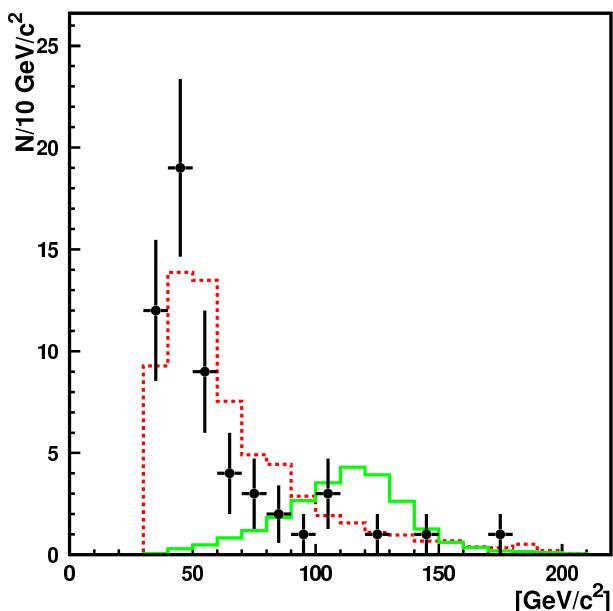


FIGURE 6.48 – Distribution de la masse du di-jet pour 2012.  $P_T(\mu) > 30 \text{ GeV}/c$ .

Les figures 6.49 et 6.50 présentent la distribution de la masse du di-jet pour les données 2011 et 2012 combinées. Les coupures sont celles de la sélection finale et la masse du di-jet est limitée par la coupure à  $30 \text{ GeV}/c^2$ . Il y a  $22+56=78$  événements dans les données pour ces deux années. Le signal  $H^0 Z^0/W^\pm$  est celui attendu pour 2011 et 2012 réunis.

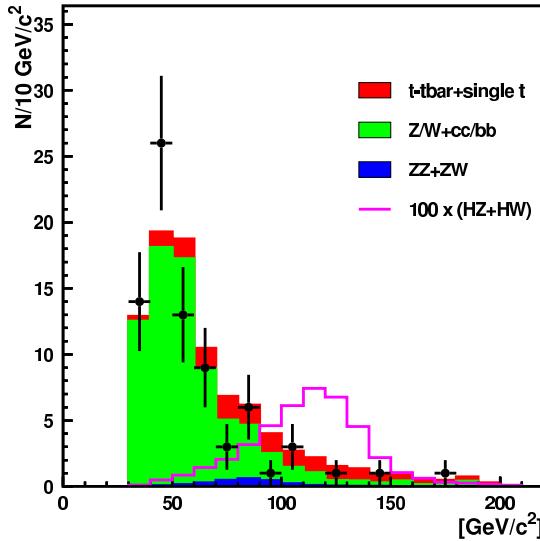


FIGURE 6.49 – Distribution de la masse du di-jet des données 2011 et 2012 combinées.  $P_T(\mu) > 30 \text{ GeV}/c$  et  $M(\text{DiJet}) > 30 \text{ GeV}/c^2$ .

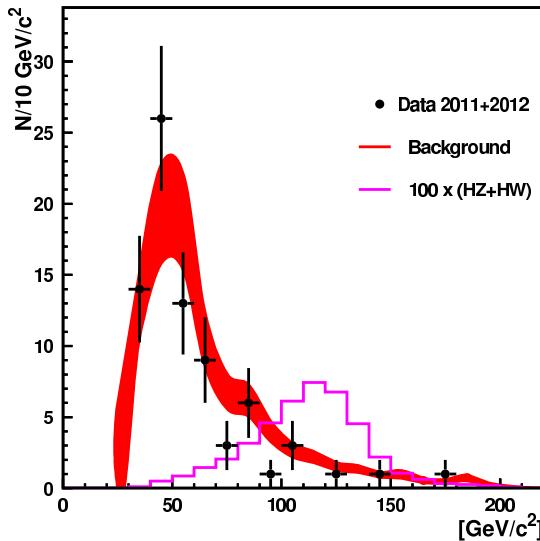


FIGURE 6.50 – Comme 6.49 avec bande d'erreur à  $\pm 1\sigma$ .

La figure 6.49 présente les contributions des différents groupes de signaux et de bruits de fond Monte Carlo. Les bruits sont superposés. En bleu, on peut voir la faible contribution des processus  $Z^0Z^0$  et  $Z^0W^\pm$ . La valeur de la masse du di-jet est plus basse que dans le cas du signal du fait que le di-jet provient d'un  $Z^0$  dont la masse est de  $91\text{ GeV}/c^2$ . Pour le signal, la masse du  $H^0$  est de  $125\text{ GeV}/c^2$ . Pour les valeurs de masse allant de  $30$  à  $100\text{ GeV}/c^2$ , la contribution principale est celle du groupe comprenant les processus  $Z^0+b\bar{b}$ ,  $Z^0+c\bar{c}$ ,  $W^\pm+b\bar{b}$  et  $W^\pm+c\bar{c}$  apparaissant en vert. En rouge, on peut observer la contribution des processus  $t\bar{t}$  et  $t(\bar{t})+X$ .

Les nombres attendus des bruits de fond pour 2012 sont maintenant estimés en prenant les valeurs de 2011 multipliées par un facteur d'ajustement qui tient compte des sections efficaces de production, de l'efficacité d'acceptance et de la luminosité.

Pour tous les bruits, on utilise les valeurs des sections efficaces de production et les efficacités d'acceptance du processus  $W^\pm+b\bar{b}$  (voir table 6.24) qui est le bruit de fond dominant pour des masses du di-jet supérieures à  $30\text{ GeV}/c^2$

Comme pour le signal, on calcule le nombre d'événements à  $8\text{ TeV}$ .

$$- N(bruit)_{8\text{TeV}} = N(bruit)_{7\text{TeV}} \cdot \frac{\sigma(W^\pm+b\bar{b})_{8\text{TeV}}}{\sigma(W^\pm+b\bar{b})_{7\text{TeV}}} \cdot \frac{\epsilon_{W^\pm+b\bar{b}}(1.8 < \eta(b, \bar{b}, \mu^\pm) < 4.9)_{8\text{TeV}}}{\epsilon_{W^\pm+b\bar{b}}(1.8 < \eta(b, \bar{b}, \mu^\pm) < 4.9)_{7\text{TeV}}} \cdot \frac{L_{2012}}{L_{2011}}$$

Le facteur correctif vaut :  $1.23 \cdot 0.97 \cdot 2.04 = 2.43$

La figure 6.50 présente en rouge la somme des bruits de fond attendus pour 2011 et 2012 avec une bande d'erreur à  $\pm 1\sigma$ . L'erreur considérée est l'erreur relative extraite des nombres attendus de bruit de fond Monte Carlo 2011.

## 6.6 Limite sur la section efficace de production

On considère la région de masse  $90 < M(DiJet) < 140 \text{ GeV}/c^2$  qui avec un Higgs de 125  $\text{GeV}/c^2$  est centrée sur le pic de masse du di-jet des processus  $H^0 Z^0$  et  $H^0 W^\pm$ . Nous déterminons les nombres d'événements de signal et bruit de fond attendus ainsi que le nombre d'événements mesuré. En utilisant les intervalles de confiance pour des distributions de Poisson (Feldman-Cousins [29]), nous pouvons déduire une limite sur le nombre d'événements de signal observé  $N_{sup}$  et donc une limite sur la section efficace de production  $\sigma_{sup}$ . Afin de pouvoir prendre en compte les incertitudes sur la prédition des processus de bruit de fond, nous utilisons le programme *POLE* 1.0 (note [30], mode d'emploi [31]).  $N_{sup}$  dépend du nombre d'événements observé qui est un nombre entier sans incertitude.  $N_{sup}$  dépend aussi du nombre de bruit de fond attendu (nombre réel). Nous avons une incertitude sur le nombre de bruit de fond attendu et le programme *POLE* en tient compte. Ce programme permet également d'inclure les incertitudes sur les efficacités de détection du signal et du bruit de fond. Dans notre cas, l'incertitude sur les efficacités de détection du bruit de fond est incluse dans l'incertitude sur le nombre de bruit de fond attendu. Le calcul est fait pour les données 2011 puis pour les données 2011 et 2012 combinées. Pour l'année 2012, nous utilisons les valeurs estimées calculées plus haut.

Rappelons les nombres d'événements attendus et mesurés pour 2011 (1019  $pb$ ) pour  $90 < M_{DiJet} < 140 \text{ GeV}/c^2$ .

- $N(H^0 Z^0/W^\pm)_{7TeV} = 0.0673 \pm 0.0055$
- $N(bruit)_{7TeV} = 2.94^{+1.33}_{-0.61}$
- $N(mesuré)_{7TeV} = 0$

Nous utilisons des intervalles de confiance à 95%<sup>1</sup>. Nous calculons la limite sur le nombre d'événements de signal observés  $N_{sup}$  dans quatre cas :

- $N_{sup}^{S0B0} = 1.65$  sans incertitude sur le signal et sur le bruit de fond.
- $N_{sup}^{S0B1} = 1.55$  sans incertitude sur le signal et avec une incertitude relative de 21% ( $0.61/2.94$ ) sur le bruit de fond.
- $N_{sup}^{S1B0} = 1.65$  avec incertitude sur le signal et sans incertitude sur le bruit de fond.
- $N_{sup}^{S1B1} = 1.55$  avec incertitude sur le signal et sur le bruit de fond.

---

1. Dans la construction des intervalles de confiance, une option est disponible dans le programme *POLE* pour prendre en compte le fait que, étant donné un nombre observé  $n_0$ , le bruit de fond ne peut pas avoir dépassé cette valeur  $n_0$ . Elle est désactivée dans l'analyse.

## 6.6. Limite sur la section efficace de production

---

L'incertitude sur le signal n'influence pas la valeur de  $N_{sup}$ . L'incertitude sur le bruit de fond est asymétrique : une valeur en dessous de 2.94 augmente la valeur de  $N_{sup}$  et une valeur au dessus de 2.94 l'abaisse. En prenant pour erreur 21%, soit  $(0.61/2.94)$ , on s'assure de ne pas sous-estimer cette limite. En considérant l'incertitude sur le bruit de fond, la valeur de  $N_{sup}$  baisse quelque peu. Nous prenons donc pour  $N_{sup}(H^0 Z^0/W^\pm)$  la valeur de  $N_{sup}^{S1B1} = 1.55$ .

Pour obtenir la valeur de la limite supérieure de la section efficace de production du Higgs associée à un boson vecteur, nous utilisons la formule 6.5.

$$N_{sup} = \sigma_{sup} \cdot Br \cdot \epsilon \cdot \int \mathcal{L} dt \quad (6.5)$$

Nous avons donc, avec 95% de niveau de confiance :

$$\begin{aligned} \sigma_{sup}(H^0 Z^0/W^\pm) &= \frac{N_{sup}}{N} \cdot \sigma(H^0 Z^0/W^\pm) = \frac{1.55}{0.0673} \cdot (316 + 573) = 20'470 \text{ fb} \\ \sigma_{sup}(H^0 Z^0/W^\pm \rightarrow b\bar{b}\mu^\pm) &= \frac{N_{sup}}{N} \cdot \sigma(H^0 Z^0/W^\pm \rightarrow b\bar{b}\mu^\pm) \\ &= \frac{1.55}{0.0673} \cdot (6.14 + 34.9) = 945 \text{ fb} \end{aligned} \quad (6.6)$$

Le nombre d'événements prédit par le Monte-Carlo pour 2011 et 2012 combinés est la somme du nombre d'événements prédit pour l'année 2011 et du nombre d'événements estimé pour l'année 2012.

Les nombres d'événements attendus et mesurés pour 2011 et 2012 (1019+2080  $pb$ ) pour  $90 < M_{DiJet} < 140 \text{ GeV}/c^2$  sont :

- $N(H^0 Z^0/W^\pm)_{7TeV+8TeV} = 0.286 \pm 0.023$
- $N(bruit)_{7TeV+8TeV} = 10.1^{+4.6}_{-2.1}$
- $N(mesuré)_{7TeV+8TeV} = 4$

Nous calculons la limite sur le nombre d'événements de signal observé  $N_{sup}$  dans quatre cas :

- $N_{sup}^{S0B0} = 2.35$  sans incertitude sur le signal et sur le bruit de fond.
- $N_{sup}^{S0B1} = 2.95$  sans incertitude sur le signal et avec une incertitude relative de 21% (2.1/10.1) sur le bruit de fond.
- $N_{sup}^{S1B0} = 2.35$  avec incertitude sur le signal et sans incertitude sur le bruit de fond.
- $N_{sup}^{S1B1} = 2.95$  avec incertitude sur le signal et sur le bruit de fond.

L'incertitude sur le signal laisse  $N_{sup}$  inchangé. L'incertitude sur le bruit de fond augmente la valeur de  $N_{sup}$ . Nous utilisons pour  $N_{sup}$  la valeur de  $N_{sup}^{S1B1}$ . Nous avons donc, avec un niveau de confiance de 95% :

$$\begin{aligned}
 \sigma_{sup}(H^0 Z^0/W^\pm) &= \frac{N_{sup}}{N} \cdot \sigma(H^0 Z^0/W^\pm) = \frac{2.95}{0.286} \cdot (316 + 573) = 9'170 \text{ fb} \\
 \sigma_{sup}(H^0 Z^0/W^\pm \rightarrow b\bar{b}\mu^\pm) &= \frac{N_{sup}}{N} \cdot \sigma(H^0 Z^0/W^\pm \rightarrow b\bar{b}\mu^\pm) \\
 &= \frac{2.95}{0.286} \cdot (6.14 + 34.9) = 423 \text{ fb}
 \end{aligned} \tag{6.7}$$

## 6.7 Prévisions pour une énergie de 14 TeV

Dans ce qui précède, nous avons calculé les valeurs des nombres d'événements attendus de signal et de bruit de fond pour l'année 2011, soit à une énergie de 7 TeV dans le centre de masse. Lorsque l'énergie de collision entre protons augmente, la section efficace de production de Higgs associée à un boson vecteur augmente. La probabilité d'obtenir les produits de désintégration dans l'acceptance LHCb augmente également à cause du boost de Lorentz. Dans le but d'estimer le nombre d'événements de signal  $H^0 Z^0$  et  $H^0 W^\pm$  à une énergie de 14 TeV dans la région de masse du signal ( $90 < M(DiJet) < 140 \text{ GeV}/c^2$ ), nous prenons en compte uniquement l'augmentation de la section efficace de production et l'effet de l'acceptance en se basant sur les valeurs de la table 6.24. Bien entendu, le bruit de fond dans cette région augmente également. Pour l'estimer, nous considérons que les bruits  $Z^0 + b\bar{b}$ ,  $Z^0 + c\bar{c}$  et  $W^\pm + c\bar{c}$  se comportent comme  $W^\pm + b\bar{b}$  et que les processus  $t(\bar{t}) + X$  se comportent comme  $t\bar{t}$ . Nous négligeons la contribution des processus  $Z^0 Z^0$  et  $Z^0 W^\pm$ .

Rappel du nombre d'événements attendu par  $fb^{-1}$  à 7 TeV dans la région  $90 < M(DiJet) < 140 \text{ GeV}/c^2$  :

- $N(H^0 Z^0)_{7\text{TeV}} = 0.0136 \pm 0.0014$
- $N(H^0 W^\pm)_{7\text{TeV}} = 0.0537 \pm 0.0052$
- $N(Z^0/W^\pm + b\bar{b}/c\bar{c})_{7\text{TeV}} = 1.19 \pm 0.36$
- $N(t\bar{t}, t + X)_{7\text{TeV}} = 1.58^{+1.28}_{-0.48}$

Les nombres d'événements attendus par  $fb^{-1}$  à 14 TeV dans la région  $90 < M(DiJet) < 140 \text{ GeV}/c^2$  sont estimés comme suit :

- $N(H^0 Z^0)_{14\text{TeV}} = N(H^0 Z^0)_{7\text{TeV}} \cdot \frac{\sigma(H^0 Z^0)_{14\text{TeV}}}{\sigma(H^0 Z^0)_{7\text{TeV}}} \cdot \frac{\epsilon_{H^0 Z^0}(1.8 < (b, \bar{b}, \mu^\pm) < 4.9)_{14\text{TeV}}}{\epsilon_{H^0 Z^0}(1.8 < (b, \bar{b}, \mu^\pm) < 4.9)_{7\text{TeV}}}$
- Idem pour  $H^0 W^\pm$
- $N(Z^0/W^\pm + b\bar{b}/c\bar{c})_{14\text{TeV}} = N(Z^0/W^\pm + b\bar{b}/c\bar{c})_{7\text{TeV}} \cdot \frac{\sigma(W^\pm + b\bar{b})_{14\text{TeV}}}{\sigma(W^\pm + b\bar{b})_{7\text{TeV}}} \cdot \frac{\epsilon_{W^\pm + b\bar{b}}(1.8 < (b, \bar{b}, \mu^\pm) < 4.9)_{14\text{TeV}}}{\epsilon_{W^\pm + b\bar{b}}(1.8 < (b, \bar{b}, \mu^\pm) < 4.9)_{7\text{TeV}}}$
- $N(t\bar{t}, t(\bar{t}) + X)_{14\text{TeV}} = N(t\bar{t}, t(\bar{t}) + X)_{7\text{TeV}} \cdot \frac{\sigma(t\bar{t})_{14\text{TeV}}}{\sigma(t\bar{t})_{7\text{TeV}}} \cdot \frac{\epsilon_{t\bar{t}}(1.8 < (b, \bar{b}, \mu^\pm) < 4.9)_{14\text{TeV}}}{\epsilon_{t\bar{t}}(1.8 < (b, \bar{b}, \mu^\pm) < 4.9)_{7\text{TeV}}}$

On a donc :

- $N(H^0 Z^0)_{14\text{TeV}} = N(H^0 Z^0)_{7\text{TeV}} \cdot 7.12 = 0.103 \pm 0.009$
- $N(H^0 W^\pm)_{14\text{TeV}} = N(H^0 W^\pm)_{7\text{TeV}} \cdot 8.10 = 0.464 \pm 0.036$
- $N(Z^0/W^\pm + b\bar{b}/c\bar{c})_{14\text{TeV}} = N(Z^0/W^\pm + b\bar{b}/c\bar{c})_{7\text{TeV}} \cdot 2.54 = 3.2 \pm 0.9$
- $N(t\bar{t}, t + X)_{14\text{TeV}} = N(t\bar{t}, t + X)_{7\text{TeV}} \cdot 12.4 = 19.6^{+15.8}_{-6.0}$

On utilise les incertitudes relatives sur les nombres d'événements attendus par  $fb^{-1}$  à 7 TeV.



# Conclusion

L'objet principal de cette thèse était la recherche du boson de Higgs en production associée à un boson vecteur  $Z^0$  ou  $W^\pm$  dans les données prises par LHCb en 2011. Nous avons effectué aussi une première étude des données de 2012.

Tout d'abord, nous avons étudié les muons dans les échantillons de données de 2011 et Monte Carlo  $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ . Les caractéristiques de ces derniers sont très similaires à celles des muons issus de la désintégration du  $Z^0$  ou du  $W^\pm$  associé au Higgs. Nous avons trouvé une très bonne correspondance entre les caractéristiques des événements des données réelles et Monte Carlo.

Nous avons profité de l'expérience acquise dans l'analyse de  $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  pour étudier, dans les données, le canal  $H^0 \rightarrow Z^0 Z^{0*} \rightarrow \mu^+ \mu^- l^+ l^-$  où  $l = e, \mu$ . Nous avons montré qu'un très faible nombre d'événements est attendu, seulement  $0.00593 \pm 0.00070$  pour l'année 2011 et nous n'en avons observé aucun. La limite sur la section efficace de production du Higgs extraite du nombre prédit d'événements est de  $8'348 \text{ pb}$  avec un niveau de confiance de 95%.

Nous avons ensuite mesuré l'efficacité de reconstruction et l'efficacité d'étiquetage des jets beaux issus de la désintégration du Higgs, montrant que 30% environ des événements où les deux quarks  $b$  se trouvent dans le détecteur peuvent être reconstruits en formant ensemble une masse supérieure à  $30 \text{ GeV}/c^2$  (les deux jets étant étiquetés par l'algorithme "SV" développé par des doctorants de notre laboratoire).

Les processus de signal  $H^0 Z^0$  et  $H^0 W^\pm$  ont été étudiés en parallèle des processus de bruit de fond  $Z^0 Z^0$ ,  $Z^0 W^\pm$ ,  $Z^0 + b\bar{b}$ ,  $Z^0 + c\bar{c}$ ,  $W^\pm + b\bar{b}$ ,  $W^\pm + c\bar{c}$ ,  $t\bar{t}$  et  $t(\bar{t}) + X$ . Le nombre attendu de signal pour l'année 2011 dans la région de masse du di-jet allant de 90 à  $140 \text{ GeV}/c^2$  est de  $0.0673 \pm 0.0055$  et le nombre attendu de bruit de fond est de  $2.94^{+1.33}_{-0.61}$ . Aucun événement dans les données n'a été observé dans cette région de masse. La limite sur la section efficace du Higgs en production associée est de  $20.5 \text{ pb}$  avec un niveau de confiance de 95%.

Les données de l'année 2012 ont aussi été analysées et comparées au Monte Carlo 2011 renormalisé. Les distributions de masse du di-jet pour 2011 et 2012 dans les données pour des masses supérieures à  $30 \text{ GeV}/c^2$  sont très similaires à celles du Monte Carlo 2011. Cela met en évidence que les bruits de fond ayant une topologie similaire au processus de signal sont maîtrisés. En 2012, quatre événements dans la région de masse particulière du signal  $90 < M(\text{DiJet}) < 140 \text{ GeV}/c^2$  ont été observés, compatibles avec du bruit.

## Chapitre 6. Recherche du boson de Higgs en production associée

---

Dans LHCb, la recherche d'un boson de Higgs associé à un boson vecteur  $a$ , à la base, été pensée pour des énergies de collision de protons à  $14\text{ TeV}$  dans le centre de masse. Les prévisions faites pour cette énergie indiquent que  $0.567 \pm 0.037$  événements de signal sont attendus contre  $22.8^{+15.8}_{-6.1}$  de bruit de fond principalement dominé par  $t\bar{t}$ . Ces nombres en principe doublent si l'on utilise aussi les électrons. Un autre facteur est attendu par l'amélioration des critères d'étiquetage des jets et par la réjection du bruit de fond par une méthode multivariable (réseau de neurones ou similaire) à la place d'une analyse basée sur des coupures, comme c'est le cas à présent.

La partie technique de cette thèse a été effectuée dans le cadre de la mise à niveau du détecteur LHCb. La simulation d'un réseau de fibres scintillantes a permis d'obtenir des valeurs concernant notamment la résolution et l'efficacité que l'on peut attendre de la part du futur trajectographe. Ces valeurs montrent qu'un trajectographe conçu à partir d'une technologie de fibres scintillantes comme décrit dans cette étude répond au cahier des charges imposé.

# A Appendice

## A.1 Ajustement de la masse du $Z^0$ dans les données

La figure A.1 présente la masse du di-muon issue des données ajustée à l'aide d'une fonction de BreitWigner<sup>1</sup> additionnée à une Crystal Ball<sup>2</sup>.

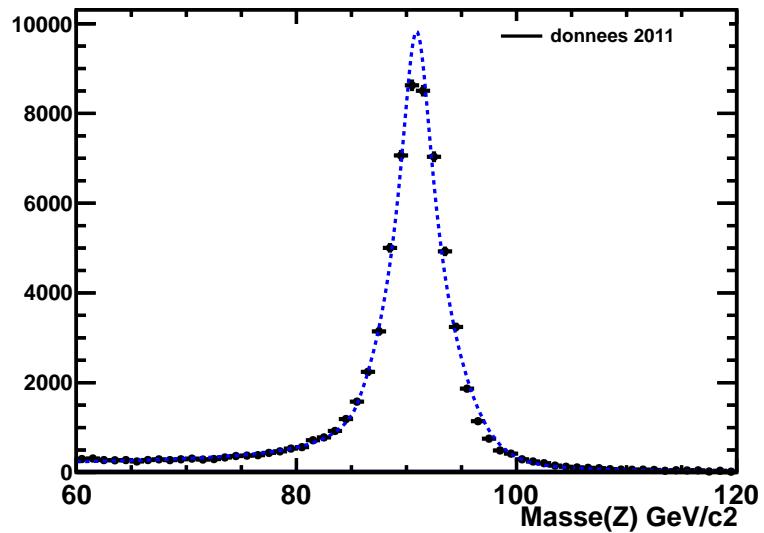


FIGURE A.1 – Masse invariante du di-muon issue des données 2011 ajustée par une Breit-Wigner additionnée à une crystal ball.

---

1. La fonction de BreitWigner permet de reproduire la forme de la distribution en masse d'une résonnance.  
2. La fonction Crystal Ball consiste en une portion de distribution Gaussienne additionnée à une queue de distribution exponentielle.

## Annexe A. Appendice

---

Les paramètres de l'ajustement de la masse du di-muon pour les données 2011 et pour l'échantillon MC11 sont listés ci-dessous :

- données 2011
  - moyenne  $\mu = 90.92 \text{ GeV}/c^2$
  - écart-type  $\sigma = 3.47 \text{ GeV}/c^2$
  - $\alpha = 1.57$
  - $n = 4.09$
  - $nSig = 0.52$
- MC11  $Z^0/\gamma^*$ 
  - moyenne  $\mu = 91.07 \text{ GeV}/c^2$
  - écart-type  $\sigma = 2.89 \text{ GeV}/c^2$
  - $\alpha = 1.11$
  - $n = 6.74$
  - $nSig = 0.65$

$\mu$  et  $\sigma$  sont les paramètres de la fonction de Breit-Wigner,  $\alpha$  et  $n$  sont les paramètres de la fonction Crystal Ball.  $nSig$  représente le rapport entre la surface occupée par la Breit-Wigner et la surface totale de la distribution.

# Bibliographie

- [1] C. Currat, *Direct search for Higgs boson in LHCb (Thesis)*. 2001.
- [2] L. Locatelli, *Direct search for Higgs boson in LHCb and contribution to the development of the vertex detector (Thesis)*. 2007.
- [3] V. Coco, *Reconstruction et identification de jets beaux dans l'expérience LHCb en vue d'étudier sa sensibilité à un boson de Higgs se désintégrant en paires  $b\bar{b}$  (Thèse)*. 2008.
- [4] C. Potterat, *Direct Search for Standard Model-Like Higgs Boson and Software Integration of Data Acquisition Cards (Thesis)*. 2010.
- [5] J. B. et al., (*Particle Data Group*). Phys. Rev. D86, 010001, 2012.
- [6] N. Cabibbo, *Phys. Rev. lett*, 10, 531. (1963).
- [7] M. Kobayashi and T. Maskawa, *Prog. Theor. Phys.* 49, 652. (1973).
- [8] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* 19, 1264 (1967). A. Salam, p. 367 of *Elementary Particle Theory*, ed. N. Svartholm (Almqvist Wilksells, Stockholm, 1969); S.L. Glashow, J. Iliopoulos, and L. Maiani, *Phys. Rev.* D2, 1285 (1970).
- [9] R. B. F. Englert, *Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Bosons*. Physical Review Letters 13, 321-323, 1964.
- [10] P. Higgs, *Broken Symmetries, Massless Particles and Gauge Fields*. Physics Letters 12, 132-133, 1964.
- [11] T. K. G.S. Guralnik, C.R. Hagen, *Global Conservation Laws and Massless Particles*. Physical Review Letters 13, 585-587, 1964.
- [12] P. Higgs, *A Brief History Of The Higgs Mechanism*.
- [13] F. Z. J. Ellis, G. Ridolfi, “Higgs boson properties in the standard model and its supersymmetric extensions,” *CERN-PH-TH/2007-012*, 2007.
- [14] A. V.A.Bednyakov, N.D.Giokaris, “On higgs mass generation mechanism in the standard model,” *arXiv :hep-ph/0703280v1*, 2007.
- [15] L. Reina, “Lecture notes : Higgs boson physics,” *arXiv :hep-ph/0512377v1*, 2005.
- [16] J.-P. Derendinger, *Théorie quantique des champs*. 2001, publisher = PPUR.
- [17] L. Collaboration, “Page web twiki,” <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/CrossSections>.

## Bibliographie

---

- [18] A. Sopczak, "Higgs physics at LEP-1," *Phys.Rept.*, vol. 359, pp. 169–282, 2002.
- [19] G. A. et al., "Search for the standard model higgs boson at lep," *Phys.Lett.B565:61-75,2003*, 2003.
- [20] C. Group, D. Collaborations, the Tevatron New Physics, and H. Working, "Updated Combination of CDF and D0 Searches for Standard Model Higgs Boson Production with up to  $10.0 \text{ fb}^{-1}$  of Data," 2012.
- [21] S. Chatrchyan *et al.*, "Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC," *Phys.Lett.*, vol. B716, pp. 30–61, 2012.
- [22] G. Aad *et al.*, "Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC," *Phys.Lett.*, vol. B716, pp. 1–29, 2012.
- [23] T. L. Collaboration, "The lhcb detector at the lhc," *Journal of Instrumentation*, vol. 3, no. 08, p. S08005, 2008.
- [24] M. W. V.V.Gligorov, C. Thomas, *The HLT inclusive B triggers*. LHCb-PUB-2011-016, 2011.
- [25] J. Anderson, "Measurement of the cross section for  $z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  production in pp collisions with the 2011 data," 2013.
- [26] J. Keaveney and J. Anderson, "Measurements of muon identification efficiencies for  $z \rightarrow \mu\mu$  and  $w \rightarrow \mu\nu_\mu$  decays," Tech. Rep. LHCb-INT-2011-001. CERN-LHCb-INT-2011-001, CERN, Geneva, Jan 2011.
- [27] M. De Cian, "A measurement of the tracking efficiency for high- $p_T$  tracks in reco06-stripping10 collision data," Tech. Rep. LHCb-INT-2010-058. CERN-LHCb-INT-2010-058, CERN, Geneva, Dec 2010.
- [28] G. Aad *et al.*, "Measurement of ZZ production in pp collisions at  $\sqrt{s}=7 \text{ TeV}$  and limits on anomalous ZZZ and ZZgamma couplings with the ATLAS detector," 2012.
- [29] R. D. C. Gary J.Feldman, *A Unified Approach to the Classical Statistical Analysis of Small Signals*. 1999.
- [30] A. H. J.Conrad, O. Botner and C. P. de los Heros, *Including systematic uncertainties in confidence interval construction for Poisson statistics*. 2003.
- [31] J. Conrad, *A program for confidence interval calculations for a Poisson process with background including systematic uncertainties : POLE 1.0*.
- [32] S. Chatrchyan *et al.*, "Measurement of the ZZ production cross section and search for anomalous couplings in 2l2l' final states in pp collisions at  $\sqrt{s}=7 \text{ TeV}$ ," 2012.
- [33] "Measurement of the WW, WZ and ZZ cross sections at CMS," 2011.
- [34] G. Aad *et al.*, "Measurement of WZ production in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  with the ATLAS detector," *Eur.Phys.J.*, vol. C72, p. 2173, 2012.
- [35] T. J. Kim, "t –  $\bar{t}$  Pair production cross section measurement at the LHC," *EPJ Web Conf.*, vol. 28, p. 05002, 2012.
- [36] W. Barter, A. Bursche, V. Coco, O. Francisco, C. Potterat, and M. Rangel, "Jets reconstruction and performances at lhcb," Tech. Rep. LHCb-INT-2012-015. CERN-LHCb-INT-2012-015, CERN, Geneva, May 2012.

- [37] V. S. M. R. V. Coco, C. Potterat, *Tracks and clusters energy studies*. LHCb-INT-2013-009, 2013.
- [38] M. R. R. T. V. Coco, C. Potterat, *Jet energy studies for RunI simulation*. 2013.



# Pierre JATON

Ch. des Sauges 32 1018 Lausanne

[pierre.jaton@a3.epfl.ch](mailto:pierre.jaton@a3.epfl.ch)

+41 78/892.85.86

Célibataire

Nationalité Suisse

Né le 16 avril 1981



Esprit logique, capacités d'analyse et de synthèse.

## FORMATION

---

### ■ 2009 à aujourd'hui

Thèse de doctorat en physique des hautes énergies (EPFL + CERN)

### ■ 2004 - 2009

Master et Bachelor en physique (EPFL)

### ■ 2003 - 2004

Cours de mathématiques spéciales (EPFL)

### ■ 2000 - 2002

Technicien en électronique (ETML)

■ Spécialisé en télécommunications

### ■ 1996 - 2000

Certificat Fédéral de Capacité en électronique (ETML)

## CENTRES D'INTÉRÊT

---

### ■ Sports

- Badminton
- Vélo tout terrain
- Ski

### ■ Motocyclisme

- Pilotage sur piste

### ■ Jeux

- Jeux de cartes, échecs