

Direction des bibliothèques

AVIS

Ce document a été numérisé par la Division de la gestion des documents et des archives de l'Université de Montréal.

L'auteur a autorisé l'Université de Montréal à reproduire et diffuser, en totalité ou en partie, par quelque moyen que ce soit et sur quelque support que ce soit, et exclusivement à des fins non lucratives d'enseignement et de recherche, des copies de ce mémoire ou de cette thèse.

L'auteur et les coauteurs le cas échéant conservent la propriété du droit d'auteur et des droits moraux qui protègent ce document. Ni la thèse ou le mémoire, ni des extraits substantiels de ce document, ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans l'autorisation de l'auteur.

Afin de se conformer à la Loi canadienne sur la protection des renseignements personnels, quelques formulaires secondaires, coordonnées ou signatures intégrées au texte ont pu être enlevés de ce document. Bien que cela ait pu affecter la pagination, il n'y a aucun contenu manquant.

NOTICE

This document was digitized by the Records Management & Archives Division of Université de Montréal.

The author of this thesis or dissertation has granted a nonexclusive license allowing Université de Montréal to reproduce and publish the document, in part or in whole, and in any format, solely for noncommercial educational and research purposes.

The author and co-authors if applicable retain copyright ownership and moral rights in this document. Neither the whole thesis or dissertation, nor substantial extracts from it, may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

In compliance with the Canadian Privacy Act some supporting forms, contact information or signatures may have been removed from the document. While this may affect the document page count, it does not represent any loss of content from the document.

Université de Montréal

Étude du potentiel de découverte du boson de Higgs produit via la
fusion de bosons vectoriels $qq \rightarrow qqH \rightarrow qq\tau^+\tau^-$ par le détecteur ATLAS
au LHC

par
Rachid Mazini

Département de Physique
Faculté des arts et des sciences

Thèse présentée à la Faculté des études supérieures
en vue de l'obtention du grade de Philosophiæ Doctor (Ph.D.)
en Physique

Mai, 2005

© Rachid Mazini, 2005.



Université de Montréal
Faculté des études supérieures

Cette thèse intitulée:

**Étude du potentiel de découverte du boson de Higgs produit via la
fusion de bosons vectoriels $qq \rightarrow qqH \rightarrow qq\tau^+\tau^-$ par le détecteur ATLAS
au LHC**

présentée par:

Rachid Mazini

a été évaluée par un jury composé des personnes suivantes:

Claude Leroy,	président-rapporteur
Georges Azuelos,	directeur de recherche
Pierre Depommier,	codirecteur
Viktor Zacek,	membre du jury
Michel Lefebvre,	examineur externe

Thèse acceptée le:13/09/05.....

Pour mes parents, pour Fatima

REMERCIEMENTS

Je voudrais tout d'abord adresser mes sincères remerciements au Professeur Georges Azuelos, mon directeur de recherches, qui a su me diriger tout en me laissant une grande liberté de choisir les sujets qui m'intéressaient et la façon de les aborder. J'ai pu apprécier maintes fois ses qualités humaines et intellectuelles pendant nos discussions et parfois nos divergences. Je tiens à lui exprimer ma gratitude pour sa patience, son support et pour n'avoir pas failli à aucun moment à ses engagements envers moi. Il est un exemple que je voudrais suivre dans la relation entre un étudiant gradué et son directeur de recherches,

Je voudrais également remercier le professeur Pierre Depommier, qui a été à l'origine de ma venue au groupe ATLAS de l'université de Montréal. Je me rappellerai toujours ses conseils pertinents sur comment aborder le monde de la recherche en physique des particules. Je tiens aussi à remercier le professeur Claude Leroy de m'avoir accepté au sein du groupe ATLAS de l'université de Montréal et j'espère que ma contribution au groupe a été à la hauteur de ce qu'il a fait pour moi.

Quant à mon travail de recherches, plusieurs personnes méritent mes remerciements. Je ne pourrais ne pas citer Peter Gumplinger, Peter Loch, Dieter Zeppenfeld, Dave Rainwater, Karl Jakob ainsi que tous les membres du groupe ATLAS-Canada pour leurs contributions durant les différentes étapes de cette thèse. Leurs expertises m'ont aidé à enrichir mes connaissances scientifiques et ont facilité mon intégration dans la collaboration ATLAS.

Je tiens aussi à remercier toutes les personnes du groupe de physique des particules du laboratoire René-J.-A.-Lévesque de l'université de Montréal. Aussi bien pour leur soutien professionnel que moral. J'ai pu apprécier la diversité sociale et culturelle auquel j'ai été exposé tout au long de ces années. Hélène Lamothe mérite une mention particulière pour son aide dans toutes les démarches administratives auxquelles j'ai été confrontés.

Je voudrais exprimer toute ma gratitude et ma reconnaissance envers mes parents. Leur dévouement et leurs sacrifices sont à l'origine de tout ce que j'ai pu

achever dans ma vie. Ils m'ont toujours poussé et encouragé même si parfois je choisissais des voies plus difficiles dans ma vie.

Pendant toutes ces années, une seule personne a été à mon côté durant les moments où la pression du travail et les difficultés rencontrées font oublier l'importance de la vie qui m'entourait. Je n'aurais sans doute pas pu faire tout ce travail sans le support et la compréhension de Fatima Helzy, Je n'ai pas su lui exprimer mon éternelle reconnaissance et ma profonde gratitude pendant tout ce temps mais je ne pourrais jamais trouver assez de mots pour décrire ce qu'elle a fait pour moi.

RÉSUMÉ

Au LHC, la production du boson de Higgs du Modèle Standard par la fusion des bosons vectoriels présente une signature particulière qui consiste en deux jets dans les régions avant et arrière du détecteur et une faible activité hadronique dans la région centrale. Ceci vient s'ajouter aux produits de désintégration du Higgs lui-même. Cette configuration est d'une importance capitale car elle permet une forte suppression des processus de bruit de fond et donc d'identifier des canaux de désintégration du Higgs, comme $H \rightarrow \tau^+\tau^-$, qui ne peuvent pas être détectés dans les autres processus de production. Le travail présenté dans cette thèse montre le potentiel de découverte par le détecteur ATLAS d'un boson de Higgs, dans l'intervalle de masse $100 < M_H < 150 \text{ GeV}/c^2$, produit par la fusion de bosons vectoriels et suivant le mode de désintégration $H \rightarrow \tau^+\tau^-$. Une étude phénoménologique extensive de la production du processus $pp \rightarrow Z + 2 \text{ jets}$ au LHC y est aussi présentée car il constitue le bruit de fond dominant au signal du Higgs. D'autre part, la présence des deux jets associés au Higgs exige une parfaite compréhension des performances du calorimètre "avant" de ATLAS. Cette thèse montre que les simulations des tests en faisceau d'un prototype de ce calorimètre reproduisent parfaitement les résultats expérimentaux. Ces simulations ont aussi pu confirmer les performances du nouveau programme Monte Carlo GEANT4 qui est devenu l'outil principal pour la simulation des interactions particules-matières dans les différents détecteurs au LHC.

Mots clés : Modèle Standard, Boson de Higgs, fusion de boson vectoriels, LHC, ATLAS, Calorimètre avant, GEANT4

ABSTRACT

At the LHC, the vector boson fusion production mode will have a major impact on the Standard Model Higgs searches. The characteristic signature of two additional jets in the forward regions of the detector and the low hadronic activity in the central part allows for a powerful rejection of background processes. This process is also the unique way for detecting $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ decay mode. The work presented in this thesis shows the prospect for a Higgs boson, with $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ and $100 < M_H < 150 \text{ GeV}/c^2$, discovery in ATLAS using vector boson fusion. In addition, the production of the dominant background process $pp \rightarrow Z + 2 \text{ jets}$ is studied using several theoretical approaches. Finally, The ATLAS Forward Calorimeter will have a major role in detecting and reconstructing the forward jets associated with the Higgs boson. A comparison with a GEANT4-based Monte Carlo simulation and test beam data of a prototype of the forward calorimeter has allowed a good description of the experimental data and a good understanding of its performances as well. Such comparison has also shown that GEANT4 is a very good tool for Monte Carlo simulations of LHC detectors.

Keywords : Standard Model, Higgs boson, vector boson fusion, LHC, ATLAS, Forward Calorimeter, GEANT4

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE	iv
REMERCIEMENTS	v
RÉSUMÉ	vii
ABSTRACT	viii
TABLE DES MATIÈRES	ix
LISTE DES FIGURES	xiii
LISTE DES TABLEAUX	xviii
LISTE DES ANNEXES	xix
INTRODUCTION	1
CHAPITRE 1 : LE BOSON DE HIGGS	4
1.1 Historique	4
1.2 Structures du Modèle Standard	7
1.3 Brisure spontanée de la symétrie électrofaible	10
1.3.1 Interaction Higgs-bosons de jauges	11
1.3.2 Interaction fermions-boson de Higgs	14
1.4 Recherche du boson de Higgs	16
1.4.1 Résultats expérimentaux	16
1.4.2 Recherches du Higgs au LHC	18
CHAPITRE 2 : LE COLLISIONNEUR LHC ET LE DÉTECTEUR	
ATLAS	23
2.1 Introduction	23

2.2	Le collisionneur LHC	25
2.2.1	Description générale	26
2.2.2	Les collisions proton-proton au LHC	26
2.2.3	La physique au LHC	28
2.3	Le détecteur ATLAS	30
2.3.1	Description générale	30
2.3.2	Le détecteur interne	32
2.3.3	Les calorimètres d'ATLAS	38
2.3.4	Le calorimètre hadronique	40
2.3.5	Le spectromètre à muons	43
2.3.6	Le système de déclenchement et l'acquisition de données	45

CHAPITRE 3 : PERFORMANCE DU CALORIMÈTRE AVANT DU DÉTECTEUR ATLAS EN FAISCEAU DE TEST ET COMPARAISON AUX SIMULATIONS MONTE CARLO 49

3.1	Le calorimètre avant de ATLAS	49
3.2	Les tests Faisceaux du module 0	52
3.2.1	Géométrie du module 0	53
3.2.2	La ligne du faisceau	54
3.2.3	Électronique de lecture	56
3.2.4	Le système de déclenchement et d'acquisition	57
3.2.5	Sélection des événements	59
3.3	Simulation des tests Faisceau	62
3.3.1	Description de la géométrie des tests dans GEANT4	62
3.3.2	Génération des particules primaires et secondaires	65
3.3.3	Propagation des particules	67
3.3.4	Collection du signal	68
3.4	Reconstruction du signal	70
3.5	Résultats	73
3.5.1	Linéarité du signal	74

3.5.2	Résolution en énergie	77
3.5.3	Développement radial	80
3.5.4	Étude de la composition du signal	82
3.6	Conclusion	84

CHAPITRE 4 : ÉTUDE DE LA PRODUCTION DU PROCESSUS

	$p + p \rightarrow Z jj$ AU LHC	86
4.1	Introduction	86
4.2	Techniques de Calcul Monte Carlo	87
4.2.1	Détermination de la section efficace	88
4.2.2	Structure d'un générateur Monte Carlo	90
4.3	Production de multijets : éléments de matrice ou gerbes de partons	90
4.4	Description de la production de $Z + 2jets$	93
4.4.1	Processus QCD Zjj	94
4.4.2	Processus EW Zjj	95
4.5	Simulation des événements $p + p \rightarrow Z + 2jets$	95
4.5.1	Implémentation dans le générateur PYTHIA	95
4.6	Reconstruction des jets	100
4.6.1	Simulation des effets du détecteur ATLAS	100
4.6.2	Propriétés cinématiques des jets	101
4.6.3	Effet du double comptage	102
4.7	Conclusion	105

CHAPITRE 5 : RECHERCHE DE $H \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow \nu_L \nu_\tau + hX$ VIA LA FUSION DE BOSONS VECTORIELS DANS ATLAS 106

CHAPITRE 6 : IMPACT DE LA RECHERCHE DU BOSON DE HIGGS PRODUIT DANS LA FUSION DES BOSONS VECTORIELS 134

6.1	Le Potentiel de découverte du boson de Higgs	134
-----	--	-----

6.2 Détermination des paramètres du boson de Higgs	135
CONCLUSION	139
BIBLIOGRAPHIE	141

LISTE DES FIGURES

1.1	Transformation de (W_μ^3, B_μ) en (Z_μ, A_μ) avec une rotation de θ_W . . .	13
1.2	Scénario pour générer les masses des particules avec le Higgs.	15
1.3	Contraintes sur la masse du Higgs telles que mesurées au LEP.	17
1.4	Potentiel de découverte du boson de Higgs au Tevatron.	18
1.5	Diagrammes de Feynman des processus produisant le boson de Higgs au LHC.	19
1.6	Section efficace de production du boson de Higgs par différents pro- cessus au LHC.	20
1.7	Rapport de branchement des modes de désintégration du boson de Higgs au LHC.	21
1.8	Signifiante pour la découverte du Higgs avec ATLAS.	22
2.1	Description du complexe d'accélérateurs du CERN.	25
2.2	Vue générale du détecteur ATLAS.	33
2.3	Vue d'une simulation d'un événement $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ dans ATLAS.	35
2.4	Vue tridimensionnelle du détecteur interne de ATLAS.	36
2.5	Fluence dans la cavité du détecteur interne de ATLAS.	38
2.6	Vue schématique du système de calorimètres de ATLAS.	39
2.7	Vue d'un secteur angulaire du calorimètre électromagnétique en ac- cordéon.	41
2.8	Vue d'un module du calorimètre hadronique à tuiles.	42
2.9	Vue du cryostat contenant les calorimètres dans la région avant. . .	43
2.10	Vue d'un module du calorimètre hadronique bouchon (HEC).	44
2.11	Répartition des chambres dans le spectromètre à muons de ATLAS. . .	46
2.12	Configuration du système de déclenchement de ATLAS.	48
3.1	Vue longitudinale du calorimètre avant (FCAL).	51

3.2	Vue d'une électrode et de la matrice d'absorbeur du FCAL.	52
3.3	Modules 0 du FCAL1 et FCAL2 à l'intérieur du cryostat.	54
3.4	Vue des détecteurs installés pour le test faisceau du FCAL.	55
3.5	Configuration de la lecture des signaux du FCAL1.	58
3.6	enveloppe du faisceau pour des électrons et des pions.	60
3.7	Développement longitudinal et latéral des gerbes d'électrons.	61
3.8	Distribution d'énergie pour des électrons de 193.7 GeV/c après les sélections rejetant les pions dans le faisceau.	63
3.9	Vue de la région autour du cryostat d'argon liquide.	64
3.10	Vue de FCAL1 et FCAL2 telle que décrits dans GEANT4.	65
3.11	Profil horizontal et vertical pour des électrons de 60 GeV/c.	66
3.12	Énergies en fonction de la coupure sur le parcours moyen pour des électrons de 60 GeV/c.	69
3.13	Simulation d'électrons de 20 GeV/c (à gauche) et 80 GeV/c (à droite) dans FCAL1.	72
3.14	Acceptance de FCAL1 pour les électrons mesurée par GEANT4, . . .	73
3.15	Déviations de l'énergie reconstruite par rapport à celle du faisceau pour différentes coupures sur le bruit électronique.	75
3.16	Déviations de la linéarité de la réponse de GEANT3 et GEANT4 par rapport aux mesures expérimentales, telle que définie par ΔL . La bande jaune montre l'intervalle $\pm 1\%$ observé dans le test faisceau. . .	76
3.17	Déviations de la linéarité pour différentes coupures ν du bruit et énergies du faisceau. Les cercles pleins montrent les déviations de GEANT3 par rapport aux données expérimentales. Les cercles vides montrent la même comparaison pour GEANT4.	77
3.18	E_{rec} pour des électrons de 40 GeV/c (haut) et 80 GeV/c (bas) Dans FCAL1. Les points sont les données expérimentales alors que les dis- tributions pleines sont les données simulées avec GEANT3 (gauche) et GEANT4 (droite).	78

3.19	Résolution relative en énergie pour des électrons dans FCAL1 avec les données expérimentales, GEANT3 et GEANT4. L'ajustement (fit) a été effectué selon la formule 3.11	79
3.20	Résolution relative en énergie pour des électrons dans FCAL1 pour différentes coupure du bruit. Les points représentent les données expérimentales et les courbes les simulations. La courbe en pointillés représente la meilleure résolution possible prédite avec GEANT3 et GEANT4.	80
3.21	Paramètres de la résolution en énergie en fonction de la coupure ν sur le bruit. Les points représentent les données expérimentales, la zone hachurée représente les résultats avec GEANT3 ainsi que leurs erreurs, la ligne pleine représente les valeurs obtenues avec GEANT4 et les lignes en traits délimitent leurs erreurs.	81
3.22	Résolution relative en énergie en fonction du rayon du cylindre de collection d'énergie des tuiles pour des électrons de 40 et 200 GeV. La ligne en pointillet représente l'énergie visible obtenue à l'aide de GEANT4.	83
3.23	Signifiance Γ du signal dans chaque tuile pour des électrons de 60 GeV/c. Le pic à gauche contient des tuiles qui ne contribuent pas au signal total. La répartition de l'énergie de la gerbe électromagnétique est décrite par le nombre de tuiles en fonction de Γ	84
4.1	Description d'une collision proton-proton dans laquelle l'interaction principale est du type $g + g \rightarrow g + g$ avec émission de rayonnement initial et final (ISR/FSR) et hadronisation des partons finals.	91
4.2	Distribution de L'impulsion transverse de la réaction $p\bar{p} \rightarrow Z + X$ à une énergie au centre de masse de 1.8 TeV. Les pointillés proviennent de PYTHIA alors que la ligne pleine est produite à l'aide de ME avec un jet supplémentaire. Les cercles rouges (pleins) représentent les résultats expérimentaux.	93

4.3	Exemples de diagrammes de Feynman représentant les processus QCDZjj	94
4.4	Exemples de diagrammes de Feynman représentant les processus EWZjj.	95
4.5	Distribution des poids $w = d\sigma/d\sigma_{max}$ des événements pour les processus QCDZjj (a) et EWZjj (b).	97
4.6	Évolution de la section efficace σ pour les processus QCDZjj en fonction du poids maximal w_{max} . La ligne supérieure représente la valeur de σ sans aucune limite sur w_{max}	98
4.7	Évolution de la masse invariante m_{qq} (GeV/c ²) des deux partons finals avec le poids w	99
4.8	Distribution de la section différentielle $d\sigma$ en fonction de p_T pour les deux premiers jets ayant les p_T le plus élevés (a) et (b). Les figures (c) et (d) montrent l'évolution de la séparation entre ces jets ainsi que leur masse invariante m_{jj} . La ligne pleine représente les ME QCDZjj, celle hachée est pour PYTHIA QCDZjj et celle hachée-pointillée est pour les ME EWZjj.	101
4.9	Schéma décrivant la production de jets hadroniques à partir de partons produits à l'aide d'éléments de matrice suivi de la production de gerbes partoniques et de l'hadronisation. La relation parton-jet peut être perdue puisque seulement ce dernier est détecté.	102
4.10	Distance $R_{parton-jet}$ dans le plan (η, ϕ) entre les partons primaires et les jets reconstruits.	103
4.11	Corrélation entre les p_T des jets reconstruits et ceux des partons primaires avant (figures de gauche) et après (figures de droite) la sélection $R_{parton-jet} < 0.2$. Les deux figures du haut sont pour QCDZjj et celles du bas sont pour EWZjj.	104

5.1	Efficacité de reconstruction d'un jet, issu d'un parton de $p_T > 20$ GeV/c, avec un $p_T > 20$ GeV/c en fonction de la pseudorapidité η du parton ^[66]	108
5.2	Probabilité de trouver un jet issu de l'empilement dans la région centrale du détecteur en fonction du p_T minimal requis pour identifier un jet.	109
6.1	Potentiel de découverte d'un boson de Higgs avec le détecteur ATLAS pour des luminosités de 10 fb^{-1} et 30 fb^{-1} . Les significances statistiques sont présentées pour chacun des canaux ainsi que pour une combinaison statistique de tous les modes de recherches.	135
6.2	Incertitude relative sur le mesure de $\sigma \cdot BR$ pour la région de masse $110 < M_H < 150 \text{ GeV}/c^2$	136
6.3	Incertitude relative sur la mesure des rapport de rapports de branchements.	137
6.4	Incertitude relative sur la mesure des rapports entre les constantes de couplage du Higgs.	138
I.1	Radiation d'un gluon par une quark à l'état final.	147
II.1	Configuration de $qqH \rightarrow qq\tau\tau \rightarrow j1j2lh$ dans l'approximation collinéaire	150

LISTE DES TABLEAUX

1.1	Nombres quantiques et groupes de symétrie des différents champs fermioniques du modèle standard. Pour les colonnes SU(3) et SU(2), le chiffre indique si le champ est un singulet, un doublet ou un triplet.	8
2.1	Sections efficaces et nombre d'événements produits pour certains processus physiques dans les collisions p-p au LHC.	29
2.2	Propriétés générales des sousdétecteurs de ATLAS. Champs magnétiques : CS = solenoïde central, T = toroïd. Mesure : E = énergie, P = position et impulsion.	32
3.1	Caractéristiques des trois modules FCAL1/2/3 du calorimètre avant d'ATLAS.	53
3.2	Coupures sur l'énergie des photons utilisées dans GEANT3 et GEANT4 dans le cuivre et l'argon liquide. Les valeurs pour GEANT4 correspondent à différentes coupures sur le parcours moyen (range) des photons. Le temps CPU correspond à des machines dotées d'un processeur PIII 750 MHz. $1/c_{mc}$ est la fraction d'énergie visible dans le FCAL (sampling fraction).	68
3.3	Paramètre du fit de la résolution en énergie pour toutes les tuiles ($r = \infty$) et dans un cylindre de 7 cm de rayon autour de la position du point d'impact. La résolution relative en énergie pour des électrons de 193.7 GeV est aussi montrée.	82
4.1	Évolution de la section efficace totale σ des processus QCDZjj.	97
4.2	Évolution de la section efficace totale σ des processus QCDZjj avec la valeur minimale requise de la masse invariante m_{qq} des deux partons à l'état final.	98
4.3	Section efficace σ pour $p + p \rightarrow Z + 2\text{jets}$.	99

LISTE DES ANNEXES

Annexe I :	Émission collinéaire de gluons	147
I.1	Expression	147
Annexe II :	Reconstruction de la masse invariante du système	
	$\tau - \tau$	150

INTRODUCTION

Les prochaines années pourraient voir une percée majeure dans la compréhension des principes fondamentaux de la physique des particules. Jusqu'à présent, le Modèle Standard s'est avéré d'une solidité à toute épreuve car toutes les mesures de précision effectuées aussi bien au LEP, au Tevatron et par d'autres expériences à des énergies plus faibles n'ont pu que confirmer l'exactitude de ses prédictions. Cependant, la confirmation récente des oscillations des neutrinos implique que ces derniers ont une masse non nulle, une première preuve qu'il existe des phénomènes physiques au delà du Modèle Standard. De plus, le succès de ce Modèle souffre de l'absence de preuves expérimentales de l'existence du boson de Higgs qui représente la pierre angulaire de la théorie, vu qu'il est à l'origine de la brisure de symétrie électrofaible et de la génération de masses des particules fondamentales. De solides arguments théoriques prédisent, à l'échelle d'énergie du TeV, la découverte du boson de Higgs ou la manifestation d'une nouvelle physique au delà du Modèle Standard

Le lancement du collisionneur LHC au CERN en 2007 devrait permettre d'explorer un domaine d'énergie complètement inconnu. En effet, cet accélérateur sera capable de produire des collisions proton-proton avec une énergie au centre de masse de 14 TeV, offrant de nouvelles perspectives dans l'exploration des interactions fondamentales. Il sera théoriquement possible de tester les fondements mêmes du Modèle Standard en allant au delà de l'échelle d'énergie de la brisure de symétrie électrofaible. Des processus physiques, comme la production du boson de Higgs, qui pourront confirmer le Modèle Standard, ou d'autres qui le prendront totalement en défaut, comme ceux de la supersymétrie ou ceux dûs à l'existence de dimensions supplémentaires, auront lieu de façon très abondante dans ces collisions.

Des collaborations internationales ont été formées afin de construire des détecteurs capables d'exploiter le formidable potentiel offert par le LHC. Parmi elles, la collaboration ATLAS construit actuellement un détecteur performant qui sera sensible à une grande variété de processus physiques. Bien que ses performances aient

été optimisées principalement pour la recherche du Boson de Higgs et de particules supersymétriques, il devrait être capable de détecter bien d'autres manifestations de théories "exotiques".

Ce mémoire de thèse présente le travail effectué au sein de la collaboration ATLAS. La partie expérimentale, concernant l'étude des performances du calorimètre avant, est en collaboration avec les autres groupes de recherches canadiens au sein d'ATLAS. En effet, ATLAS-Canada est responsable, entre autres, de la construction des calorimètres bouchon (Hadronic EndCap Calorimeter) et avant (Forward Calorimeter) ainsi que des études de faisabilité de certaines analyses physiques comme l'extraction de signaux issus du mécanisme de Higgs ou d'autres modèles au delà du Modèle Standard.

La première partie de ce travail a été consacrée à l'étude des performances d'un prototype du calorimètre avant avec un faisceau d'électrons de différentes énergies. Les résultats de ces tests ont été comparés à des simulations Monte Carlo effectuées avec le programme GEANT4 afin de valider les nouvelles approches qu'il apporte, aussi bien dans la description de détecteurs que dans l'implémentation des processus physiques ayant lieu dans les interactions particules-matière.

La deuxième partie présente l'évaluation du potentiel de découverte d'un boson de Higgs, dans l'intervalle de masse 120-150 GeV/c², produit lors de la fusion de bosons vecteurs. Ce mode de production est d'un intérêt primordial car il permet, grâce à une configuration cinématique très particulière, de détecter la désintégration $H \rightarrow \tau^+\tau^-$. D'où l'intérêt de cette étude, car elle permet non seulement de détecter le boson du Higgs mais aussi de déterminer le couplage Yukawa Higgs-leptons en mesurant le taux de désintégration $H \rightarrow \tau^+\tau^-$. Ce travail a aussi nécessité un calcul plus exact du processus $pp \rightarrow Z + 2$ jets produit au LHC car il représente le bruit de fond dominant. Pour cela, deux modèles de calculs théoriques pour la production d'événements multijets, soit les éléments de matrice exacts et l'émission de gerbes partoniques, ont été adaptés pour produire un générateur d'événements Monte Carlo pour la simulation du détecteur ATLAS.

Il faut souligner que la première partie de ce travail est en relation directe avec la

deuxième. En effet, la production du boson de Higgs via la fusion de bosons vecteurs a pour particularité de produire deux jets supplémentaires émis préférentiellement dans la région avant du détecteur. Le calorimètre avant d'ATLAS jouera donc un rôle clé dans la détection de ces deux jets et devra être capable de mesurer leurs propriétés le plus précisément possible.

Ce mémoire est organisé de la façon suivante. Le chapitre 1 présentera une introduction théorique de la physique au LHC pertinente à l'étude du processus $H \rightarrow \tau^+\tau^-$, qui fait l'objet de cette thèse. Le chapitre 2 donnera une description des propriétés du collisionneur LHC et du détecteur ATLAS. Le chapitre 3 sera consacré aux performances du prototype du calorimètre avant. Les chapitres 4 et 5 seront consacrés respectivement à l'étude de la production $pp \rightarrow Z + 2$ jets et la détection et à la mesure de $pp \rightarrow H \rightarrow \tau^+\tau^-$ au LHC. Le chapitre 6 montrera l'impact de ces mesures sur le potentiel de détection du boson de Higgs par le détecteur ATLAS ainsi que la détermination des couplages Yukawa aux leptons τ .

CHAPITRE 1

LE BOSON DE HIGGS

Ce chapitre établit le contexte théorique qui motive la recherche du boson de Higgs au LHC, et souligne l'importance de concentrer la recherche autour d'une masse voisine de $120 \text{ GeV}/c^2$. Le mode de production par la fusion des bosons vectoriels et la désintégration en paires de leptons τ 's offre ainsi un des meilleurs moyens de le découvrir éventuellement.

1.1 Historique

La découverte de la désintégration β en 1900 a été le point de départ d'un énorme travail expérimental et théorique conduisant à plusieurs découvertes fondamentales qui ont été les précurseurs de la physique des particules moderne. Certains physiciens, pour expliquer le spectre continu en énergie des électrons émis lors de la désintégration, avaient même suggéré qu'il fallait remettre en cause des principes fondamentaux de la physique comme la conservation de l'énergie! Il a fallu attendre Pauli ^[1] et son postulat sur le neutrino¹ ainsi que la découverte du neutron par Chadwick en 1932 ^[2], pour que la vraie nature de la désintégration β soit comprise, soit $n \rightarrow p + e + \bar{\nu}_e$. En s'inspirant de la théorie électromagnétique, Fermi ^[3] imagina une interaction courant-courant de type vecteur, avec une amplitude de la forme :

$$G_F [\bar{u}_p \gamma^\mu u_n] [\bar{u}_e \gamma_\mu u_\nu] \quad (1.1)$$

où G_f désigne la "force" de l'interaction. Il trouva que $G_F \sim 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$, une valeur très petite (pour des énergies de désintégration de l'ordre du MeV, d'où le

¹Pauli émit l'hypothèse en 1930 que la désintégration β était une désintégration à trois corps et il postula l'existence d'une nouvelle particule qui devait être indétectable, qu'il nomma "neutron". Ce n'est qu'après la découverte du vrai neutron par Chadwick en 1932 que le nom neutrino a été attribué à cette particule invisible.

nom “interaction faible”. Cette valeur suggère que cette interaction est de courte portée, de l’ordre de $\sim \hbar c \sqrt{10^{-5} \text{ GeV}^{-2}} \sim 6 \times 10^{-17} \text{ cm}$, soit effectivement une interaction de contact.

L’interaction imaginée par Fermi permet de changer un neutron en proton mais ne change ni le spin ni la parité du noyau considéré. Elle ne permet pas non plus d’expliquer les transitions du type $0^+ \rightarrow 1^+$, dites transition de Gamow-Teller observées par exemple dans la désintégration $^{14}\text{C} \rightarrow ^{14}\text{N} + e^+ + \nu_e$. Il s’est avéré rapidement que l’amplitude donnée par l’équation (1.1) devait être complétée par une autre contribution qui comprend un opérateur de spin (matrice de Pauli).

La situation se compliqua encore quand la parité, longtemps considérée comme une symétrie fondamentale dans la nature, sembla être violée dans la désintégration β . Une telle possibilité avait été envisagée par T.D. Lee et C.N. Yang ^[4] avant d’être expérimentalement confirmée par C.S. Wu ^[5]. La nature de la désintégration β fut finalement confirmée par les résultats de l’expérience réalisée par M. Goldhaber, L. Grodzins et A. W. Sunyar ^[6]. Ils mesurèrent la capture d’un électron orbital par un noyau, ce qui est équivalent à la réaction $e^- p \rightarrow \nu_e n$. Leurs résultats étaient parfaitement compatibles avec l’hypothèse d’un neutrino de chiralité gauche. Cela a permis de déterminer que les courants de l’interaction faible sont une combinaison de termes de type vecteur ($\bar{u}_\nu \gamma^\mu u_e$) et axial-vecteur ($\bar{u}_\nu \gamma^\mu \gamma_5 u_e$), soit de la forme V-A : ($\bar{u}_\nu \gamma^\mu (1 - \gamma_5) u_e$). Le fait que les deux termes V et A apparaissent avec un même coefficient indique que la violation de la parité est maximale.

L’interaction faible semble donc ne faire intervenir que des particules de chiralité gauche. Alors que les électrons peuvent être gauches ou droits, seuls ceux ayant une chiralité gauche interviennent dans l’interaction faible. Quand aux neutrinos, ils ne sont produits que dans l’interaction faible et semblent avoir une masse nulle et une hélicité à 100% gauche ². L’ensemble de ces observations représente la base de la construction de la théorie électrofaible.

La théorie V-A a été largement testée dans différentes interactions leptoniques.

²On sait, aujourd’hui, grâce aux expériences d’oscillation de neutrinos, que les neutrinos ont une masse, quoique très faible.

Par exemple, la désintégration du muon $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$ est très bien décrite par l'amplitude :

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} [\bar{u}_e \gamma^\mu (1 - \gamma_5) v_{\nu_e}] [\bar{u}_{\nu_\mu} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) u_\mu] \quad (1.2)$$

le neutrino électronique étant une particule différente du neutrino muonique.

D'autres tests de la théorie V-A, comme la désintégration du pion chargé $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$, ont permis d'avancer la notion d'universalité de l'interaction faible, décrite par la même constante de couplage G_F , quelle que soit la famille de leptons concernée. Cette propriété permet de supposer que l'interaction faible peut être décrite de la même façon que les interactions électromagnétique et forte, soit comme une interaction de jauge par l'intermédiaire d'un boson de spin 1 similaire au photon ou au gluon.

Le secteur de quarks présentait une complication supplémentaire. En appliquant la théorie V-A à certaines désintégrations de particules dites "étranges" (K^+ , Λ), la durée de vie obtenue était trop faible lorsqu'on la comparait aux mesures expérimentales. Ces désintégrations sont expliquées, au niveau des quarks, par $s \rightarrow u e^- \bar{\nu}_e$ ce qui, en apparence, est similaire à $d \rightarrow u e^- \bar{\nu}_e$. Pour préserver la notion d'universalité dans le secteur des quarks, l'hypothèse de Cabibbo ^[7] concernant le courant faible, initialement émise pour expliquer les désintégrations de certains hadrons (Λ , Σ), a été utilisée. L'interaction faible agirait sur des états formés d'une combinaison linéaire des quarks, par exemple :

$$d' = d \cos \theta_C + s \sin \theta_C \quad (1.3)$$

Le couplage pour d' serait toujours G_F , comme dans le cas du muon. Cependant, il est un facteur $\cos \theta_C \sim 1$ plus petit pour d et $\sin \theta_C \sim 0.22$ pour s . Cela introduit un facteur $1/\sin^2 \theta_C \sim 20$ dans la durée de vie des particules étranges. Des mesures plus précises dans le secteur des quarks ont permis de confirmer ce mélange et ont démontré, entre autres, que l'interaction faible est "plus faible" dans le cas de la désintégration β d'un hadron que dans celui du muon.

Toutes ces observations ont permis à S. Glashow ^[8], S. Weinberg ^[9] et A. Sa-

lam ^[10] de construire une théorie de jauge pour décrire l'interaction faible. Leur modèle a permis d'intégrer aussi l'interaction électromagnétique dans une théorie unifiée. Pour comprendre le modèle, il est bon de se baser, au départ, sur le groupe de symétrie spéciale unitaire $SU(2)$ représentant "l'isospin faible" et ayant trois bosons de jauge de masse nulle (W_1, W_2, W_3). Pour tenir compte de la structure V-A de l'interaction faible, les composantes gauches sont classées en doublet d'isospin et les composantes droites en singulets de façon à ce que les bosons de jauge ne se couplent pas à ces derniers. Jusque là, ce modèle est clairement insuffisant puisqu'il n'explique pas la masse des bosons de jauge, et puisque le W^0 ne pouvait être le photon, étant donné qu'il se couple au neutrino. De plus, le photon se couple aux particules chargées sans distinction de leur chiralité. Pour surmonter ces difficultés, et pour incorporer en même temps l'électromagnétisme, il a fallu introduire un deuxième groupe de symétrie dont l'opérateur fournit un autre nombre quantique, l'"hypercharge" Y , agissant dans $U(1)_Y$ avec la définition :

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} \quad (1.4)$$

où Q est l'opérateur associé à la charge électrique et I_3 la troisième composante de l'isospin faible I . Un boson supplémentaire, B , de spin 1 résulte de l'introduction de cette nouvelle symétrie locale agissant sur l'hypercharge Y (par analogie au photon et à la charge électrique). Le modèle est donc basé sur le groupe $SU(2)_L \times U(1)_Y$ et possède quatre bosons de jauge non massifs qui peuvent en théorie décrire aussi bien l'interaction électromagnétique que faible.

Les prochains paragraphes vont montrer la classification des particules dans le Modèle Standard ainsi que les additions qui ont été apportées au modèle décrit précédemment afin d'expliquer la masse des bosons de jauge et des fermions.

1.2 Structures du Modèle Standard

Le Modèle Standard (SM) est le produit de l'évolution d'une description théorique des interactions entre les particules fondamentales au cours du dernier siècle. Il

s'agissait de décrire l'interaction électromagnétique, faible et forte avec le même formalisme de théorie des champs quantiques. La notion de particules comme étant des quantas d'excitation de champs fermioniques, interagissant par l'intermédiaire de champs bosoniques, a pu être étendue à toutes les interactions connues actuellement (sauf la gravitation). Deux classes de fermions, les leptons et les quarks, constituent la matière connue alors que les particules bosoniques, servant de médiateurs des forces, sont le photon non massif γ pour la force électromagnétique, les bosons Z neutre et W^\pm chargés pour l'interaction faible et le gluon non massif g pour l'interaction forte.

				<u>SU(3)_C</u>	<u>SU(2)_L</u>	<u>U(1)_Y</u>
$Q_L^i =$	$\begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c_L \\ s_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t_L \\ b_L \end{pmatrix}$	3	2	$\frac{1}{6}$
$u_R^i =$	u_R	c_R	t_R	3	1	$\frac{2}{3}$
$d_R^i =$	d_R	s_R	b_R	3	1	$-\frac{1}{3}$
$L_L^i =$	$\begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_{\mu L} \\ \mu_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_{\tau L} \\ \tau_L \end{pmatrix}$	1	2	$-\frac{1}{2}$
$e_R^i =$	e_R	μ_R	τ_R	1	1	-1
$\phi =$	$\begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$			1	2	$\frac{1}{2}$

TAB. 1.1 – Nombres quantiques et groupes de symétrie des différents champs fermioniques du modèle standard. Pour les colonnes SU(3) et SU(2), le chiffre indique si le champ est un singulet, un doublet ou un triplet.

Le Modèle Standard combine l'interaction électrofaible et la chromodynamique quantique en une seule formulation d'une théorie de jauge renormalisable qui permet des prédictions précises sur plusieurs observables. Il est basé sur le groupe de symétrie de jauge $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, soit un produit des groupes de couleur, d'isospin faible et d'hypercharge. Le Lagrangien du Modèle Standard invariant sous les transformations de jauge locales associées à ces trois groupes s'écrit sous

la forme suivante :

$$\mathcal{L}_{SM} = \mathcal{L}_{Gauge} + \mathcal{L}_{Matter} + \mathcal{L}_{Yukawa} + \mathcal{L}_{Higgs} \quad (1.5)$$

Le premier terme \mathcal{L}_{Gauge} est un Lagrangien associé uniquement aux champs de jauge :

$$\mathcal{L}_{Gauge} = -\frac{1}{4}G_a^{\mu\nu}G_{a\mu\nu} - \frac{1}{4}W^{\mu\nu}W_{\mu\nu} - \frac{1}{4}B^{\mu\nu}B_{\mu\nu} \quad (1.6)$$

où $G_a^{\mu\nu}$, $W^{\mu\nu}$ et $B^{\mu\nu}$ sont les tenseurs de champs de force des bosons associés aux opérateurs de couleur, d'isospin faible et d'hypercharge. Ce terme contient l'énergie cinétique de ces bosons ainsi que leurs interactions mutuelles.

Le deuxième terme décrit les interactions des champs de jauge avec les champs des fermions (matière). Il s'écrit sous la forme suivante :

$$\mathcal{L}_{Matter} = i\bar{Q}_L^i \mathcal{D}Q_L^i + i\bar{u}_R^i \mathcal{D}u_R^i + i\bar{d}_R^i \mathcal{D}d_R^i + i\bar{L}_L^i \mathcal{D}L_L^i + i\bar{e}_R^i \mathcal{D}e_R^i \quad (1.7)$$

qui tient compte de l'énergie cinétique des fermions ainsi que de leurs interactions avec les champs de jauge. Ces dernières sont contenues dans les dérivées covariantes \mathcal{D} qui dépendent aussi bien des nombres quantiques des fermions que des constantes de couplage de jauge. Par exemple :

$$\mathcal{D}Q_L = \gamma^\mu (\partial_\mu + ig_s \frac{\vec{\lambda}}{2} \cdot \vec{G}_\mu + ig\vec{T} \cdot \vec{W}_\mu + ig' \frac{Y}{2} B_\mu) Q_L \quad (1.8)$$

puisque les doublets de quarks gauches Q_L sont soumis aux trois interactions de jauge.

Les deux termes $\mathcal{L}_{Gauge} + \mathcal{L}_{matter}$ dépendent des trois constantes de couplage g_s , g et g' . Ils décrivent les interactions entre des fermions non massifs par l'intermédiaire de bosons de masse nulle pouvant aussi avoir des interactions mutuelles. Il est en effet impossible d'introduire une masse de Dirac à partir de ce Lagrangien car un terme de la forme :

$$\mathcal{L} = -m\bar{f}_L f_R + h.c. \quad (1.9)$$

fait intervenir les composantes chirales gauche et droite d'un fermion, qui appartiennent à des représentations différentes dans $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Ce terme violerait donc la symétrie de jauge.

1.3 Brisure spontanée de la symétrie électrofaible

Le phénomène de brisure spontanée d'une symétrie de jauge apparaît dans plusieurs domaines de physique. L'exemple type de ce genre de transformation se retrouve, par exemple, dans la théorie des supraconducteurs. La symétrie interne des réseaux de métaux supraconducteurs est brisée à une certaine température lorsque l'attraction entre deux électrons de spins opposés par échange de phonons dépasse la répulsion Coulombienne. Des paires d'électrons, dites "paires de Cooper", vont donc former des condensats de Bose-Einstein à basse température. Ces condensats vont perturber la propagation des photons donnant l'impression que le champ électromagnétique est de courte portée dans les supraconducteurs. Intuitivement, on pourrait se représenter le photon heurtant ces condensats, qui possèdent une charge électrique, limitant ainsi sa propagation. Le champ électromagnétique devient ainsi de courte portée. Comme Yukawa ^[11] a postulé qu'une force de courte portée est transmise par un boson massif, le photon non massif au départ, acquiert une masse et l'interaction électromagnétique devient de courte portée.

Dans ce qui suit, seul le secteur électrofaible du Modèle Standard va être considéré. Les termes décrivant l'interaction forte dans \mathcal{L} et D seront ignorés, vu que la symétrie $SU(3)_C$ n'est pas brisée. P. Higgs ^[12] eut l'idée d'introduire un complexe scalaire (spin 0), doublet de $SU(2)$:

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

soumis au potentiel $V(\phi) = -\mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2$, avec $\lambda > 0$ pour avoir des états liés stables. Si $\mu^2 > 0$, le potentiel atteint un minimum à une valeur $v = \mu^2/\lambda$. La

symétrie est donc brisée et l'état fondamental de ϕ peut s'écrire sous la forme :

$$\phi_0 = \langle 0 | \hat{\phi} | 0 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} \quad (1.11)$$

où v est appelé la valeur moyenne du champ de Higgs dans le vide, ou v.e.v (vacuum expectation value). L'existence d'un tel état va favoriser une direction particulière dans $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$ brisant ainsi la symétrie électrofaible. Par un choix judicieux de phase dans $SU(2)_L$, les oscillations autour de ϕ_0 peuvent être écrites :

$$\phi = \begin{pmatrix} 0 \\ (v + H(x))/\sqrt{2} \end{pmatrix} \quad (1.12)$$

où $H(x)$ est un champ physique réel. Apparaîtront aussi trois bosons de Goldstone qui seront "mangés" par les bosons de jauge pour donner 3 bosons massifs. Il ne reste qu'à substituer ϕ par l'expression 1.12 dans les différents termes du secteur électrofaible du SM. Ainsi, la brisure de symétrie, produite lorsque $\mu^2 > 0$, a pour conséquence de fournir une masse aux bosons de l'interaction faible tout en laissant le photon sans masse.

1.3.1 Interaction Higgs-bosons de jauges

En remplaçant ϕ par l'expression 1.12, le lagrangien de jauge et du Higgs $\mathcal{L}_{Gauge} + \mathcal{L}_{Higgs}$ devient :

$$\mathcal{L}_{Gauge} + \mathcal{L}_{Higgs} = \frac{1}{2} \delta_\mu H \delta^\mu H + \mu^2 H^2 - \lambda v H^3 - \frac{\lambda}{4} H^4 - \frac{\mu^2 v^2}{4} \quad (1.13)$$

$$- \frac{1}{2} W_{\mu\nu}^- W^{+\mu\nu} + \frac{1}{4} g^2 (v^2 + 2vH + H^2) W_\mu^+ W_\mu^- \quad (1.14)$$

$$- \frac{1}{4} Z_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} + \frac{1}{8} (g^2 + g'^2) (v^2 + 2vH + H^2) Z_\mu Z^\mu \quad (1.15)$$

$$- \frac{1}{4} A_{\mu\nu} A^{\mu\nu} \quad (1.16)$$

où $W_\mu^\pm = (W_\mu^1 \mp W_\mu^2)/\sqrt{2}$ et Z_μ, A_μ sont des champs qui mélangent W_μ^3 et B_μ :

$$Z_\mu = W_\mu^3 \cos \theta_W - B_\mu \sin \theta_W \quad (1.17)$$

$$A_\mu = W_\mu^3 \sin \theta_W + B_\mu \cos \theta_W \quad (1.18)$$

avec θ_W l'angle faible (weak angle) défini par :

$$\cos \theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad , \quad \sin \theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (1.19)$$

qui représente une rotation des axes du repère (W_μ^3, B_μ) vers (Z_μ, A_μ) des interactions physiquement observables (figure 1.1).

L'introduction du champ de Higgs a provoqué des changements profonds des états physiques se traduisant par l'apparition :

- d'un boson scalaire H de masse $m_H = \sqrt{-2\mu^2}$.
- de deux bosons vecteurs chargés W^+, W^- de même masse $m_W = \frac{1}{2}gv$, qui peuvent être identifiés comme porteurs du courant chargé des interactions faibles.
- d'un boson vecteur neutre Z de masse $m_Z = \frac{1}{2}\sqrt{g^2 + g'^2} = m_W / \cos \theta_W$ qui peut être associé au courant neutre observé dans l'interaction faible.
- d'un boson non massif A qui est associé au photon de l'interaction électromagnétique.

De plus, de nouvelles interactions entre ces bosons sont possibles avec des constantes de couplage qui dépendent en général de leurs masses :

$$\begin{array}{ll} HW^+W^- & gm_W \\ HZZ & g \frac{m_Z^2}{m_W} \\ HHW^+W^- & \frac{1}{2}g^2 \\ HHZZ & \frac{g^2}{2} \frac{m_Z^2}{m_W^2} \\ HHH & -\frac{3}{2}g \frac{m_H^2}{m_W} \\ HHHH & -\frac{3}{4}g^2 \frac{m_H^2}{m_W^2} \end{array}$$

La valeur de v , qui a une importance primordiale dans ce modèle est obtenue en utilisant la limite de basse énergie, soit le fait que le courant chargé de l'interaction

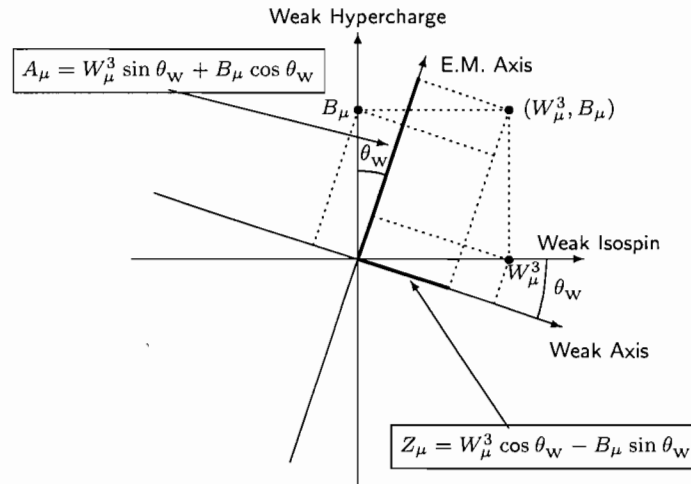


FIG. 1.1 – Transformation de (W_μ^3, B_μ) en (Z_μ, A_μ) avec une rotation de θ_W .

faible tend vers l'interaction de Fermi, donnant ainsi une relation entre G_F et v :

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8m_W^2} = \frac{1}{2v^2}$$

soit $v = 246$ GeV.

Il est alors possible d'imaginer qu'au début de l'univers, quand la température dépassait quelques centaines de GeV (ou 10^{15} K), la symétrie électrofaible n'était pas encore brisée et les bosons W et Z avaient alors une masse nulle. Ce n'est que lorsque la température est passée en dessous du seuil critique que le boson de Higgs s'est formé et que l'interaction faible est devenue de courte portée. En l'absence d'un tel mécanisme, la configuration de l'univers aurait été complètement différente car les étoiles se seraient consumées trop rapidement pour qu'une forme quelconque de vie puisse exister.

1.3.2 Interaction fermions-boson de Higgs

La masse des fermions est générée à l'aide d'un mécanisme différent. Il faut en effet coupler les états d'hélicité gauche et droite, ayant donc des nombres quantiques différents, pour former un fermion massif. Ceci est effectué en introduisant un couplage de Yukawa entre le singulet droit, le doublet gauche et le doublet du boson de Higgs. Par exemple, un électron droit va émettre un boson de Higgs neutre et se transformer en électron gauche (figure 1.2). L'état initial est un singulet d'isospin (e_R par exemple) alors que l'état final est composé de deux doublets (doublet de Higgs et doublet e_L) qui peuvent se combiner en singulet. L'hypercharge de l'état initial est égale à -1 et l'état final contient deux particules d'hypercharge -1/2 chacune. De ce fait, le couplage de Yukawa permet de conserver aussi bien l'hypercharge que l'isospin faible. Le Lagrangien le plus général qui peut être construit pour respecter la conservation des différents nombres quantiques s'écrit alors :

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = -\Gamma_u^{ij} \bar{Q}_L^i \epsilon \phi^* u_R^j - \Gamma_d^{ij} \bar{Q}_L^i \epsilon \phi d_R^j - \Gamma_e^{ij} \bar{L}_L^i \phi e_R^j + h.c. \quad (1.20)$$

où les $\Gamma_u, \Gamma_d, \Gamma_e$ sont des matrices complexes 3×3 dans un espace de saveur qui ne sont pas nécessairement diagonales et qui vont contribuer aux termes de masse des fermions. La structure de ces matrices va être différente pour les quarks et les leptons afin de tenir compte des états de mélange dans le secteur des quarks.

La substitution de ϕ par l'expression 1.12 dans le terme du Lagrangien contenant les couplages du type Yukawa va permettre de générer un terme de masse pour les fermions. En se limitant à une seule famille de leptons, $L = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$ et e_R , ce terme devient :

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = -g_e (\bar{L} \phi e_R + \phi^\dagger \bar{e}_R L) \quad (1.21)$$

$$= -\frac{g_e v}{\sqrt{2}} (\bar{e}_L e_R - \bar{e}_R e_L) + \frac{g_e}{\sqrt{2}} (\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L) H \quad (1.22)$$

avec g_e une constante de couplage arbitraire. Ce terme contient aussi bien une

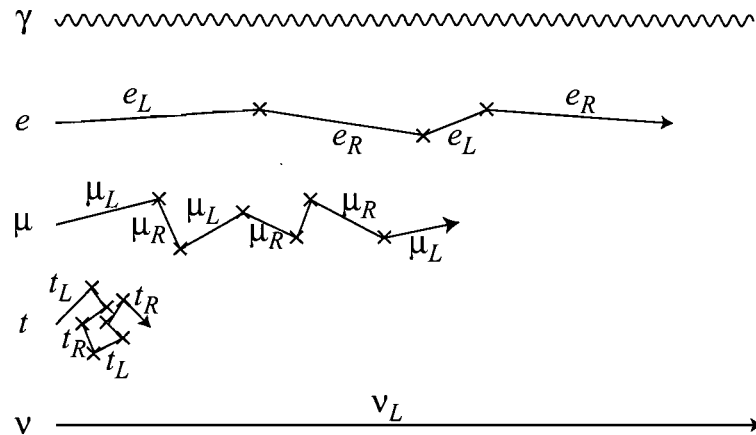


FIG. 1.2 – Scénario intuitif pour générer une masse pour différentes particules à l'aide du mécanisme du Higgs. Les (X) représentent les interactions des particules avec le champs du Higgs.

masse pour l'électron :

$$m_e = \frac{g_e v}{\sqrt{2}}$$

que son couplage au boson de Higgs :

$$\frac{g_e}{\sqrt{2}} = \frac{m_e}{v}$$

Comme la théorie ne permet pas de calculer le coefficient g_e elle ne dit rien sur la masse m_e . Cette dernière doit être déterminée expérimentalement et introduite dans le Lagrangien pour déterminer le couplage du Higgs aux électrons. Puisque ce couplage est directement proportionnel à la masse du fermion considéré, les désintégrations en des particules plus lourdes seront toujours favorisées. D'autre part, aucun terme de masse pour le neutrino n'a été créé puisque le modèle suppose dès le départ que les neutrinos droits n'existent pas.

La généralisation de ce formalisme aux trois familles de fermions se fait en

considérant les matrices Γ introduites plus haut. La matrice de masse s'écrit alors :

$$M = \Gamma \frac{v}{\sqrt{2}}$$

où M une matrice 3×3 qui doit être diagonalisée pour obtenir les masses physiques. La diagonalisation de M pour le secteur des quarks, où toutes les composantes droites existent ainsi que des états de mélange de saveur, est définie par la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM). Cette matrice explique, accessoirement, la violation de la symétrie CP.

1.4 Recherche du boson de Higgs

Le fait que le Higgs soit, d'une part, un élément essentiel du modèle de brisure de symétrie électrofaible et, d'autre part, à l'origine de la masse des fermions en fait une particule extrêmement intéressante à rechercher.

1.4.1 Résultats expérimentaux

Les expériences du collisionneur LEP-II au CERN ont cherché activement le boson de Higgs. Les collisions e^+e^- au LEP peuvent produire le Higgs en association avec un boson Z par l'échange d'un Z virtuel dans le canal s , dont le diagramme de Feynman est comparable à celui dans la figure 1.5-d. Le couplage ZZH est relativement fort car il est proportionnel au carré de la masse du Z (voir page 12). Le Higgs se désintègre rapidement en particules les plus massives possible, soit $b\bar{b}$ pour les énergies de LEP-II. Après plusieurs années de prises de données, le boson de Higgs n'a pas été trouvé, mais il a été possible de mettre une limite inférieure sur sa masse ^[13] :

$$M_H > 114.1 \text{ GeV} \quad \text{à 95\% CL} \quad (1.23)$$

Quelques événements obtenus dans les derniers mois d'opération du LEP pourraient être interprétés comme des événements contenant un Higgs de masse ~ 115

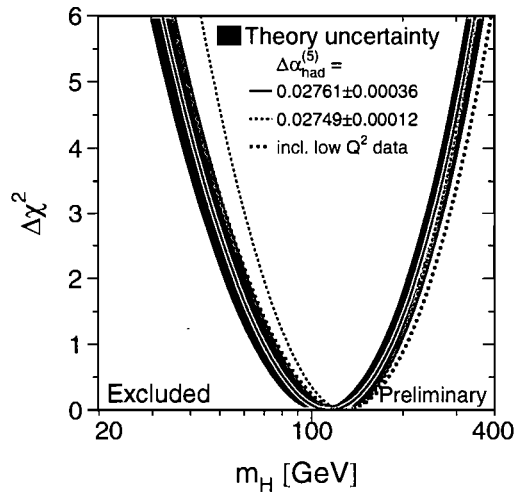


FIG. 1.3 – Contraintes des paramètres électrofaibles mesurées au LEP sur la masse du boson de Higgs. La bande jaune montre la zone d'exclusion à partir des mesures directes.

GeV, mais la faible signifiante statistique ne permettait pas de conclure définitivement dans ce sens. De façon indirecte, de nombreuses mesures de précision des paramètres électrofaibles au LEP ont permis de vérifier la validité du Modèle Standard et, lorsqu'elles sont interprétées dans le cadre de ce modèle, suggèrent une masse relativement faible, pas très éloignée de la limite directe actuelle (voir figure 1.3). Il sera donc très important que le LHC puisse rechercher efficacement le boson de Higgs dans une région de masse autour de $115 \text{ GeV}/c^2$ ou légèrement au dessus.

D'autre part, la recherche du boson du Higgs fait actuellement partie du programme scientifique de deux expériences utilisant le TEVATRON, collisionneur proton-antiproton à 1.96 GeV dans le centre de masse, au Fermi National Laboratory. Le problème, au Tevatron, est qu'un boson de Higgs léger se désintègre dans 80% des cas selon le mode $b\bar{b}$ qui souffre de l'énorme bruit de fond venant des différents processus QCD. Les seules alternatives sont le mode $H \rightarrow WW$, qui souffre d'une mauvaise résolution en masse du boson W, et les modes de produc-

tion dits associés (figures 1.5-b et 1.5-d) qui eux ont une très faible section efficace. Ces facteurs ont été pris en compte afin d'estimer le potentiel de découverte des expériences CDF et D0 au Tevatron (figure 1.4). Il est à noter qu'il faudrait une luminosité d'environ 10 fb^{-1} pour aller au delà des limites du LEP II alors que le Tevatron ne pourrait vraisemblablement pas fournir plus que $2\text{-}5 \text{ fb}^{-1}$.

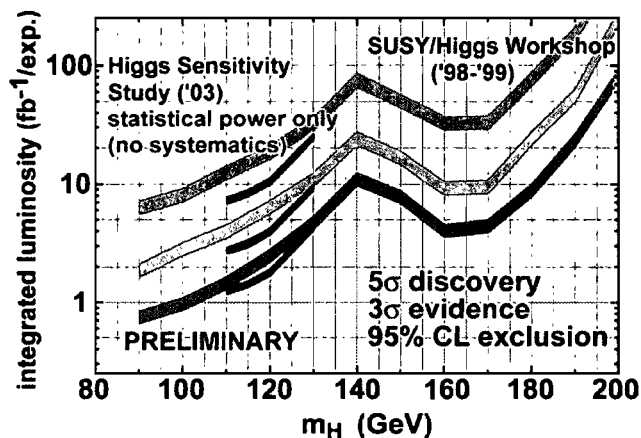


FIG. 1.4 – Potentiel de découverte du boson de Higgs en fonction de sa masse au Tevatron. Les contours montrent le signal attendu pour des significances statistiques de 3σ et 5σ ainsi que la région d'exclusion avec 95% de niveau de confiance.

1.4.2 Recherches du Higgs au LHC

Le LHC (voir chapitre 2) présente une situation beaucoup plus favorable pour produire un boson de Higgs grâce à la haute énergie et à la haute luminosité disponibles. La figure 1.5 montre les diagrammes de Feynman des principaux processus produisant le boson du Higgs au LHC et qui sont :

- (a) la fusion de deux gluons par l'intermédiaire d'une boucle de quark t ou b ;
- (b) la fusion de deux bosons vecteurs : $qq \rightarrow W^+W^-/ZZ \rightarrow Hqq$;
- (c,d) la production dite associée, où un boson de Higgs est produit en compagnie d'autres particules. Soit une paire $t\bar{t}$, ($b\bar{b}$), ou bien un boson de jauge W ou Z .

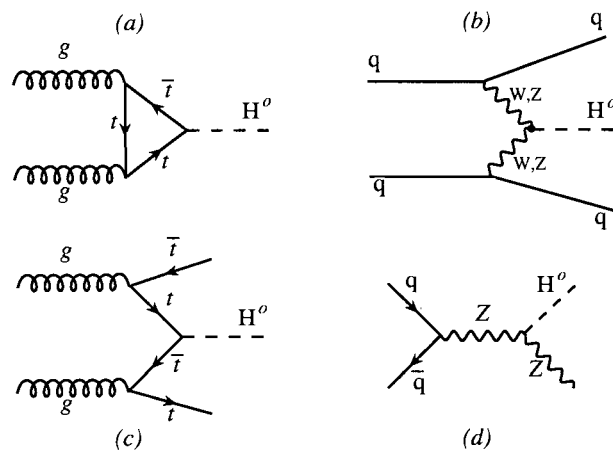


FIG. 1.5 – Diagrammes de Feynman des processus produisant le boson de Higgs au LHC.

L'évolution des sections efficaces correspondantes en fonction de la masse du Higgs est présentée dans la figure 1.6. La fusion de gluons est de loin le mode de production dominant mais sa détection, lorsqu'il est produit par ce mode, peut souffrir de l'énorme quantité de bruit de fond. La fusion de bosons vecteurs présente une configuration particulière grâce aux deux quarks présents à l'état final. Ce sera le sujet d'analyse discutée au chapitre 5 où il sera montré que l'exploitation des propriétés des jets associés à ces quarks permet de réduire considérablement le bruit de fond. Les modes dits associés, bien qu'ayant une faible section efficace, ont la particularité de produire des particules supplémentaires qui vont permettre des sélections plus strictes pour rejeter le bruit de fond.

La figure 1.6 est le résultat de calculs impliquant des diagrammes dits de l'ordre dominant, ou niveau de Born (Leading Order). D'autres calculs plus détaillés, qui prennent en compte des diagrammes d'ordre plus élevés (Next to Leading Order) incluant des corrections radiatives dues à l'émission de gluons supplémentaires ^[14], montrent que la section efficace de production du Higgs dans les collisions pp est

légèrement plus grande (figure 1.6). Le facteur K , défini par :

$$K = \frac{\sigma_{NLO}}{\sigma_{LO}}$$

qui exprime la contribution des diagrammes d'ordres supérieurs a une valeur entre

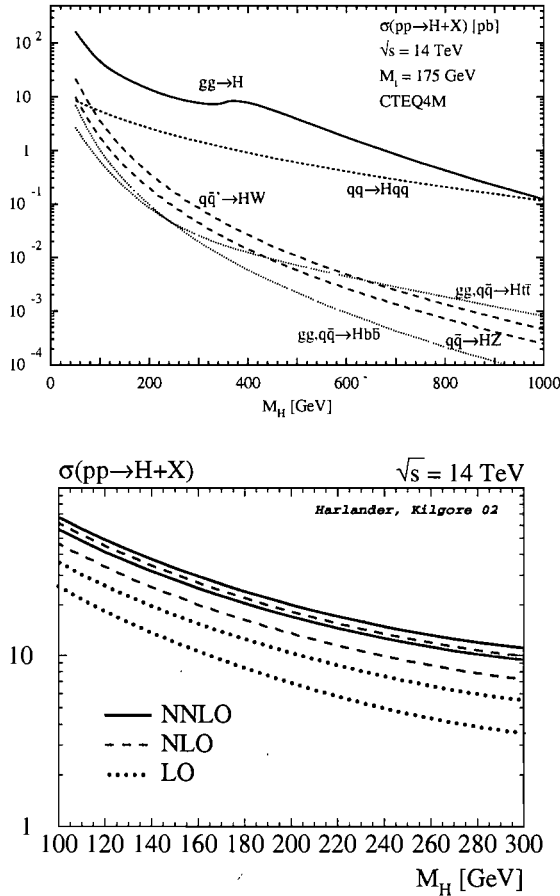


FIG. 1.6 – Section efficace, en pb , de production du boson de Higgs par différents processus au LHC (figure du haut). La figure du bas montre l'évolution de la section efficace de production du Higgs via la fusion de gluons en fonction de sa masse pour différents ordre de calcul QCD. Les courbes minimale et maximale représentent les incertitudes théoriques pour chaque ordre.

1.1 et 1.2 au LHC en fonction de la masse du Higgs et du mode de production

considéré ^[14,15]. De plus, les incertitudes théoriques n'ont qu'un faible effet sur ces calculs et sont parfaitement maîtrisées ^[16].

Une fois le Higgs produit dans les collisions pp , sa détection se fera en identifiant ses produits de désintégration. Le fait que son couplage aux particules soit d'autant plus fort que la particule est lourde suggère qu'il faut chercher des signatures d'événements contenant des quarks b ou des bosons W/Z si sa masse est suffisamment élevée. La figure 1.7 montre le rapport de branchement pour différents modes de désintégration en fonction de la masse du Higgs ^[17]. Cette multitude de modes augmente d'une part les chances de découverte et d'autre part rend possible une étude plus détaillée du secteur du Higgs, puisqu'elle permet la mesure de plusieurs paramètres du MS tels les constantes de couplage, les rapports de branchement, etc.

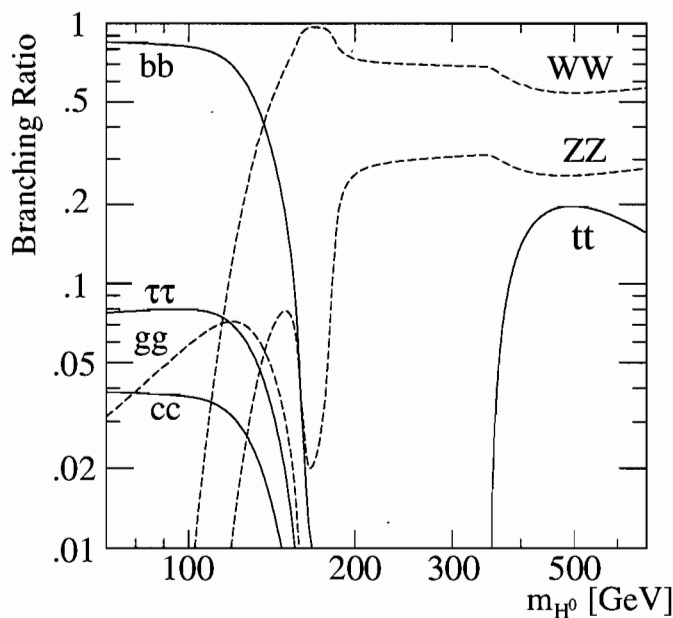


FIG. 1.7 – Rapport de branchement des modes de désintégration du boson de Higgs au LHC.

Plusieurs études ont été effectuées pour estimer le potentiel de découverte du Higgs au LHC^[18]. Des stratégies différentes ont été développées pour exploiter les

signaux issus de sa désintégration. Les canaux leptoniques offrent en principe un potentiel plus élevé car ils souffrent moins du bruit de fond hadronique. Cependant, il a été démontré que même $H \rightarrow b\bar{b}$ peut être observé avec une statistique suffisante. La figure 1.8 montre la signifiante statistique du signal observé en fonction de la masse du Higgs telle qu'elle était prévue avant le travail exposé dans la présente thèse. Il est clair que le Higgs sera observé si les prédictions du Modèle Standard sont valables. Une luminosité de 30 fb^{-1} sera suffisante pour confirmer définitivement ce modèle comme un pilier de la théorie des interactions fondamentales. Dans le cas contraire, les questions qui pourront être soulevées risquent de relancer un débat de fond sur la compréhension de tous ces phénomènes. La non-observation du Boson de Higgs au LHC ne pourra être due qu'à des effets d'une physique au delà du Modèle Standard, non pas à une insuffisance du détecteur ou de l'accélérateur.

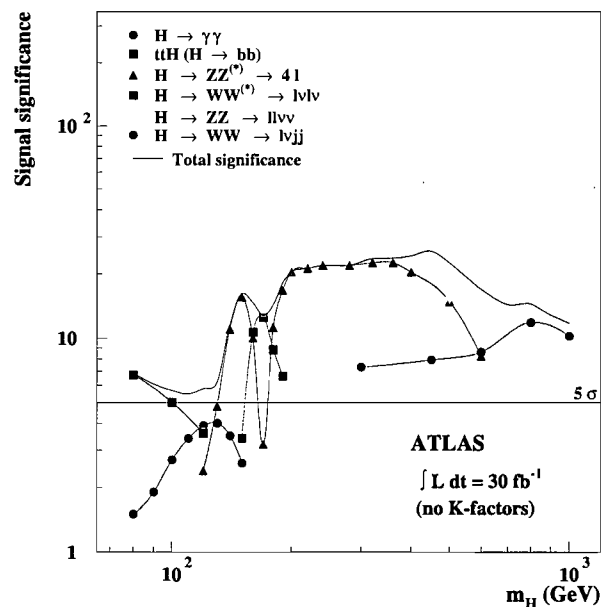


FIG. 1.8 – Signifiante pour la découverte du Higgs avec ATLAS.

CHAPITRE 2

LE COLLISIONNEUR LHC ET LE DÉTECTEUR ATLAS

Ce chapitre passe en revue les caractéristiques principales du collisionneur LHC et du détecteur ATLAS, en particulier, celles des systèmes de détecteurs qui joueront un rôle important dans la détection du signal produit par le processus $qq \rightarrow qqH \rightarrow qq\tau^+\tau^-$.

2.1 Introduction

Le détecteur ATLAS (**A** Toroidal LHC **A**pparatus) est un système de détection destiné à exploiter pleinement le potentiel de découvertes offert lors du fonctionnement du futur accélérateur LHC (**L**arge **H**adron **C**ollider). Le LHC est un collisionneur proton-proton opérant à une énergie au centre de masse de $\sqrt{s} = 14$ TeV et avec une luminosité nominale de $\mathcal{L}_0 = 10^{34}$ cm⁻²s⁻¹. Les faisceaux circulant dans l'accélérateur se croiseront toutes les 25 ns produisant en moyenne 22 interactions par croisement. Le LHC devra cependant démarrer avec une luminosité de l'ordre de $\mathcal{L}_0 = 10^{33}$ cm⁻²s⁻¹ la première année pendant laquelle l'optique des faisceaux sera stabilisée. Cela permettra néanmoins d'explorer certains processus physiques susceptibles de se manifester à faible luminosité. La figure 2.1 montre un schéma simplifié du LHC ainsi que l'emplacement des quatre principales expériences ATLAS [20], CMS [21], LHCb [22] et ALICE [23] qui devront l'exploiter. Il est à souligner que le LHC produira aussi à plus long terme des collisions d'ions lourds, en particulier Pb-Pb, à une énergie au centre de masse d'environ 10³ TeV et une luminosité de $\mathcal{L} = 2 \times 10^{27}$ cm⁻²s⁻¹. L'étude de ces collisions constituera l'objectif principal de ALICE mais ATLAS et CMS auront aussi la possibilité de faire des mesures dans ces conditions.

La richesse du domaine de recherche accessible au LHC a été abondamment décrite dans la littérature, le but principal étant la découverte de l'origine de la

masse et de la brisure de la symétrie à l'échelle électrofaible par le mécanisme de Higgs, ou la supersymétrie, ou bien par d'autres modèles faisant intervenir de nouveaux types d'interactions comme la technicouleur ou les dimensions supplémentaires. Le détecteur ATLAS a été optimisé pour une sensibilité maximale sur une large échelle d'énergie afin de détecter de nouvelles particules pouvant avoir une masse aussi élevée que ~ 6 TeV. Une bonne résolution des électrons, des photons et des muons, une excellente détection des vertex secondaires pour les leptons τ et les quarks b , une très bonne résolution dans la mesure de l'énergie des jets et de l'énergie transverse manquante (\cancel{E}_T) sont indispensables afin d'obtenir la sensibilité nécessaire pour caractériser les différents processus physiques qui pourront se manifester aux énergies du LHC.

Outre la recherche du Boson de Higgs, le détecteur ATLAS aura la capacité d'explorer des phénomènes aussi divers que l'existence de bosons W' et Z' , la recherche d'une possible structure interne des particules fondamentales (compositeness), la mesure précise des paramètres du quark t ainsi que l'étude de nouveaux canaux pour la violation CP dans la désintégration des mesons B. La possibilité d'étudier des processus très variés permet au détecteur ATLAS de ne pas manquer la manifestation de nouveaux phénomènes.

L'étude détaillée de la plupart des phénomènes physiques se manifestant au LHC nécessitera une statistique assez élevée. Le but principal sera d'opérer le détecteur ATLAS avec une haute luminosité tout en préservant la propreté et la variété des signatures expérimentales afin de pouvoir arriver à des interprétations et des conclusions robustes et reproductibles. Un effort considérable a aussi été effectué pour exploiter au maximum la période dite de "basse luminosité" qui, bien que souffrant d'une statistique relativement faible, aura l'avantage de produire des événements très "propres" avec seulement en moyenne ~ 2 interactions pp primaires par croisement.

Finalement, un effort considérable a été mis en œuvre pour permettre le fonctionnement d'un tel détecteur dans un environnement aussi critique que le LHC où le taux élevé d'interactions exige une très grande résistance aux radiations de

toutes les composantes utilisées.

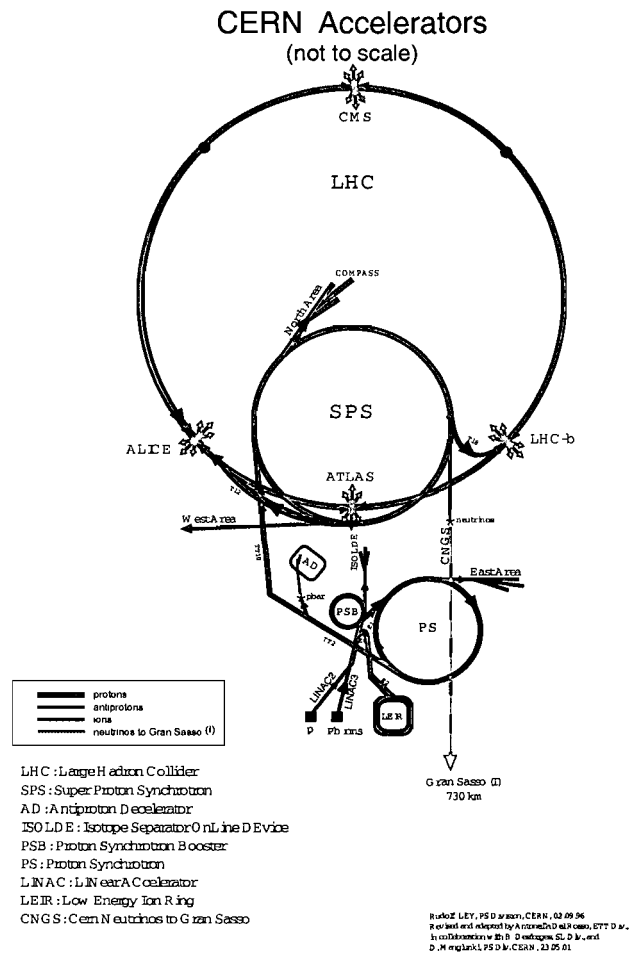


FIG. 2.1 – Description du complexe d'accélérateurs du CERN et de l'emplacement des quatre zones d'interaction au LHC.

2.2 Le collisionneur LHC

Le LHC est le dernier grand projet d'accélérateur du XXème siècle et peut-être le dernier collisionneur de type circulaire à être envisagé par la communauté des

physiciens des particules. Il a été approuvé par le conseil du CERN (Organisation Européenne pour la recherche nucléaire) en décembre 1994.

2.2.1 Description générale

Le LHC ^[19] est actuellement en train d'être installé dans le tunnel qui abritait l'ancien collisionneur LEP (Large Electron Positron collider) du CERN. L'installation finale et les tests de fonctionnement devront démarrer en 2006 pour conduire aux premières prises de données à la fin de l'année 2007. Le LHC est un accélérateur de protons circulaire de quelques 27 kilomètres de circonférence. Ces protons sont produits puis pré-accélérés à l'aide du système qui était utilisé pour le LEP : LINAC+Booster+PS+PPS (figure 2.1). Ils sont ensuite injectés à une énergie de 450 GeV dans le grand anneau, sous la forme de paquets ("bunch") contenant 1.05×10^{11} protons chacun. Un total de 2835 paquets, de forme oblongue, séparés d'une distance de 7.48 mètres, sont accélérés pour atteindre une énergie de 7 TeV par proton.

L'accélération est obtenue à l'aide de 1296 aimants supraconducteurs. Chaque aimant dipolaire, d'une longueur égale à 14.2 mètres, est composé principalement d'une culasse magnétique et d'une infrastructure cryogénique. La culasse produit un champ magnétique de 8.4 Teslas dans deux tubes à vide situés au centre et séparés de 19.4 cm. Ils contiennent les faisceaux de protons circulant en sens inverse. L'infrastructure cryogénique maintient, par une circulation d'hélium superfluide, la culasse à la température de 1.9 Kelvin nécessaire à l'établissement du champ magnétique.

2.2.2 Les collisions proton-proton au LHC

Les faisceaux de protons circulant dans le LHC se croiseront en quatre points de l'anneau (figure 2.1) et toutes les 25 ns, deux paquets de protons entreront en collision. Une luminosité de $\mathcal{L}_0 = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ sera délivrée pendant le régime dit "haute luminosité". Une année de fonctionnement à ce régime produira une

luminosité intégrée de :

$$L_0 = \int_{10^7 \text{ s}} \mathcal{L}_0 dt = 100 \text{ fb}^{-1} \quad (2.1)$$

Du fait de la forme oblongue des paquets de protons, la position du vertex est distribuée transversalement, dans le plan perpendiculaire à l'axe des faisceaux, avec de faibles dispersions transversales et une dispersion longitudinale relativement importante :

$$\sigma_x^{\text{vertex}} = \sigma_y^{\text{vertex}} = 15 \text{ } \mu\text{m} \quad (2.2)$$

$$\sigma_z^{\text{vertex}} = 5.6 \text{ cm} \quad (2.3)$$

La section efficace totale d'interaction proton-proton à une énergie de 14 TeV au centre de masse est égale à $\sigma_{\text{pp}} = 110 \text{ mb}$ dont plus que la moitié correspond aux processus inélastiques :

$$\sigma_{\text{pp}}^{\text{inélastique}} = 70 \text{ mb} \quad (2.4)$$

Le nombre d'interactions inélastiques, ou événements dits "minimum bias", par croisements de paquets de protons s'exprime comme :

$$N = \sigma_{\text{pp}}^{\text{inélastique}} \times \mathcal{L} \times \Delta T \quad (2.5)$$

où ΔT est le temps moyen séparant deux paquets consécutifs et il est égal au rapport entre la période de rotation d'un paquet (88924 ns) et le nombre de paquets présents dans l'anneau (2835 paquets). ΔT est donc légèrement supérieur au temps de croisement entre deux paquets successifs, 31 ns au lieu de 25 ns, à cause du temps mort durant le stockage des protons. le nombre N vaut alors :

$$N_{\mathcal{L}_0/10} = 2.2 \quad \text{et} \quad N_{\mathcal{L}_0} = 22 \quad (2.6)$$

où $\mathcal{L}_0/10$ correspond au régime dit de "basse luminosité". Le nombre moyen de particules neutres et chargées produites par interaction et par unité de rapidité

est :

$$\left(\frac{\Delta\mathcal{N}}{\Delta\eta}\right)_{|\eta|<5}^{\text{neutres}} = 7.5 \quad (2.7)$$

$$\left(\frac{\Delta\mathcal{N}}{\Delta\eta}\right)_{|\eta|<5}^{\text{chargées}} = 9.1 \quad (2.8)$$

produisant ainsi quelques 1600 particules neutres et 1900 chargées par croisement de faisceaux. Les détecteurs placés autour des points d'interaction devront donc s'accommoder d'un nombre important de particules en plus de celles produites par les processus rares recherchés. Cela va créer un empilement spatial qui engendrera non seulement un bruit de fond physique mais aussi un niveau de radiations très élevé détériorant certaines composantes des détecteurs.

Les effets d'empilement ont été pris en compte dans l'étude qui fait l'objet de cette thèse pour évaluer les efficacités de reconstruction des jets avants et de rejection des jets centraux (jet veto). Il faut noter que les estimations des taux d'événements "minimum bias" ont une importante incertitude théorique et devront donc être réévaluées dès que les données expérimentales seront disponibles.

2.2.3 La physique au LHC

Le LHC présente une opportunité inégalée pour explorer les fondements de la physique moderne dans des domaines d'énergies jusque là hors d'atteinte à part dans les rayons cosmiques hautement énergétiques :

- **Boson de Higgs et brisure de la symétrie électrofaible** : C'est la seule particule prédite par le MS qui n'a pas encore été détectée. Sa découverte permettra de confirmer l'origine de la brisure de la symétrie dans le secteur électrofaible. Des extensions du MS, comme la supersymétrie, prédisent plusieurs bosons de Higgs et pourront aussi être testées. En l'absence d'un boson de Higgs, de nouvelles interactions devront obligatoirement se manifester dans la diffusion des bosons vectoriels pour régulariser la section efficace à haute énergie (technicouleur, modèles dits "little Higgs", modèles "Higgsless"...))

- **Nouvelle physique** : les différents modèles supersymétriques, les dimensions supplémentaires à petite ou à grande échelle ou bien une structure non fondamentale des quarks et leptons prédisent tous de nouvelles particules à l'échelle du TeV qui pourraient être observées au LHC.
- **Interactions électrofaibles** : Les mesures de précision de la masse du quark t , de la masse du boson W ainsi que les couplages des bosons de jauge aideront à déterminer plus précisément les paramètres du MS.
- **Physique du B** : le taux très élevé de production de quark b , donc de hadrons B, permettra de déterminer avec plus de précision les éléments de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa, incluant la violation CP dans la désintégration des mesons B.
- **Interactions fortes** : la mesure de la constante de couplage fort α_s et des fonctions de densités partoniques au LHC seront d'une grande utilité pour les calculs de QCD dans le régime non-perturbatif. L'estimation de la majorité des processus de bruit de fond dépendra directement de ces mesures.

Le tableau 2.1 donne un échantillon de la statistique produite au LHC pour certains processus physiques. Cette statistique sera déterminante pour augmenter la précision expérimentale sur plusieurs paramètres tels la masse des bosons vecteurs, les constantes de couplages, les rapports de branchement de certains processus de désintégrations rares...

Processus	σ	événements/s	événements/année
$W \rightarrow e\nu$	15 nb	15	10^8
$Z \rightarrow ee$	1.5 nb	1.5	10^7
$t\bar{t}$	800 pb	0.8	10^7
$b\bar{b}$	$500 \mu\text{b}$	10^5	10^{12}
$\tilde{g}\tilde{g}$ ($m = 1 \text{ TeV}$)	1 pb	0.001	10^4
H ($m = 0.8 \text{ TeV}$)	1 pb	0.001	10^4
QCD jets ($p_T > 200 \text{ GeV}$)	100 nb	10^2	10^9

TAB. 2.1 – Sections efficaces et nombre d'événements produits pour certains processus physiques dans les collisions p-p au LHC.

Afin d'exploiter ce formidable potentiel de physique, les détecteurs qui doivent opérer au LHC doivent satisfaire un certain nombre de critères, parmi lesquels :

- identifier des leptons dont l'impulsion transverse p_T varie de quelques GeV jusqu'à environ 5 TeV avec une précision de l'ordre de 0.1% sur la mesure de leur énergie.
- avoir une résolution en masse suffisante pour bien reconstruire les différentes résonances connues ou espérées. Soit $\sim 1\%$ pour $H \rightarrow \gamma\gamma, 4l$ et $\sim 10\%$ pour $W \rightarrow jj, H \rightarrow bb$);
- avoir une couverture angulaire suffisante ($|\eta| < 5$) pour avoir une très bonne résolution et une bonne calibration ($\sim 4\%$) sur la mesure de \cancel{E}_T ;
- une bonne résolution sur la mesure de l'énergie des jets $\sim 1\%$;
- être capable d'effectuer une mesure absolue de la luminosité avec une précision de $\sim 5\%$.

Les résultats de toutes ces mesures devront par la suite être interprétés dans le cadre des différents modèles théoriques.

2.3 Le détecteur ATLAS

Le concept général du détecteur est présenté dans la figure 2.2. C'est un détecteur gigantesque de forme cylindrique de longueur de ~ 42 m, de diamètre de ~ 22 m et d'un poids total de ~ 7000 t. Il est le fruit d'une collaboration internationale impliquant 2000 physiciens venant de plus de 150 universités et laboratoires dans 34 pays à travers le monde ^[20].

2.3.1 Description générale

Un détecteur du type ATLAS est en général décrit dans le système de coordonnées (R, Φ, z) , où z est l'axe parallèle au faisceau, R est la distance transversale à partir de l'axe z et l'angle Φ est défini de telle façon que l'axe des x est orienté du point d'interaction vers le centre de l'anneau du LHC.

En mécanique relativiste, la rapidité $y = \frac{1}{2} \ln[(E + p_z)/(E - p_z)]$ d'un vecteur

de Lorentz est définie comme une quantité qui est conservée, à une constante près, après une translation (boost) selon l'axe z . C'est une quantité très importante dans les collisions hadroniques où l'impulsion selon z des partons primaires n'est pas connue. Cependant, le calcul de y requiert la connaissance de la masse de la particule étudiée qui peut être difficile à déterminer. Dans la limite ultrarelativiste, une très bonne approximation de y est la pseudorapidité $\eta = -\ln[\tan(\theta/2)]$ qui est définie par l'angle polaire θ . L'impulsion d'une particule ultrarelativiste peut être complètement décrite avec les trois paramètres : l'impulsion transverse p_T , la pseudorapidité η et l'angle azimutal Φ .

Certaines particules, comme les neutrinos, ont une probabilité d'interaction extrêmement faible et peuvent s'échapper du détecteur sans laisser de signal¹. La présence de ces particules "invisibles" entraîne une apparente non conservation de l'énergie totale même si le détecteur entoure hermétiquement le point d'interaction. De plus, certains "services" des détecteurs (cryogénie, câbles électriques et optiques) ainsi que la nécessité de faire passer les faisceaux de protons (pipes) produisent des zones mortes dans le détecteur à travers lesquelles les particules peuvent s'échapper sans être détectées laissant une énergie manquante de la réaction. Étant donné que les énergies des partons primaires ne sont pas connues, il faut se restreindre à mesurer l'énergie (impulsion) transverse manquante \cancel{E}_T (\cancel{p}_T). C'est une signature très importante pour plusieurs processus physiques impliquant des particules invisibles.

Les critères suivants ont été déterminants lors de la conception du détecteur ATLAS :

- un très bon calorimètre électromagnétique pour mesurer l'énergie des électrons et des photons, entouré par un bon calorimètre hadronique pour la mesure de l'énergie des jets et de E_T manquante ;
- un système efficace pour la détection et la reconstruction des traces à haute luminosité, qui pourra permettre la mesure de la quantité de mouvement des

¹Par exemple, la probabilité d'interaction d'un ν_e par un courant chargé est de l'ordre de 10^{-12} par GeV

Sousdétecteur	Materieau actif	Particules	Mesure	Champ magnétique
Pixel	Silicium	chargées	P	CS
SCT	Silicium	chargées	P	CS
TRT	Xe/CF ₄ /CO ₂	chargées	P	CS
LAr ECAL	Argon liquide	toutes	E	-
LAr HCAL	Argon liquide	hadrons	E	-
Tile HCAL	Scintillateur	hadrons	E	CS
LAr FCAL	Argon liquide	hadrons	E	T
MDT	Ar/CO ₂	μ	P	T
CSC	Ar/CO ₂ /CF ₄	μ	P	T
RPC	C ₂ H ₂ F ₄ /iso – C ₄ H ₁₀	μ	P	T
TGC	CO ₂ /n – C ₅ H ₁₂	μ	P	T

TAB. 2.2 – Propriétés générales des sousdétecteurs de ATLAS. Champs magnétiques : CS = solenoïde central, T = toroid. Mesure : E = énergie, P = position et impulsion.

leptons, l'étiquetage des quarks b , la reconstruction des vertex de désintégration des particules à courte durée de vie tel le lepton τ et enfin l'amélioration de l'identification des électrons et des photons ;

- un système de détection de muons, complètement indépendant et pouvant mesurer un large spectre d'impulsions aussi bien à haute qu'à basse luminosité.

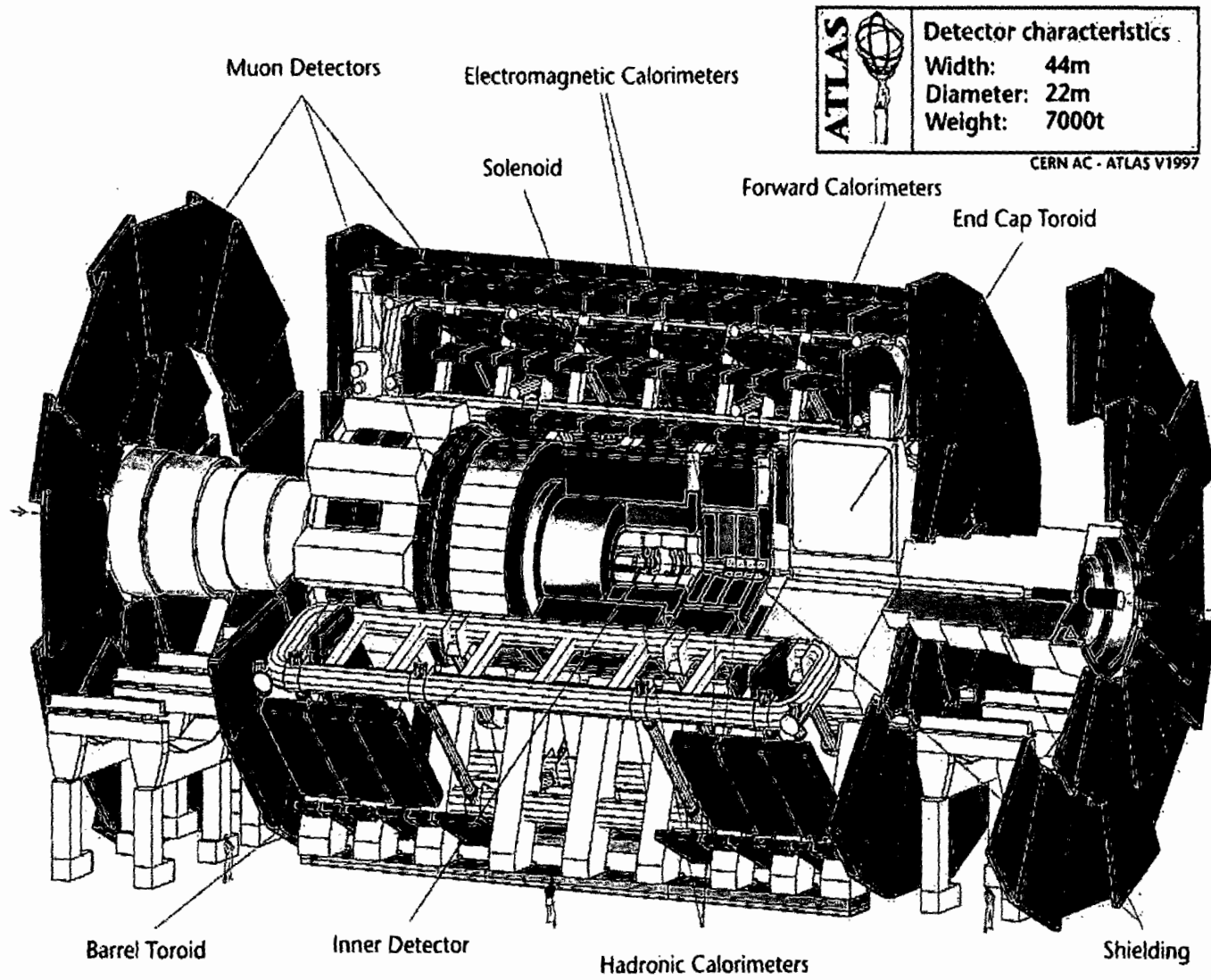
Le tableau 2.2 résume les propriétés générales des différentes composantes de ATLAS. La plupart sont actuellement en phase finale de construction ou de montage.

2.3.2 Le détecteur interne

Beaucoup de processus physiques au LHC produiront des leptons ou des particules à très faible durée de vie. Le détecteur interne jouera un rôle essentiel puisqu'il permettra de reconstruire leurs traces et courbures, donc leurs impulsions transverses.

La mesure de l'impulsion des différentes particules ainsi que la détection des

FIG. 2.2 - Vue générale du détecteur ATLAS.



vertex nécessitent une haute précision lors de la détermination des positions des traces qu'elles laissent dans le détecteur. Ceci ne peut être effectué que grâce à une très fine granularité et à un minimum de matière autour du point d'interaction. Le détecteur interne a été conçu pour répondre à ces exigences tout en tenant compte de l'énorme densité de traces produites au LHC (Fig. 2.3). C'est une combinaison de détecteurs à haute résolution dans sa partie interne et d'éléments qui permettent une reconstruction quasi-continue des traces dans sa partie externe. Il est contenu dans un cylindre de 6.80 m de longueur et 1.15 m de rayon couvrant la région $|\eta| < 2$ et il est entouré d'un solénoïde supra-conducteur ^[25] produisant un champ magnétique axial de 2 T, suffisant pour mesurer la quantité de mouvement des particules chargées ainsi que la détection des vertex de chaque événement. Son efficacité sera maximale à basse énergie où il pourra aussi mesurer les vertex secondaires des particules à faible durée de vie comme les mesons B et les leptons τ .

Le détecteur interne ^[28] consiste en un ensemble de trois sous-détecteurs (Fig. 2.4) : le détecteur à pixel, le SCT (**S**emi**C**onductor **T**racker) et le TRT (**T**ransition **R**adiation **T**racker). Dans la partie centrale ou *Barrel* ($|z| < 80$ cm, $|\eta| < 1$), les couches des différents détecteurs sont des cylindres concentriques. Alors que dans les parties externes (Bouchon ou *End-Cap*, $80 < |z| < 700$ cm, $1 < |\eta| < 2.5$) les couches sont des disques centrés sur l'axe du faisceau et situés à différentes distances du centre de l'interaction.

Le détecteur à pixels ^[29], situé le plus près du point d'interaction, comprend trois cylindres, dont le premier se trouve à 4 cm de l'axe du faisceau, et quatre disques. Chaque cylindre ou disque est composé d'une matrice de silicium finement segmentée (pixels) qui permet une mesure précise des trois coordonnées (R, ϕ, z) pour chaque trace à partir desquels les trajectoires individuelles sont calculées et la position des vertex secondaires reconstruites.

Autour du détecteur à pixel se trouve le SCT, conçu pour déterminer quatre points de la trace dans l'espace radial intermédiaire contribuant ainsi à la mesure de l'impulsion et du paramètre d'impact. La partie centrale (*barrel*) du SCT uti-

ATLAS Barrel

$H \rightarrow ZZ^* \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ ($m_H = 130$ GeV)

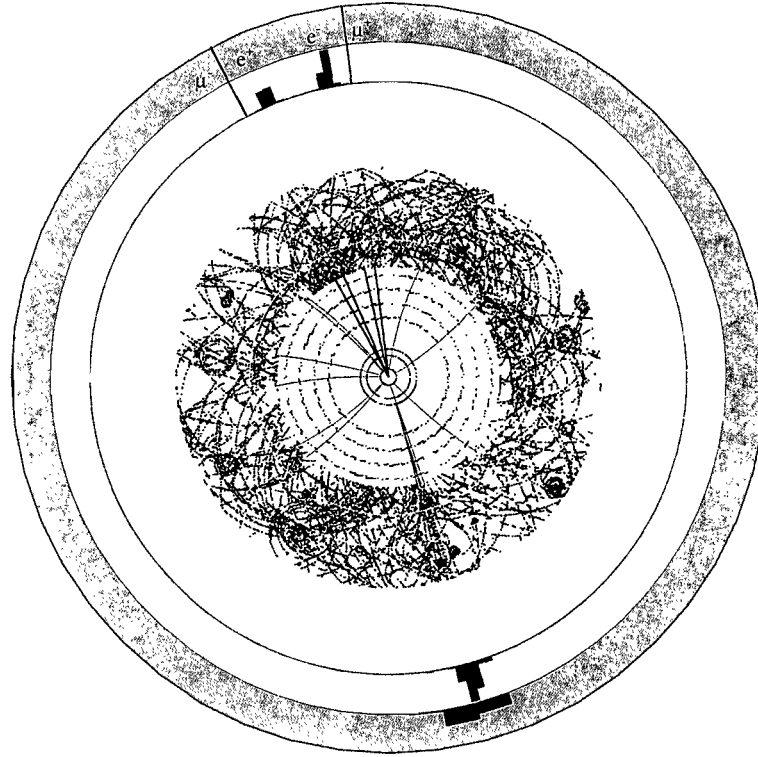


FIG. 2.3 – Vue dans le plan transverse d’une simulation d’un événement $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ pour $M_H = 130$ GeV. Les traces reconstruites dans le détecteur interne sont représentées en bleu pour les muons et en rouge pour les électrons, Les gerbes électromagnétiques dues aux électrons sont en rouge dans le calorimètre électromagnétique (vert clair). Un jet hadronique est aussi visible par un dépôt supplémentaire d’énergie (rouge brique) dans le calorimètre hadronique représenté en vert sombre).

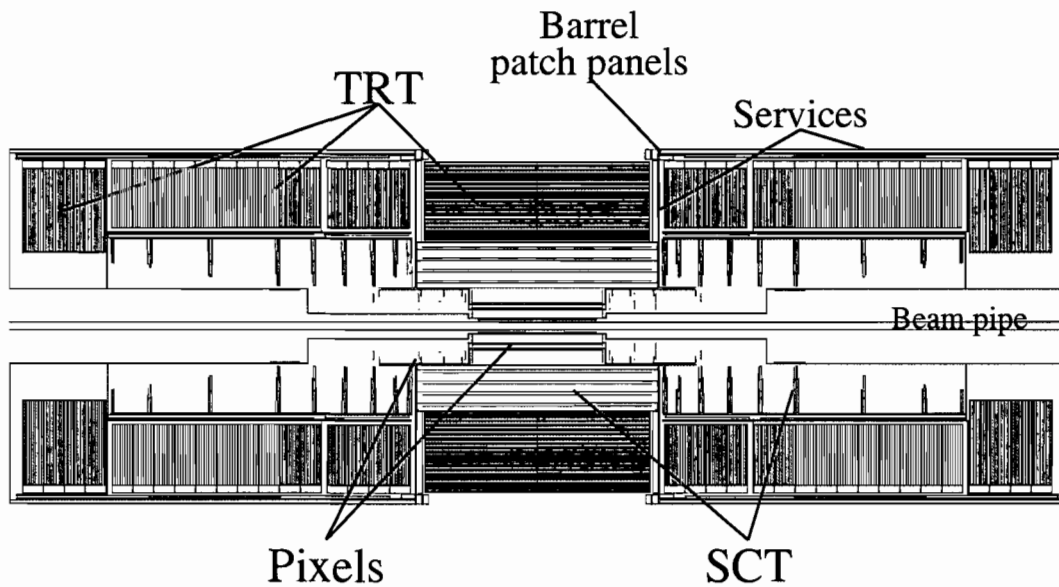
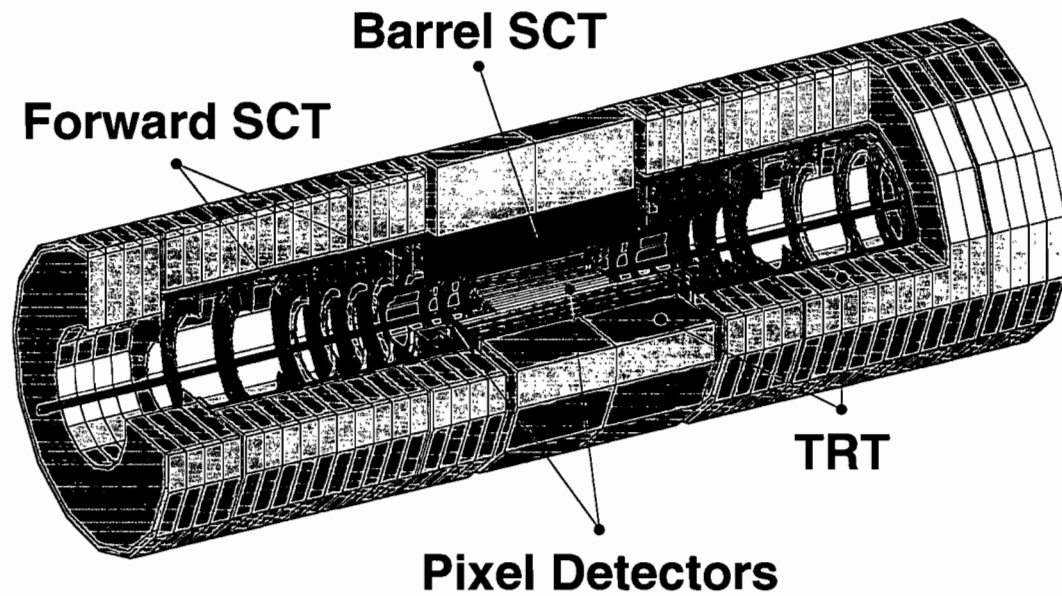


FIG. 2.4 – Vue tridimensionnelle du détecteur interne de ATLAS (haut). Une coupe longitudinale montre l'emplacement des différents sous-détecteurs par rapport à l'axe du faisceau (bas).

lise quatre couches doubles de microstrip de silicium. Chaque double couche est constituée de “strips” alignés selon la direction azimutale et d’autres décalés d’un angle de 40 mrad. Les strips ont 80 μm et 12 cm de longueur. L’ensemble permet d’avoir une résolution spatiale de 16 μm dans le plan (R, ϕ) et 580 μm dans la direction z . Des deux cotés du “barrel” se trouvent les bouchons (*end-caps*) qui sont composés chacun de neuf disques qui peuvent contenir jusqu’à trois anneaux. La couverture radiale de chaque disque est fixée par la couverture maximale $|\eta| < 2.5$ qui détermine ainsi le nombre et le type d’anneaux nécessaires.

Enfin, le TRT, qui est un détecteur de radiations de transition, consiste en un ensemble de tubes à dérive de 4 mm de diamètre qui sont parallèles au faisceau dans le “barrel”, mais orientés radialement dans les régions avant. Chaque tube a un diamètre de 4 mm et est équipé d’un fil en W-Re doré de 30 μm de diamètre. Le “barrel” contient environ 50 000 tubes, chacun étant divisé en deux au centre afin de réduire le taux d’occupation. Les bouchons avant contiennent 320 000 tubes. Chaque canal de lecture donne une mesure du temps de dérive qui permet d’avoir une résolution de 170 μm par tube. Le TRT fonctionne avec un mélange de 70% de Xe, 20% de CO_2 et 10% de CF_4 pour un volume de 3 m^3 . Les tubes permettent un suivi quasi-continu des particules chargées en fournissant 36 points le long de leur trajectoires.

La position des éléments du détecteur interne doit être connue avec une précision supérieure à la résolution intrinsèque des détecteurs. Le but affiché lors de la conception est que tout effet de désalignement ne devrait pas dégrader la résolution des paramètres des traces de plus de 20%. Cela implique que les modules du détecteur à pixels doivent être alignés à $\sim 7 \mu\text{m}$ près et ceux du TRT à $\sim 12 \mu\text{m}$ près.

La mesure de l’impulsion des particules très énergétiques nécessite un champ magnétique conséquent. Ce dernier est produit à l’aide d’un solénoïde supra-conducteur, situé autour du détecteur interne, qui génère un champ de 2 T parallèle à l’axe du faisceau. Sa longueur est de 5.3 m pour un rayon de 1.2 m. La configuration du champ magnétique fait qu’il courbe la trajectoire des particules chargées dans le plan transverse au faisceau tout en rejetant vers les conduits de faisceaux celles

ayant une faible impulsion transverse, $p_T < 380$ MeV, afin qu'elles ne contribuent pas au nombre total de particules présentes dans le détecteur.

Finalement, toutes les composantes du détecteur interne devront être extrêmement résistants aux radiations produites ou induites au LHC (Fig. 2.5).

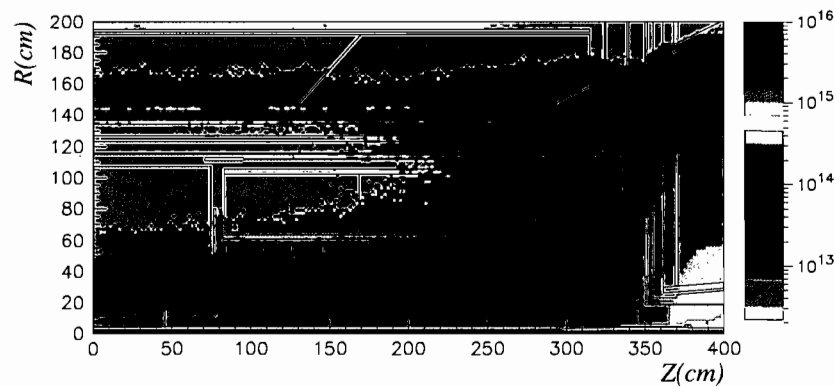


FIG. 2.5 – Fluence dans la cavité du détecteur interne exprimée en unités équivalente au nombre de neutrons de 1 MeV par cm^2 par année.

2.3.3 Les calorimètres d'ATLAS

Les calorimètres d'ATLAS ont été conçus pour mesurer l'énergie totale des électrons, photons et hadrons incidents ainsi que la détection des particules neutres. Le calorimètre électromagnétique identifie les électrons et les photons tout en donnant une mesure précise de leur énergie tandis que les calorimètres hadroniques mesurent l'énergie des jets hadroniques ainsi que E_T manquante ^[30].

Un schéma des calorimètres d'ATLAS est présenté dans la figure 2.6. Le système consiste en un calorimètre électromagnétique couvrant la région $|\eta| < 3.2$, un calorimètre hadronique dans la région centrale (tonneau ou barrel) ainsi que des calorimètres hadroniques dans la région bouchon (end-cap) et avant (forward).

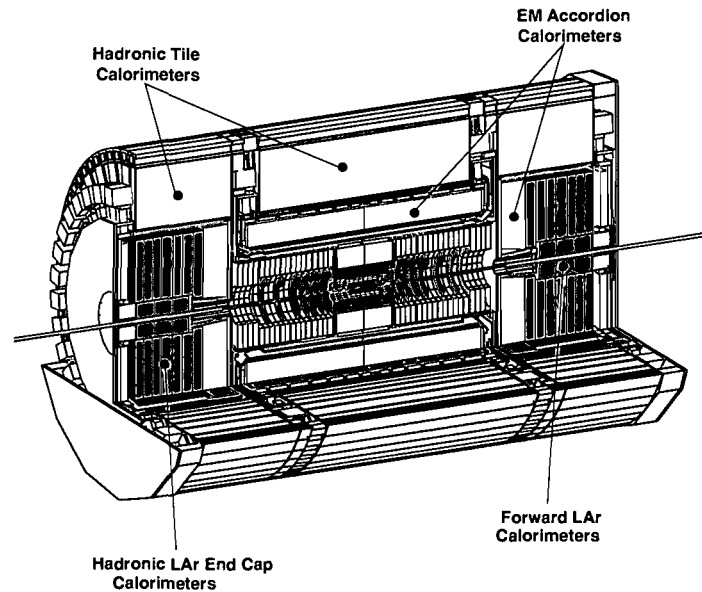


FIG. 2.6 – Vue schématique du système de calorimètres autour du détecteur interne.

2.3.3.1 le calorimètre électromagnétique

La mesure de l'énergie des électrons combine l'information du détecteur interne, qui fournit l'impulsion transverse et la charge, et celle du calorimètre électromagnétique. Le rapport $E/p \sim 1$ permet de sélectionner les particules de faible masse, alors que la forme de la gerbe électromagnétique et le signaux du TRT servent à identifier les électrons de hautes énergies. Cependant, la résolution du calorimètre est supérieure à celle du trajectomètre (tracker).

Conformément au concept général d'ATLAS, le calorimètre électromagnétique^[31] est divisé en une région centrale ou tonneau ($|\eta| < 1.475$) et deux régions avant ou bouchons ($1.375 < |\eta| < 3.2$). Le tonneau est divisé en deux demi-tonneaux séparés de 6 mm à $\eta = 0$. C'est un calorimètre à échantillonnage d'énergie utilisant du plomb comme milieu absorbeur et de l'argon liquide (LAr) comme matériau

actif. Le signal est collecté à l'aide d'électrodes en kapton. Les plaques de plomb ont été usinées sous forme d'accordéon (Fig. 2.7) laissant un espace pouvant être rempli d'argon liquide. Cette forme permet aussi d'avoir une symétrie azimutale sans discontinuité ou *cracks*. L'épaisseur des plaques de plomb a été optimisée en fonction de η afin d'obtenir une bonne résolution en énergie. Les interstices (*gaps*) de LAr ont une épaisseur de 2.1 mm dans le tonneau. Dans les bouchons, les absorbeurs ont une épaisseur constante mais les espaces remplis de LAr augmentent avec le rayon. Le calorimètre électromagnétique présente 24 longueurs de radiations (X_0) dans le tonneau et $26X_0$ dans les bouchons. Un système de cryostats entourant les différentes composantes du calorimètre permet de maintenir la température de l'argon liquide. Dans la région dédiée aux mesures de précision ($|\eta| < 2.5$), le calorimètre électromagnétique est segmenté en trois sections longitudinales. La première, qui est la plus proche de l'axe du faisceau, présente $6X_0$ (en tenant compte des matériaux inactifs en amont) quel que soit η . Elle est finement segmentée en η par des pas de 4 mm (*strips*) afin de déterminer avec précision le début et l'allure du pied de la gerbe électromagnétique augmentant de façon sensible la séparation γ/π^0 et e/π . La section médiane est segmentée transversalement en tours de dimensions $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.025$ ($\sim 4 \times 4$ cm² à $\eta = 0$). L'épaisseur totale du calorimètre incluant la deuxième section est de $24X_0$ ce qui permet de mesurer des gerbes d'énergie transverse inférieure à 50 GeV. La dernière section, avec une granularité de 0.05 en η et un épaisseur allant de $2X_0$ à $12X_0$, permet uniquement de collecter la fin des gerbes de haute énergie.

Pour le région $|\eta| > 2.5$, les calorimètres bouchons sont segmentés longitudinalement mais ont une granularité moins fine. En effet, des cellules de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$, pointant vers le point d'interaction, sont suffisantes pour répondre aux exigences des mesures physiques dans cette région.

2.3.4 Le calorimètre hadronique

Les processus physiques ayant lieu dans un collisionneur hadronique comme le LHC produisent des jets hadroniques dans les régions centrale et avant du détecteur.

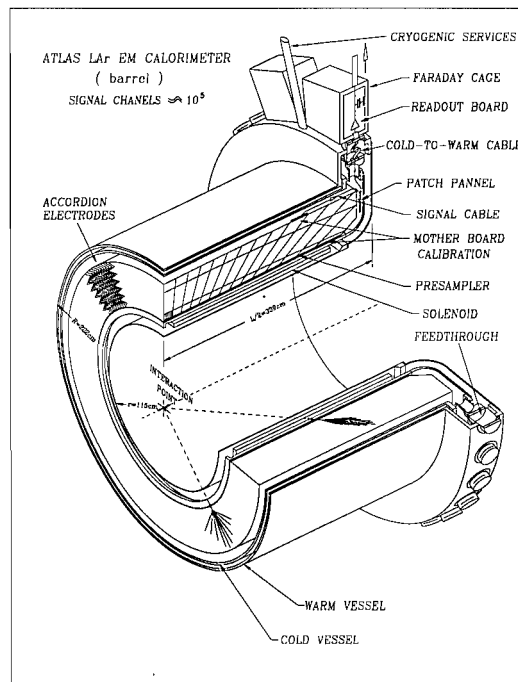
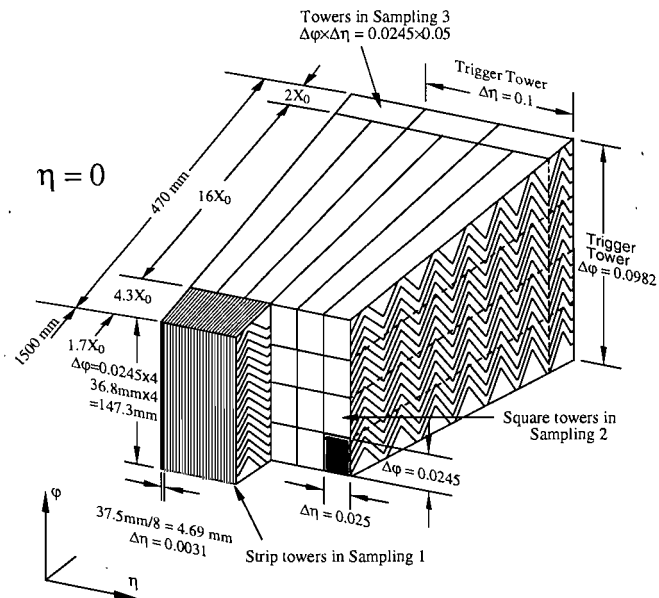


FIG. 2.7 – Vue schématique d'un secteur angulaire montrant la structure en accordéon du calorimètre électromagnétique dans la région centrale (haut) ainsi que la moitié du cryostat qui le contient (bas).

Les calorimètres hadroniques vont donc jouer un rôle essentiel dans toutes les études physiques impliquant des jets.

Les calorimètres hadroniques utilisés dans ATLAS permettent une couverture plus étendue $|\eta| < 0.9$ et utilisent des techniques de détections mieux adaptées aux exigences de la physique produite dans un accélérateur hadronique comme le LHC.

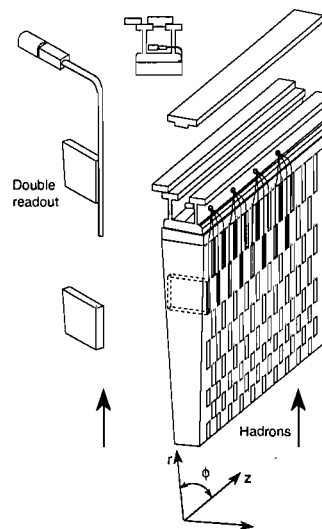


FIG. 2.8 – Vue d'un module du calorimètre hadronique à tuiles.

Le calorimètre hadronique central, ou Tile Calorimeter ^[32], est un calorimètre à échantillonnage utilisant du fer comme milieu absorbeur et du scintillateur comme élément actif. La figure 2.8 montre l'emplacement des tuiles de scintillateurs dans la matrice de fer pour un module. Le tonneau central est formé de 2×64 modules inclus dans un cylindre de 2.28 m de rayon interne et 4.23 m de rayon externe entourant le tonneau électromagnétique. Il est subdivisé radialement en trois sections dont les deux premières ont des cellules de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ alors que la dernière, plus à l'extérieur, a seulement des cellules de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.1$. Cette granularité exige environ 10 000 canaux de lecture.

La région $1.5 < |\eta| < 4.9$ est occupée par deux types de détecteur :

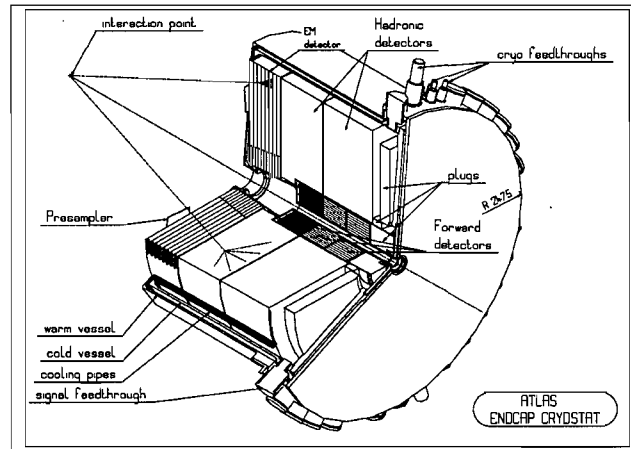


FIG. 2.9 – Vue générale du cryostat contenant les calorimètres dans la région avant.

- le calorimètre hadronique bouchon, ou Hadronic End-Cap ^[31], occupant $1.5 < |\eta| < 3.2$. Il consiste en deux roues constituées d'une succession de plaques de cuivre, perpendiculaires à l'axe du faisceau, avec des espaces d'épaisseur constante remplis d'argon liquide et dans lesquels sont insérés des électrodes en kapton. Le système de lecture permet d'avoir des cellules en (η, ϕ) pointant vers le centre d'interaction ;
- le calorimètre hadronique avant, ou Forward Calorimeter ^[31], occupant $3.2 < |\eta| < 4.9$. Le taux de radiation très élevé dans cette région a nécessité une conception originale pour ce détecteur. Une description détaillée de son fonctionnement et de ses performances est présentée dans la chapitre 3.

2.3.5 Le spectromètre à muons

Parmi toutes les particules chargées produites lors des interactions primaires ou secondaires, les muons sont les seuls à pouvoir passer à travers les calorimètres. Le spectromètre doit être capable de les identifier et de reconstruire leurs traces afin de mesurer leurs quantités de mouvement avec une grande précision. La couverture en η doit aussi être maximale pour détecter les événements contenant plusieurs

muons. Le taux d'interactions très élevé pose aussi des contraintes à cause de la multitude de particules de faible énergie, essentiellement des neutrons et des photons de 1 MeV, issues des interactions secondaires ou de la radioactivité induite.

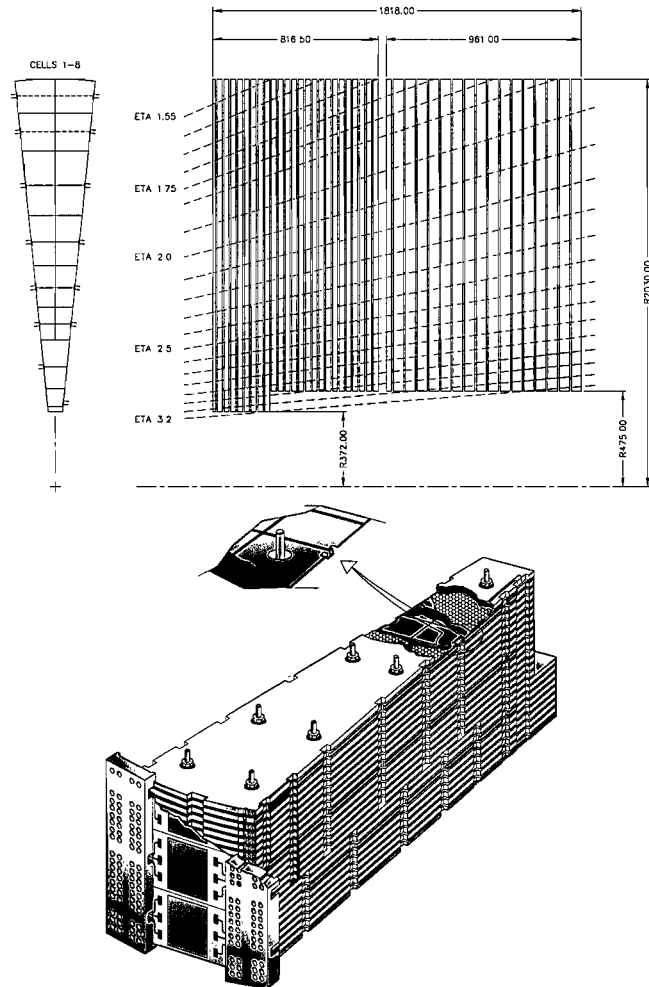


FIG. 2.10 – Vue schématique d’un module du calorimètre hadronique avant (HEC) dans le plan r - z (haut à droite) et dans le plan r - ϕ (haut à gauche). Les traits en tiré montrent les intervalles en η correspondant aux cellules de lecture. La figure du bas montre une vue d’un module complet avec le système de lecture du signal.

Le spectromètre à muons^[33] (Fig. 2.11) couvre l’espace entre les rayons 4.5 m et 11 m sur une longueur de 23 m. Il consiste en un système de “chambres” disposées de telle sorte qu’une particule issue du point d’interaction ayant $|\eta| < 2.7$, devra

traverser trois chambres. Dans la région centrale, les chambres sont arrangées sous forme de trois cylindres concentriques avec l'axe du faisceau. Dans la région avant, les chambres sont arrangées sous forme de quatre disques concentriques. Trois types de chambres ont été utilisées :

- les MDT (Monitored Drifts Chambers), couvrent une grande partie du domaine en η et permettent une mesure très précise de la direction de la trace avec une résolution spatiale de l'ordre de $80 \mu\text{m}$;
- les CSC (Cathode Strip Chambers), avec une granularité plus élevée que les MDTs et une meilleure résistance au bruit de fond dû aux radiations. Elles sont utilisées dans la région de haute η ;
- les RPCs (Resistive Plate Chambers) dans la région centrale et les TGCs (Thin Gap Chambers) dans la région avant. Ce sont des chambres à fils proportionnelles qui permettent d'avoir un système de déclenchement indépendant en identifiant le croisement des faisceaux. Ceci exige une résolution temporelle meilleure que le temps de croisement (25 ns). Elles complètent la mesure des coordonnées des traces avec une résolution de 5-10 mm.

Finalement, un système d'aimants faisant partie intégrante du spectromètre produit un champ magnétique toroïdal, c-à-d dont les lignes forment des cercles centrés sur l'axe du faisceau. L'intensité ($\int Bdl$) varie de 2 à 6 Tesla.mètre dans la région centrale et de 4 à 8 Tesla.mètre dans la partie avant. Ce système courbe la trajectoire des muons dans un plan contenant l'axe du faisceau. Il est produit par huit aimants supraconducteurs de forme rectangulaire qui sont disposés radialement dans des cryostats individuels.

2.3.6 Le système de déclenchement et l'acquisition de données

Comme il a été mentionné plus haut, la fréquence de croisement des faisceaux au LHC est de 40 MHz avec un taux d'interactions de 10^9 Hz pour une luminosité de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Le taux final des événements sélectionnés par le système de déclenchement de ATLAS devra être réduit à ~ 100 Hz afin de garder une capacité de stockage réaliste. Cette réjection (10^7 par rapport aux événements minimum-

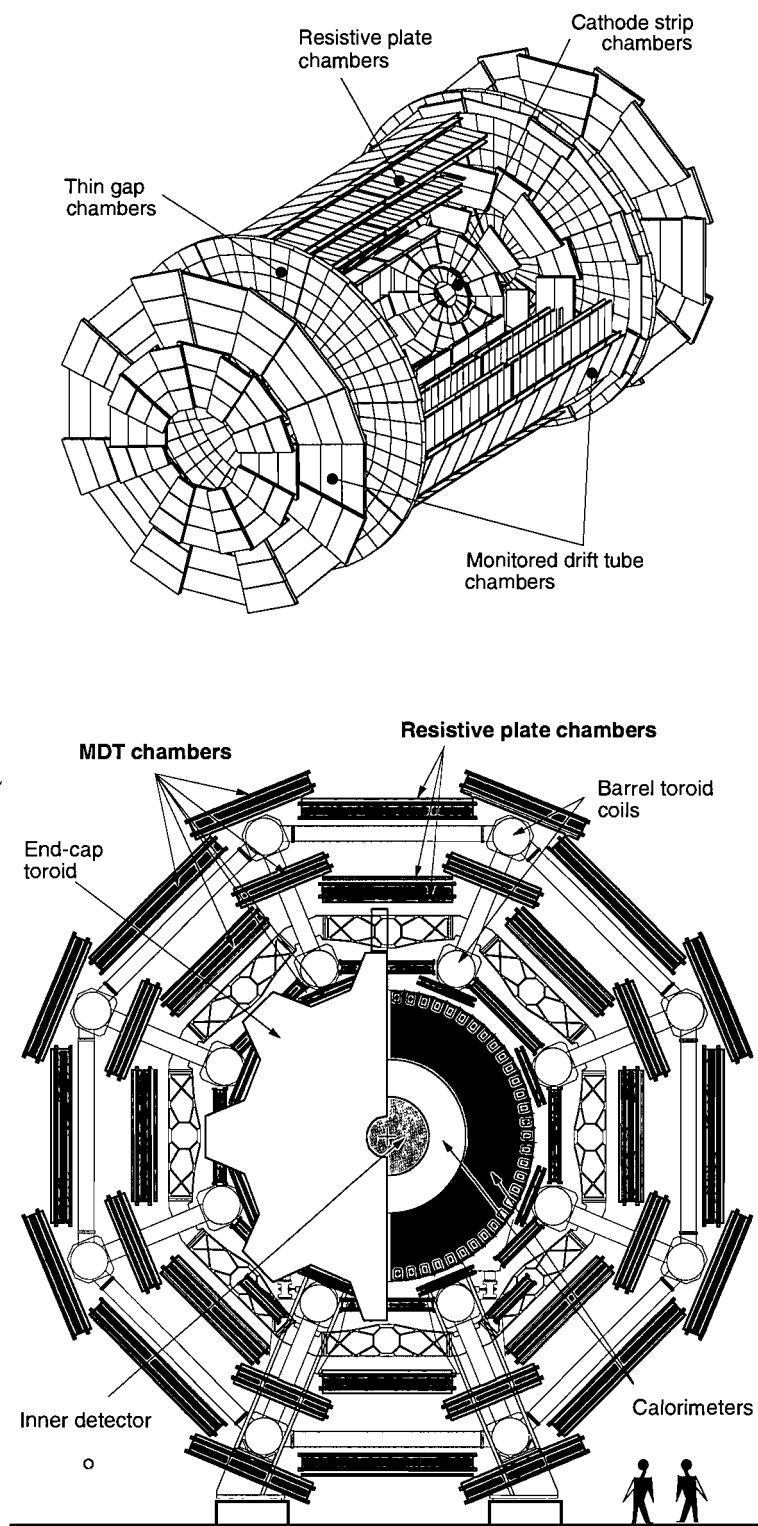


FIG. 2.11 – Répartition des différentes chambres dans le spectromètre à muons de ATLAS. Vue tridimensionnelle (haut) et vue transversale (bas).

bias) devra toutefois être effectuée avec une excellente efficacité afin de retenir les événements avec des processus physiques rares. La quantité d'information restera cependant extraordinairement élevée $\sim 10^{15}$ Octets/an et nécessitera de nouvelles méthodes pour le traitement et l'accès aux données.

Le système de déclenchement (trigger) et d'acquisition de données (DAQ) d'ATLAS est basé sur trois niveaux de sélection en ligne. Chaque niveau traite un nombre d'événements inférieur au niveau précédent et dispose d'un temps de décision plus long qui lui permet d'appliquer des algorithmes de sélection plus complexes. Les trois niveaux sont décrits dans la figure 2.12 :

- le premier niveau ou LVL1 ^[34] effectue une sélection initiale à l'aide des chambres à muons (TGC), pour identifier les muons avec des p_T élevés, et des calorimètres pour chercher des électrons, photons, jets, des τ 's qui se sont désintégrés en hadrons, ainsi que des grandes énergies manquantes. Le LVL1 ne doit pas délivrer plus de 75 kHz d'information avec un temps de latence de 2.5 μ s. Pendant ce temps, les informations de tous les détecteurs sont gardées en mémoire jusqu'à la fin du traitement. Les événements sélectionnés par le LVL1 sont stockés dans des mémoires tampons jusqu'à la décision du niveau deux ;
- Le deuxième niveau ou LVL2 examine les informations avec plus de précisions. Il utilise les données des chambres de précisions des muons, de tous les calorimètres et du détecteur interne afin de gagner plus de pouvoir de sélection. Le temps de latence permis au LVL2 est de l'ordre du milliseconde (ms) et la fréquence ne doit pas dépasser 1 kHz ;
- Le dernier niveau est le filtre d'événements ou Event Filter ^[35]. Il utilise des algorithmes de reconstruction adaptés au traitement en ligne ainsi que les données de calibration et d'alignement et du champ magnétique afin de prendre la décision finale d'accepter les événements qui vont être stockés pour le traitement hors ligne. Ce dernier niveau déclenchera à une fréquence de ~ 100 Hz et délivrera environ 100 MOctets/s (MB/s) de données.

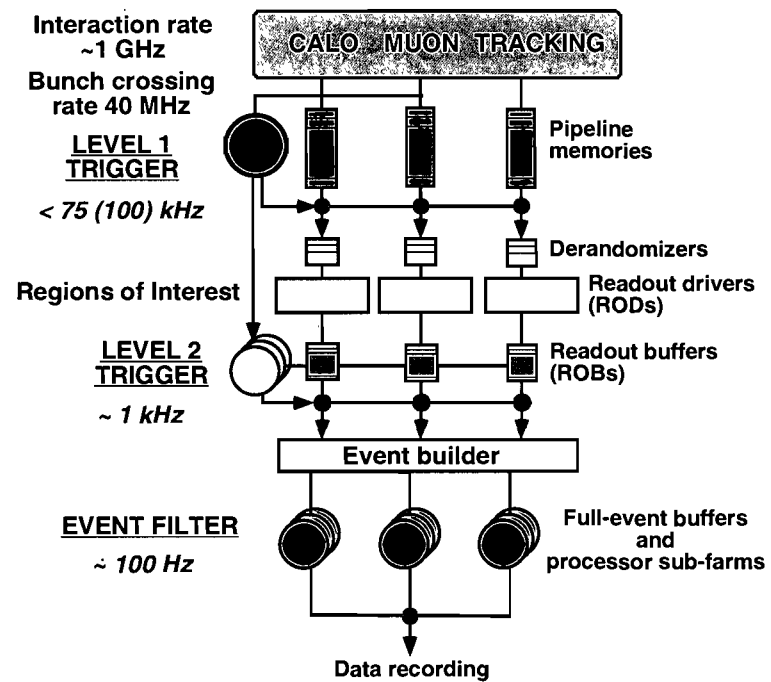


FIG. 2.12 – Configuration du système de déclenchement de ATLAS. Les nombres à gauche donnent le taux de données disponible après chaque niveau de sélection.

CHAPITRE 3

PERFORMANCE DU CALORIMÈTRE AVANT DU DÉTECTEUR ATLAS EN FAISCEAU DE TEST ET COMPARAISON AUX SIMULATIONS MONTE CARLO

Puisque le calorimètre avant de ATLAS joue un rôle primordial dans l'identification et la reconstruction de jets dans la région $3.2 \leq \eta \leq 4.9$, produits dans plusieurs processus physiques, en particulier les processus du type fusion de bosons vectoriels tel $qq \rightarrow qqH$ (voir chapitre 5), un effort particulier a été fait pour bien évaluer sa performance et vérifier son bon fonctionnement. Ce chapitre présente un résumé de la note ATLAS ^[46]. Le calorimètre avant permet, grâce à son extension géométrique, d'assurer une bonne résolution sur la mesure de l'énergie transverse manquante. Il est donc nécessaire de s'assurer que la technologie proposée par ATLAS répond à toutes ces exigences. Un prototype de ce calorimètre a été construit et testé avec un faisceau de différentes particules et énergies. Ce chapitre va présenter les résultats de ces tests ainsi que des simulations Monte Carlo qui sont ainsi validées.

3.1 Le calorimètre avant de ATLAS

Les calorimètres du détecteur ATLAS ont été optimisés pour exploiter pleinement les capacités offertes par le collisionneur LHC. Ils doivent mesurer, avec une résolution adéquate, l'énergie et la direction des jets hadroniques, des électrons et des photons et permettre de déterminer l'énergie transverse manquante \cancel{E}_T sur un grand intervalle de pseudorapidité. Il doivent aussi être capables d'identifier les croisements des faisceaux et avoir une certaine capacité d'identifier des muons. Finalement, ces exigences varient en fonction de la position et du rôle du calorimètre ^[30].

Plusieurs facteurs ont été pris en compte pour optimiser les caractéristiques

de ces calorimètres. La fréquence de collisions très élevée a nécessité un système de lecture hautement segmenté pour réduire le taux d'occupation, donc le taux de particules, à considérer. L'intense luminosité au LHC exige une très grande résistance aux radiations de tous les matériaux utilisés. L'énergie disponible dans le centre de masse (14 TeV) requiert une dynamique de réponse qui va de quelques mips (minimum ionizing particle) à ~ 5 TeV couvrant jusqu'à $\eta \sim 5$. De plus, faire fonctionner de tels détecteurs sur une longue période exige une bonne stabilité et uniformité de leurs réponses ainsi qu'une calibration facile à effectuer. Ces exigences doivent aussi être combinées avec d'autres concernant la mécanique de construction et d'installation dans ATLAS ainsi que le coût global de réalisation.

Les considérations citées plus haut ont amené à concevoir le calorimètre avant d'ATLAS beaucoup plus résistant aux radiations que les autres calorimètres et occupant un espace beaucoup plus réduit. Il en a résulté une technologie différente de celle utilisée dans les autres calorimètres d'argon liquide d'ATLAS [31].

Le calorimètre avant d'ATLAS (FCAL, pour Forward Calorimeter) [36–38, 42] occupe l'intervalle $3.2 \leq |\eta| \leq 4.9$. Dans cette région, les contraintes les plus sévères sont dues au taux de radiations élevé et à l'espace disponible limité. Le flux dans la région du FCAL est de 10^{16} neutrons/cm² correspondant à une dose annuelle de 2×10^6 Gy et une charge thermique de 100 watts. Le rôle principal du FCAL est d'assurer l'herméticité du système des calorimètres et d'étiqueter les jets dans la région avant (forward jet tagging). En terme de performances physiques, c'est la résolution en énergie transverse E_T , et non en énergie totale, qui est la plus importante. D'un autre côté, le nombre élevé de particules dans cette région diminue l'importance du terme stochastique dans la résolution en énergie et implique que la segmentation latérale du FCAL doit être telle que la résolution angulaire ne domine pas celle en énergie transverse. Pour assurer une résolution de 10% en E_T pour tout le détecteur ATLAS, le FCAL devra avoir une résolution de :

$$\frac{\sigma}{E}(\text{jets}) \leq \frac{70\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 7\% \quad (3.1)$$

avec une segmentation latérale de $\Delta\eta \times \Delta\phi \simeq 0.2 \times 0.2$.

Le FCAL d'ATLAS est constitué de deux ensembles identiques qui seront placés de part et d'autre du point d'interaction le long de l'axe du faisceau. Chaque ensemble (FCAL) est divisé en trois segments longitudinaux de 0.9 m de diamètre et 0.45 m de long. Ils sont insérés à l'intérieur d'un tube en aluminium avec un volume supplémentaire en cuivre qui sert d'écran (shielding plug) contre les particules s'échappant du FCAL (voir figure 3.1). Cette segmentation va permettre de mesurer le développement longitudinal de la gerbe.

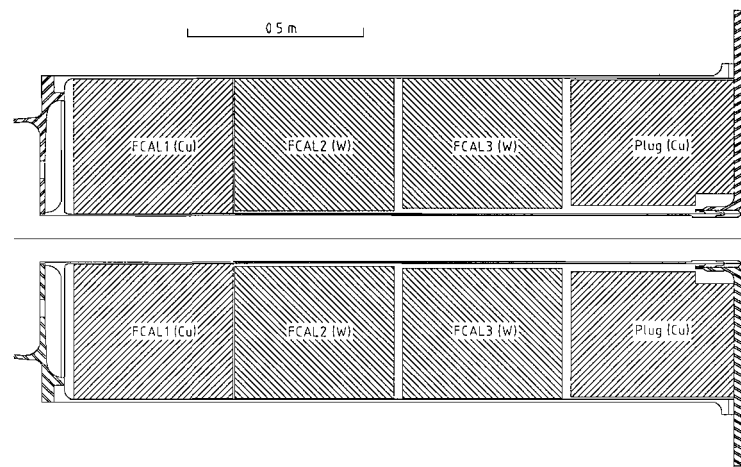


FIG. 3.1 – Vue longitudinale du calorimètre avant (FCAL) d'ATLAS le long de l'axe du faisceau.

Le premier segment de chaque ensemble, ou FCAL1, a été conçu pour mesurer l'énergie électromagnétique (électrons et photons) ainsi que pour déterminer l'angle des gerbes hadroniques alors qu'elles n'ont pas encore une extension transverse trop grande. FCAL1 va donc contenir la totalité de la gerbe électromagnétique supportant ainsi un maximum d'ionisation et de production de chaleur. Il est composé d'une matrice en cuivre, résultant d'un assemblage de 18 sections identiques de 2.5 cm d'épaisseur, traversée transversalement de tubes en cuivres qui contiennent chacun un interstice (gap) d'argon liquide et une barre (rod) en cuivre. L'espace rempli d'argon liquide est maintenu à l'aide d'une fibre en plastique PEEK (polyetherkethone), très résistant aux radiations, enroulée de manière spirale le long de

la barre en cuivre. La figure 3.2 montre la structure de FCAL1 ainsi que celle de l'ensemble tube-barre en cuivre. Les barres servent d'électrodes et le signal collecté à l'aide d'un "pin" attaché à l'une de leurs extrémités.

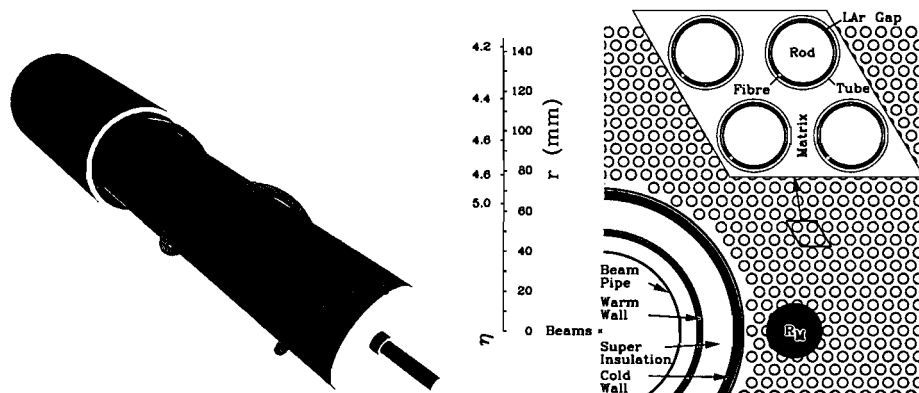


FIG. 3.2 – Structure d'une électrode du FCAL (gauche) et de la matrice d'absorbeur (droite).

Les deux autres segments, FCAL2 et FCAL3, sont destinés à contenir la gerbe hadronique dans un espace très limité. Ils ont la même géométrie que FCAL1 mais avec une matrice, des barres en tungstène (W) et des interstices d'épaisseur différente. Comme il est extrêmement difficile d'usiner de grands volumes de tungstène, la matrice de FCAL2/3 a été assemblée à partir d'une multitude de petits volumes (slugs) obtenus par compression de poudre de tungstène. Deux plaques de cuivre, placées à chaque extrémité, servent à maintenir la cohésion de tout le système. De la même façon que FCAL1, les barres en tungstène pur servent d'électrodes.

3.2 Les tests Faisceaux du module 0

Cette section décrit le dispositif expérimental utilisé pour tester le prototype du calorimètre avant de ATLAS (module 0) durant l'été de l'année 1998 ainsi que les méthodes utilisées pour analyser les données collectées.

Paramètres	FCAL1	FCAL2	FCAL3
η_{min}	3.0	3.1	3.2
η_{max}	4.9	4.9	4.9
Absorbeur	Cu	W	W
Masse (t)	2.3	4.1	4.0
dE/dx %	1.49	1.36	1.68
Longueurs d'absorption (λ)	2.6	3.5	3.4
Interstice d'Argon (mm)	0.25	0.375	0.5
temps (ns)	50	75	100
Nombre de tubes	12260	10200	8224

TAB. 3.1 – Caractéristiques des trois modules FCAL1/2/3 du calorimètre avant d'ATLAS.

3.2.1 Géométrie du module 0

Le module 0 du FCAL ^[39-41] consiste en un quart d'un segment de FCAL1 et un autre de FCAL2. La géométrie est la même que le calorimètre final à part quelques changements mineurs. L'espace rempli d'argon liquide est de 260 μm pour FCAL1 et le trou intérieur n'a pas été usiné dans la matrice de cuivre. Au total, FCAL1 présente 29 longueurs de radiation (X_0) et 2.6 longueurs d'absorption (λ) avec une masse de 0.5 t. L'extraction du signal issu de l'ionisation est effectuée par 2351 électrodes.

Quant au FCAL2, la différence par rapport au détecteur final consiste en l'utilisation de trois espaceurs en PEEK, fixés sur les barres de tungstène, pour maintenir l'interstice (gap) d'argon liquide. Au fait, c'est cette dernière technologie qui a été proposée initialement pour les modules hadroniques du FCAL mais les tests faisceaux ont montré des problèmes qui ont poussé à adopter les fibres en PEEK comme espaceurs. FCAL2 présente 91 X_0 et 3.6 λ pour une masse de 0.9 t. Le signal est collecté à l'aide de 2550 électrodes de tungstène.

L'ensemble FCAL1+FCAL2 (ou bien FCAL2 pour une période initiale de test) est placé à l'intérieur d'un cryostat situé sur la ligne H6 de la zone expérimentale nord du CERN. Les deux modules sont inclinés d'un angle d'environ 2.7 ° afin que le point d'impact au centre corresponde à $\eta \approx 3.7$ dans ATLAS, c-à-d l'acceptance

maximale dans le direction longitudinale de FCAL1+FCAL2. D'autre part, deux volumes de faible densité (Rhoacell excluder) ont été placés dans le cryostat, en amont et en aval des deux modules, afin de diminuer la quantité de matière et l'ionisation dans ces régions. La figure 3.3 montre une image de l'intérieur du cryostat une fois que tout le système y a été placé.

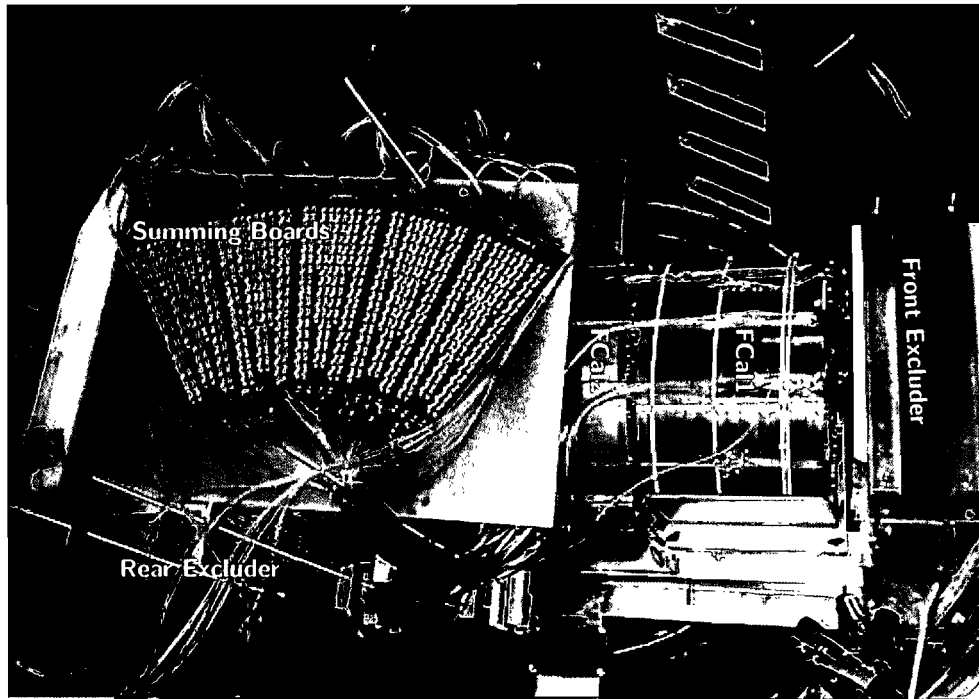


FIG. 3.3 – Les modules 0 du FCAL1 et FCAL2 à l'intérieur du cryostat. Les volumes de Rohacell et les tables de sommation sont aussi visibles.

3.2.2 La ligne du faisceau

Le faisceau dans la ligne H6 du CERN est composé de particules secondaires issues du SPS qui consistent en des électrons, des pions et de muons d'impulsion comprise entre 20 et 200 GeV/c. La figure 3.4 présente la disposition des éléments le long de la ligne du faisceau. Il s'agit des détecteurs utilisés pour le système de déclenchement (trigger) et la définition des particules incidentes, du cryostat avec les modules du FCAL, du détecteur de fuites d'énergie (TC pour "tail catcher"),

du volume pour arrêter le reste du faisceau (beam stop) et enfin du compteur à muons.

Les différents détecteurs en amont du cryostat servent à identifier les particules incidentes, à mesurer leurs positions ainsi qu'à fournir un signal de déclenchement. Les scintillateurs (S1, S2, S3), situés à 35 m en amont du centre du cryostat, servent à déclencher le système d'acquisition dès qu'une coïncidence entre leurs trois signaux est établie.

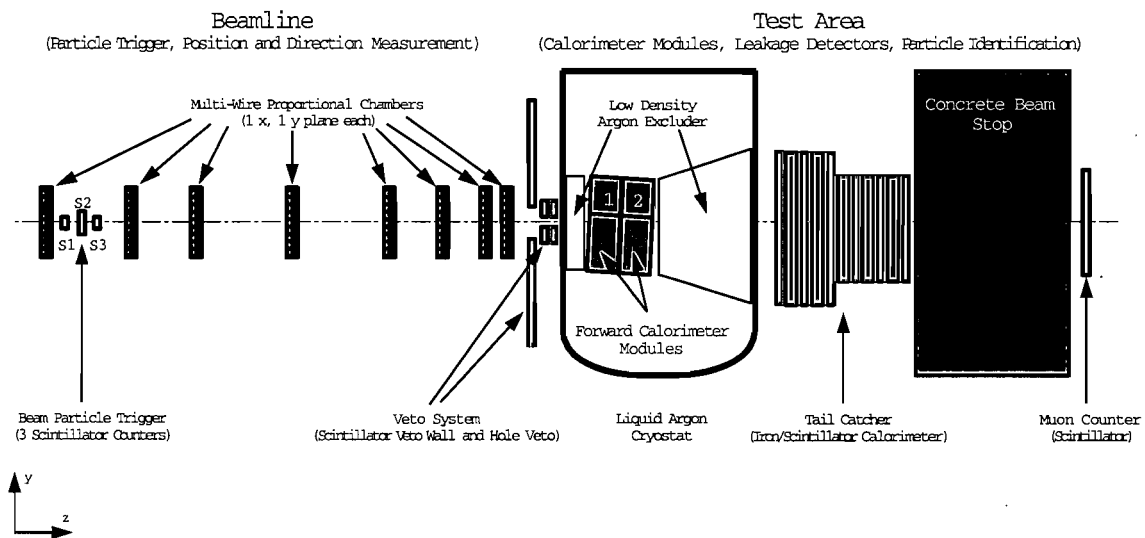


FIG. 3.4 – Vue schématique des détecteurs installés pour le test faisceau des modules 0 du FCAL.

Les traces des particules incidentes sont reconstruites à l'aide d'un ensemble de huit chambres proportionnelles situées à différents endroits en amont du cryostat. Il s'agit de chambres ayant 64 fils espacés de 1 mm au point d'impact du faisceau.

Un scintillateur avec un trou circulaire de 5 cm de diamètre (hole counter) associé à un autre scintillateur plus grand juste devant le cryostat constituent un système de veto qui sert à définir la taille du faisceau en rejetant les particules trop éloignées du point d'impact.

Finalement, les particules qui s'échappent du FCAL sont collectées dans un détecteur (Tail Catcher) composé de scintillateur et de fer (Fe) qui mesure ainsi l'énergie longitudinale perdue. Un mur en béton (Concrete Beam Stop) arrête en-

suite toutes les particules restantes pour ne laisser passer que les muons qui sont détectés par le compteur à muons.

3.2.3 Électronique de lecture

Les charges produites dans les interstices d'argon liquide sont collectées par les électrodes et les cathodes. Les signaux produits sont traités par une chaîne électronique divisée en deux parties. La première, appelée électronique froide (cold electronics), car située à l'intérieur du cryostat d'argon liquide, sert à extraire les signaux des électrodes et les mettre sous forme de canaux de lecture indépendants. La deuxième partie, appelée électronique "tiède" (warm electronics) sert entre autres à amplifier les signaux pour les transmettre au système de digitalisation.

3.2.3.1 Électronique froide

Les signaux issus de chaque électrode sont additionnés par groupe de quatre (six) à l'aide de connecteurs "interconnect boards" situés sur la face avant (arrière) du FCAL1 (FCAL2). Les signaux issus de quatre groupes sont ensuite additionnés pour former des tuiles (tiles) qui vont constituer des canaux indépendants de lecture. Cette deuxième sommation n'est pas faite pour les électrodes proches de tube du faisceau (beam pipe) où les groupes sont traités individuellement. Cette configuration produit des "petites" tuiles (quatre ou six électrodes) et des "grandes" tuiles (16 ou 24 électrodes). Un total de 192(128) tuiles représente le nombre de canaux électroniques du FCAL1(FCAL2). Cette dernière sommation est effectuée à l'aide d'auto-transformateurs (auto-transformers) pour que chaque signal entrant "voit" la même impédance, ce qui réduit la perte de signal ainsi que le bruit électronique. Les auto-transformateurs sont installés sur des tables de sommation (summing board) qui combinent 4×64 groupes d'électrodes (quatre ou six) en un connecteur à 64 pins pour un câble en Kapton de 3.5 m et de 25Ω d'impédance. Les tables de sommations servent aussi à distribuer la haute tension (250 V pour FCAL1 et 375 V pour FCAL2) aux électrodes.

Il y a au total 5 tables de sommations, trois pour les 192 tuiles du FCAL1 et deux pour les 128 tuiles du FCAL2. Les tables sont installées au dessus du volume de Rohacell situé à l'arrière du FCAL2 (Figure 3.3).

3.2.3.2 Électronique analogique ou tiède

Les signaux sont transmis à partir des tables de sommation aux connecteurs de l'entrée du FEB (Front End Board). C'est aussi à cet endroit que sont transmis les différents signaux électroniques qui servent à contrôler et calibrer la chaîne de lecture.

Le FEB est une combinaison de circuits d'amplificateurs et de mise en forme (shapers), assemblés par groupes de quatre, qui peut traiter 128 entrées simultanées. Ce système peut fournir trois gains pour chaque signal entrant bien que pour les tests du module 0 seulement les gains haut et moyen (high and medium gain) aient été utilisés. Le traitement électronique standard utilise le haut gain pour tous les signaux des modules 0 mais en même temps, 64 tuiles centrales du FCAL1 et 32 tuiles centrales du FCAL2 sont aussi amplifiées avec le gain moyen. Ceci permet de tenir compte de la saturation du signal amplifié qui peut arriver à des énergies supérieures à 30(60) GeV dans un seul canal du FCAL1 (FCAL2). Le gain moyen est d'un facteur 10 plus petit et permet donc de traiter les signaux produit par les énergies disponibles (20-200 GeV). La figure 3.5 montre la répartition des tuiles avec les deux gains utilisés.

Les signaux issus du FEB sont ensuite envoyés aux système de digitalisation et d'acquisition à travers des câbles de 35 m de long transportant 16 canaux chacun.

3.2.4 Le système de déclenchement et d'acquisition

Toute particule qui produit un signal correspondant à au moins un minimum d'énergie d'ionisation (mip) dans chacun des scintillateurs (S1,S2,S3) est considéré comme un événement valide et déclenche l'acquisition des informations des autres détecteurs. Les signaux produits dans les vetos, le TC et le compteur de muons

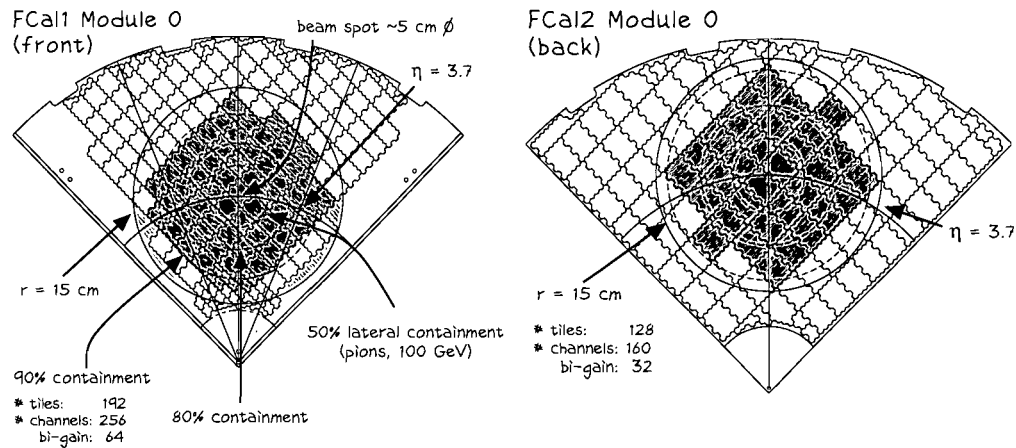


FIG. 3.5 – Configuration de la lecture des signaux sur la face avant du FCAL1 (à gauche) et sur la face arrière du FCAL2 (à droite). La zone grise foncée correspond à l'étalement du faisceau. Les zones grises claires montrent les tuiles qui ont un double gain haut et moyen. Les courbes montrent l'impact à $\eta = 3.7$.

sont gardés en mémoire et ne sont utilisés que lors du contrôle en ligne ou bien lors de l'analyse. Aucun veto n'est utilisé dans le système de déclenchement et le taux de données collectées dépend uniquement du flux de particules incidentes et du temps mort du système d'acquisition.

Les signaux de contrôle et de calibration sont injectés dans la chaîne électronique avec un taux correspondant à 5% du total des événements physiques. Des signaux identiques de hauteur fixe sont envoyés dans tous les canaux (tiles) de lecture afin de surveiller le fonctionnement des modules du FCAL et de s'assurer de la stabilité des gains utilisés. De la même façon, des événements "vides" sont collectés afin de mesurer le bruit électronique de toute la chaîne de lecture.

Différentes combinaisons des réponses des détecteurs (S1,S2,S3), du TC et du compteur à muons servent à étiqueter d'éventuels électrons, pions ou muons dans le faisceau pour l'analyse hors ligne.

Au total, 35 millions d'événements ont été collectés pendant les deux périodes de test pour différentes énergies et différentes particules, occupant 35 GBytes d'espace disque.

3.2.5 Sélection des événements

La structure non homogène de la face avant du FCAL le rend sensible à la position du point d'impact des particules incidentes. En effet, une particule peut traverser une distance relativement grande d'argon liquide avant de pénétrer dans l'absorbeur, ou bien, elle peut dès le début pénétrer dans l'absorbeur et déclencher ainsi une gerbe tôt. Une faible variation du signal du FCAL a été observée bien que l'angle des particules incidentes par rapport aux électrodes est assez faible et qu'un effet tunnel dans les interstices d'argon est négligeable. Cependant, il est possible de régler les paramètres optiques du faisceau afin d'obtenir un étalement uniforme sur une surface significative de la face avant du FCAL, les chambres proportionnelles servant à déterminer le point d'impact pour chaque événement.

Le faisceau délivré par la ligne H6 du SPS est assez propre pour des électrons de 20 à 80 GeV. Au delà de ces énergies, une contamination avec des muons et des pions nécessite une sélection plus stricte utilisant les détecteurs sur la ligne du faisceau, principalement les chambres proportionnelles, et le signal du TC. Le faisceau de pion est assez propre et ne nécessite pas de sélections supplémentaires. Quant aux muons, il suffit d'exiger que le compteur à muons voit un signal significatif en coïncidence avec ceux de (S1,S2,S3).

3.2.5.1 Reconstruction des traces des particules

Les traces reconstruites à l'aide des chambres proportionnelles servent non seulement à déterminer le point d'impact sur le FCAL avec une précision suffisante (≈ 5 mm) mais aussi à déterminer la séparation spatiale entre les électrons et les pions. Cette séparation est due au fait que les électrons subissent une perte d'énergie supplémentaire due à l'effet bremsstrahlung qui réduit leur énergie nominale de 120(200) GeV à 119.0(193.7) GeV.

La trace d'une particule incidente est reconstruite en utilisant un ajustement (fit) linéaire des cinq points (hits) fournis par les chambres proportionnelles. Les événements avec plus d'un point dans une même chambre ou ceux dont le fit est

de mauvaise qualité sont rejetés. Le point d'impact est obtenu en extrapolant la trace reconstruite jusqu'à un plan vertical juste en face du FCAL.

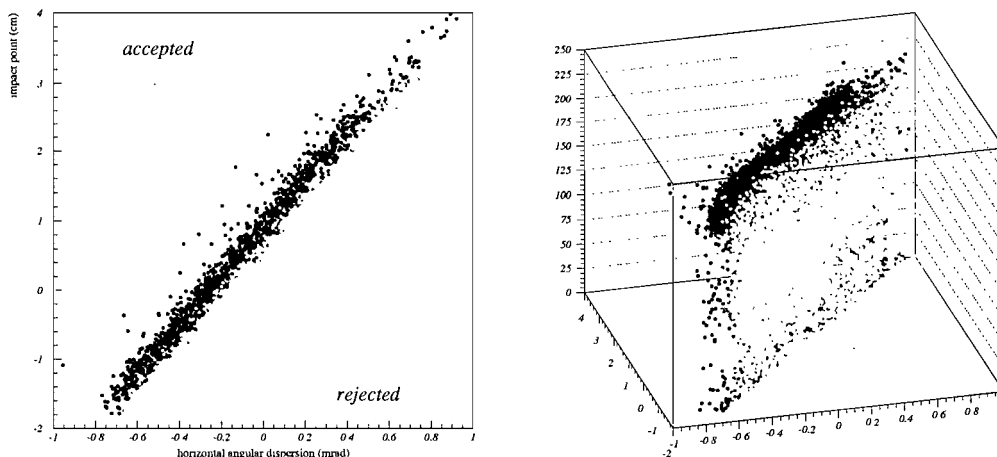


FIG. 3.6 – À gauche, enveloppe du faisceau pour des électrons (points noirs) et pions (points jaunes) dans un faisceau de 200 GeV/c. La figure de droite montre la réponse du FCAL1 en fonction de l'enveloppe du faisceau où il est clair que les pions produisent une distribution beaucoup plus étalée vers les faibles dépôts d'énergie.

L'enveloppe du faisceau est définie par les déviations verticales et horizontales des traces reconstruites et extrapolées jusqu'au point d'impact par rapport à la ligne nominale du faisceau. Cette méthode est assez efficace pour isoler des électrons de 200 GeV (figure 3.6 gauche) mais pas ceux de 120 GeV car leur espace de phase se recouvre avec celui de pions de même énergie.

3.2.5.2 Utilisation des informations de FCAL1 et FCAL2

Il est possible d'améliorer l'identification des électrons dans le faisceau en utilisant les informations des modules du FCAL eux-mêmes en exploitant les variables qui décrivent l'évolution de la gerbe électromagnétique.

FCAL1 présente une longueur équivalente à $29 X_0$ le rendant capable de contenir longitudinalement la totalité des gerbes électromagnétiques. Le rapport $E_1/(E_1 +$

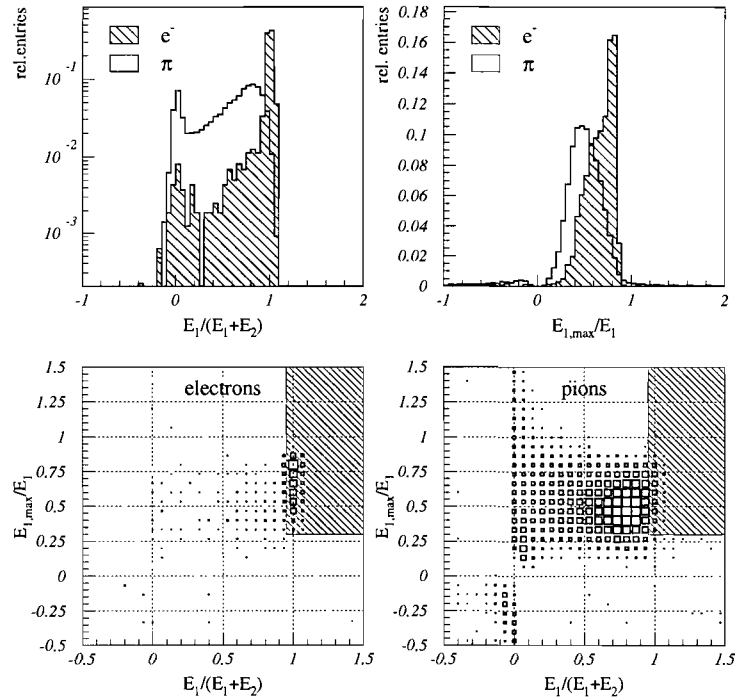


FIG. 3.7 – Développement longitudinal (haut à gauche) et latéral (haut à droite) des gerbes d'électrons de 193.7 GeV/c sélectionnés par les coupures sur l'enveloppe du faisceau (voir texte pour explications). Les distributions de ces variables pour des pions de 200 GeV/c sont aussi montrées. Les graphiques du bas montrent la zone d'acceptance (zone hachée) dans l'espace $(E_{1,max}/E_1, E_1/(E_1 + E_2))$ et les distributions d'électrons (bas à gauche) et des pions (bas à droite). E_1 (E_2) est l'énergie totale collectée par FCAL1 (FCAL2) et $E_{1,max}$ est l'énergie maximale dans une seule tuile de FCAL1.

E_2), où E_1 est l'énergie dans FCAL1 et E_2 celle dans FCAL2, devra donc être proche de l'unité. Cependant, il présente beaucoup de fluctuations à cause du bruit électronique qui peut être assez élevé¹, surtout pour des faisceaux de faible énergie. Il présente toutefois un bon outil pour mesurer le développement longitudinal des gerbes ainsi qu'une bonne méthode pour rejeter les pions (figure 3.6 droite, 3.7). La région $E_1/(E_1 + E_2) < 0$ est peuplée d'événements qui doivent être rejetés car

¹C'est spécialement le cas pour FCAL2 où l'équivalent en énergie du bruit électronique est d'un facteur deux plus grand que FCAL1 à cause du développement plus compact de la gerbe électromagnétique dans le tungstène.

le bruit électronique domine dans la somme des signaux d'électrodes. Quant à la région $E_1/(E_1 + E_2) > 1$, elle indique des événements avec du bruit électronique, qui une fois statistiquement soustrait, peut donner un signal négatif dans FCAL2. Ces événements sont en général identifiés comme des électrons (pas ou peu d'énergie dans FCAL2).

L'autre critère de sélection consiste à exploiter le faible développement latéral des gerbes électromagnétiques par comparaison aux gerbes hadroniques. Le rapport $E_{1,max}/E_1$, où $E_{1,max}$ est l'énergie maximale mesurée par une tuile de FCAL1 et E_1 est l'énergie totale dans ce même module, est un paramètre sensible au fait que la taille d'une tuile de FCAL1 est comparable au rayon de Molière de la gerbe électromagnétique. La totalité de l'énergie de l'électron est donc déposée en moyenne dans une à quatre tuiles. La figure 3.7 montre la distribution du rapport $E_{1,max}/E_1$ ainsi que la discrimination entre électrons et pions dans l'espace $(E_1/(E_1 + E_2), E_{1,max}/E_1)$.

L'effet de toutes ces sélections est clairement visible dans le spectre d'énergie des électrons de 193.7 GeV/c (figure 3.8).

3.3 Simulation des tests Faisceau

L'objet principal de cette section est de tester le nouveau Monte Carlo GEANT4^[44] pour s'assurer de la validité de ses prédictions. Le test faisceau du FCAL a présenté une opportunité pour tester aussi bien les outils de description de géométrie que des processus physiques dans GEANT4^[45,46].

3.3.1 Description de la géométrie des tests dans GEANT4

Afin de pouvoir comparer de façon très précise les performances des Monte Carlo GEANT3^[43] et GEANT4, une description aussi détaillée que possible de la géométrie des modules 0 du FCAL, du cryostat et des détecteurs sur la ligne du faisceau a été reproduite à l'aide des outils disponibles pour cet effet dans chacun de ces programmes. Bien que ces outils soient très différents dans GEANT4 et GEANT3

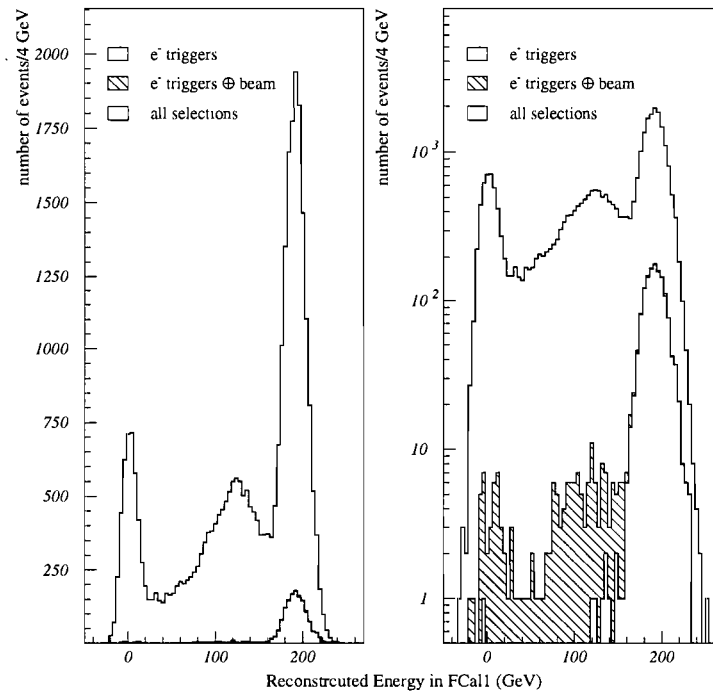


FIG. 3.8 – Distribution sur échelle linéaire (à gauche) et semi-logarithmique (à droite) d'énergie pour des électrons de 193.7 GeV/c obtenue après toutes les sélections pour rejeter la contamination due aux pions dans le faisceau.

(GEANT4 est en langage C++ alors que GEANT3 est en Fortran77) , un grand effort a été fait pour avoir une description aussi proche que possible dans les deux cas pour réduire au maximum les erreurs systématiques dans la comparaison des Monte Carlo et les données des tests. Comme les processus électromagnétiques sont basés sur les mêmes modèles physiques dans GEANT3 et GEANT4, les résultats de ces deux Monte Carlo devraient donc être similaires. Cependant, une différence importante à la fin de l'évolution des gerbes électromagnétiques dans les deux cas pourrait mener à des différences notables (voir section 3.3.3).

Tous les détecteurs utilisés dans le test faisceau ont été introduits dans les simulations. De plus, les matériaux inactifs qui peuvent influencer la réponse d'un détecteur quelconque ont aussi été ajoutés. La figure 3.9 montre une vue de la zone autour du cryostat issue de la description dans GEANT4. Quant aux chambres

proportionnelles, elles ont été décrites comme des volumes inactifs de matériaux qui les composent. Le but était de simuler la perte d'énergie qu'elles occasionnent et non leur fonctionnement.

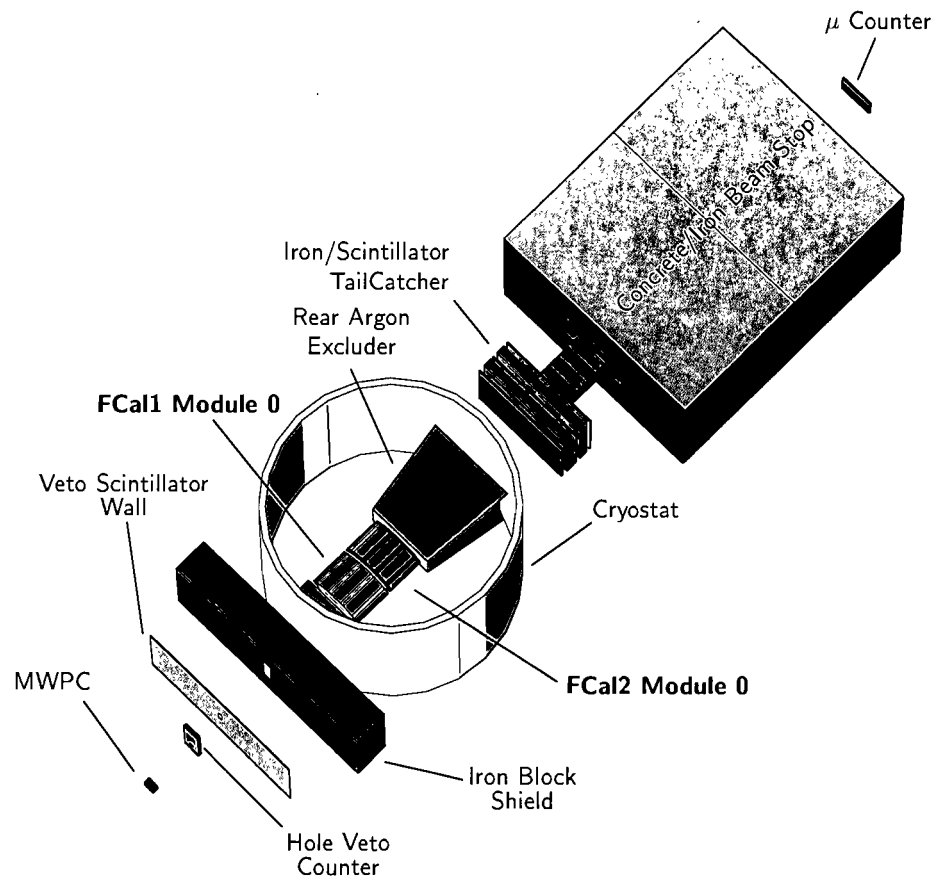


FIG. 3.9 – Vue de la région autour du cryostat d'argon liquide. Les modules du FCAL sont à l'intérieur. Les particules entrent d'en bas à gauche.

La description des modules du FCAL dans les deux simulations est aussi fidèle que possible aux détecteurs réels. Les positions des électrodes sont directement lues de la base de données qui a servi dans la construction des deux modules. Ceci assure que le nombre exact d'électrodes est respecté ainsi que la relation entre chacune d'elle et le canal de lecture (tuile) correspondant.

Les paramètres géométriques des électrodes (longueurs, rayons internes et ex-

ternes des tubes, diamètres des barres) proviennent de mesures effectuées, pendant la construction, sur les volumes réels. Cependant, la complexité de la matrice de tungstène rend impraticable une description détaillée au niveaux des “slugs”. Elle a été remplacée par un seul volume composé d’un mélange de tungstène (97% W, 2% Fe, 1% Ni), d’argon liquide qui remplit le petit espace entre les slugs et les tubes en cuivre. Les deux sections de cuivres situées aux deux extrémités de FCAL2 sont traitées comme des volumes indépendants. La figure 3.10 montre les deux modules FCAL1 et FCAL2 tels que décrits dans GEANT4.

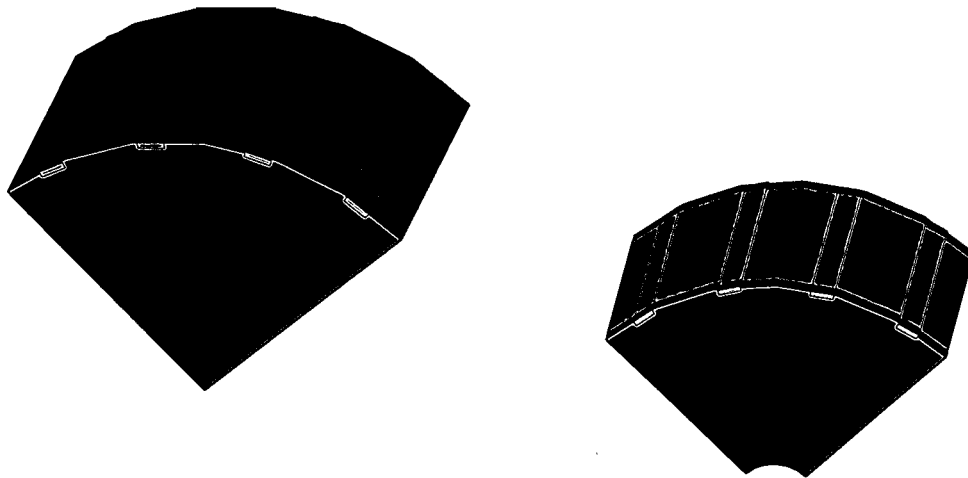


FIG. 3.10 – Vue du FCAL1 (à gauche) et du FCAL2 (à droite) telle que décrit dans GEANT4. Les électrodes ne sont pas montrées.

3.3.2 Génération des particules primaires et secondaires

Le signal mesuré dans le FCAL dépend du point d’impact sur le premier module (FCAL1) et donc du profil horizontal et vertical du faisceau incident. Pour tenir

compte de cet effet, il faut s'assurer que le profil des particules incidentes ne favorise pas un matériau par rapport à un autre ou bien que leurs distributions soient aussi proches que celles dans le faisceau réel. C'est cette deuxième solution qui a été retenue, vu que les chambres proportionnelles (MWPC) permettent de reconstruire les trajectoires des particules incidentes. Pour chaque énergie et type de particules, un échantillon de traces reconstruites répondant aux différents critères de qualité est obtenu à partir des données expérimentales (figure 3.11). Ces traces, qui consistent en trois coordonnées spatiales et trois angles pour les directions, sont utilisées pour générer les particules primaires et permettent de garder la corrélation entre la direction d'une trace et le vertex correspondant.

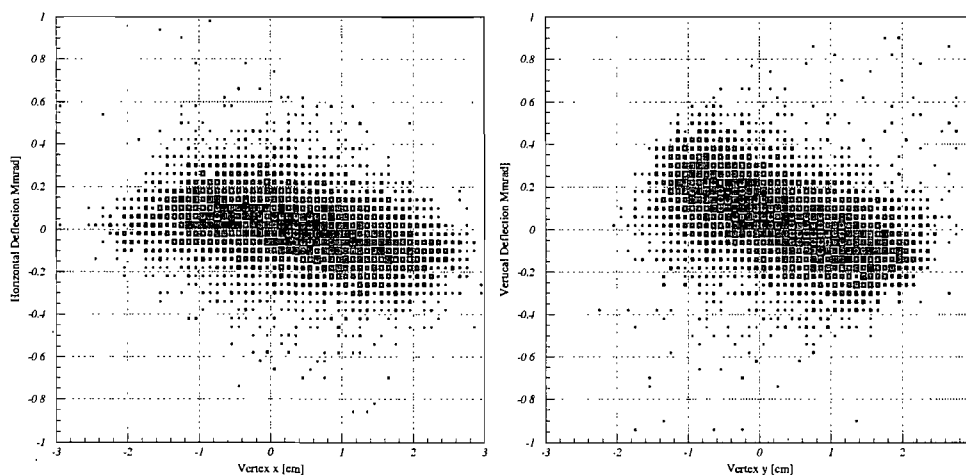


FIG. 3.11 – Profil horizontal et vertical pour des électrons de 60 GeV/c tels que reconstruits à l'aide des chambres proportionnelles.

L'impulsion des particules dans le faisceau est connue avec une précision de 0.5%. Les particules primaires sont donc générées avec une distribution gaussienne de 0.5% de largeur autour de la valeur nominale.

L'information relative aux particules secondaires produites par l'électron initial le long de son parcours entre le dernier aimant et le cryostat est sauvegardée en même temps que les réponses de tous les détecteurs. Elle est utilisée pour identifier et rejeter les événements avec une trop grande perte d'énergie due au bremsstrah-

lung des électrons simulés.

Les simulations ont été faites avec des particules de 20, 40, 60, 80 et 193.7 GeV/c comme dans les données du test faisceau. Les particules sont des positrons jusqu'à 80 GeV/c et des électrons au delà de cette valeur.

3.3.3 Propagation des particules

Le principe utilisé pour suivre la propagation d'une particule dans un milieu donné constitue l'une des différences majeures entre GEANT3 et GEANT4. En effet, GEANT3 "suit" une particule jusqu'à ce que son énergie cinétique atteigne un seuil donné, généralement choisi par l'utilisateur, après quoi son énergie est totalement déposée dans le dernier intervalle (volume entier ou segment) qu'elle a parcouru.

Quant à GEANT4, il suit une particule jusqu'à une énergie cinétique nulle. Cependant, il utilise une coupure (cut) sur le parcours moyen (range) lors de la production des particules secondaires. Ceci veut dire qu'une particule secondaire ne sera produite par un processus physique donné que si son parcours moyen est supérieur à la coupure choisie. Cette valeur, qui est un paramètre global de la simulation (qui peut être choisi en fonction du type de la particule), est convertie en un seuil d'énergie dépendant du matériau traversé. La particule "mère" perdra une fraction de son énergie dans tous les cas. Cette fraction sera soit transmise à la particule secondaire, si celle-ci est produite, soit déposée dans le milieu.

Les deux méthodes décrites plus haut ont un effet certain sur le signal simulé et le temps de calcul nécessaire (tableau 3.2). Dans GEANT3, augmenter le seuil en énergie réduit le signal observé car la plupart des particules chargées sont produites dans le matériau dense (Cu ou W) qui occupe $\approx 90\%$ du volume du FCAL. Plus le seuil est élevé, plus la perte d'énergie dans des intervalles successifs va empêcher les particules d'atteindre l'argon liquide et d'y laisser un signal.

Dans le cas de GEANT4, l'augmentation de la coupure sur le parcours moyen entraîne la diminution des particules secondaires produites et donc du nombre total de particules qui vont traverser le milieu actif. Le signal collecté doit donc

		GEANT3	GEANT4		
			0.5 mm	1.0 mm	2.0 mm
$E_{LAr}^{threshold}$	[keV]	10	4.4	6.2	8.7
$E_{Cu}^{threshold}$	[keV]	10	17.1	24.6	35.7
T_{CPU}	[s/GeV]	3.8	0.75	0.68	0.61
$1/c_{mc}$	%	1.44	1.42	1.41	1.36

TAB. 3.2 – Coupures sur l'énergie des photons utilisées dans GEANT3 et GEANT4 dans le cuivre et l'argon liquide. Les valeurs pour GEANT4 correspondent à différentes coupures sur le parcours moyen (range) des photons. Le temps CPU correspond à des machines dotées d'un processeur PIII 750 MHz. $1/c_{mc}$ est la fraction d'énergie visible dans le FCAL (sampling fraction).

décroître quand la coupure augmente. Cependant, un autre effet a été observé. Le signal augmente quand la coupure diminue (figure 3.12) jusqu'à environ $20 \mu\text{m}$, puis commence à diminuer. Une explication possible de cet effet est qu'en diminuant la valeur de la coupure, de plus en plus de particules chargées sont produites et atteignent l'argon liquide, mais en même temps, de plus en plus de particules secondaires sont aussi produites dans ce milieu. Certaines de ces particules (photons) auront assez d'énergie pour s'échapper du milieu actif et perdre leur énergie dans l'absorbeur, réduisant ainsi l'énergie visible (signal) déposée. Le FCAL, à cause de sa géométrie particulière, peut encore rendre cet effet plus important car les particules chargées peuvent se propager parallèlement sur une longue distance proche de l'absorbeur. Les photons qu'elles émettent de façon quasi-isotropique peuvent facilement s'échapper vers l'absorbeur.

La figure 3.12 montre aussi que l'énergie totale déposée dans le FCAL ne dépend pas de la coupure sur le parcours moyen indiquant que l'acceptance du FCAL ne dépend pas de ce paramètre. La résolution en énergie semble ne pas dépendre de cette coupure.

3.3.4 Collection du signal

Les énergies déposées dans chaque matériau, actif ou non, sont collectées et sauvegardées pour chaque événement aussi bien dans GEANT3 que GEANT4. De

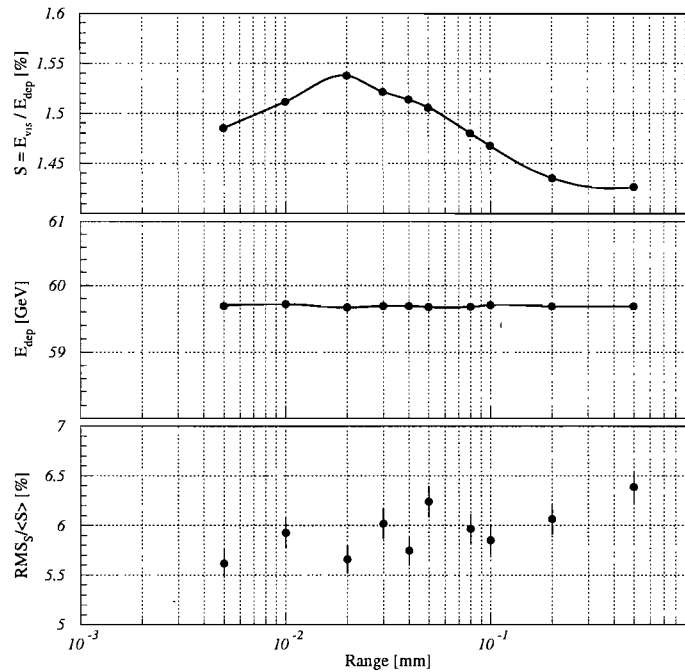


FIG. 3.12 – Énergie visible E_{vis} (haut), énergie totale déposée E_{dep} (milieu) et résolution en énergie (bas) en fonction de la coupure sur le parcours moyen pour des électrons de 60 GeV/c simulés avec 4. La bande jaune délimite les prédictions obtenues avec 3.

plus, les informations concernant les particules primaires et secondaires produites le long de la ligne du faisceau ou qui s'échappent de l'aire expérimentale sont aussi sauvegardées pour des vérifications ou sélections ultérieures. Les dépôts d'énergie (hits) sont collectés de la manière suivante :

- **Les matériaux actifs** : les énergies déposées dans les volumes actifs des détecteurs sont collectées et assemblées pour former un canal de lecture. Par exemple, chaque scintillateur (détecteurs de faisceau, TC) représente un seul canal. En ce qui concerne les modules du FCAL, les dépôts d'énergie dans l'argon liquide de chaque électrode sont collectés puis additionnés dans les tuiles correspondantes.
- **Les matériaux passifs** : Les dépôts d'énergie dans tous les volumes inactifs (les chambres proportionnelles, les murs du cryostat, le mur d'arrêt du fais-

ceau...) sont collectés individuellement. Quant aux modules du FCAL, tous les matériaux, sauf l'espace rempli d'argon liquide à l'intérieur des électrodes, sont considérés comme passifs et la perte d'énergie qu'ils occasionnent est comptabilisée pour chaque module.

Ces informations sont les seules extraites des simulations qui seront utilisées dans l'analyse. Elles sont en outre organisées de telle façon que le même programme d'analyse puisse traiter sans distinction les données expérimentales et celles du Monte Carlo.

3.4 Reconstruction du signal

Le signal du FCAL issu des données expérimentales est la somme des réponses mesurées dans les tuiles des deux modules. Le bruit électronique dans chaque canal de lecture contribue directement à ces mesures. Les événements "vides" (empty triggers) permettent de mesurer ce bruit et de déterminer sa contribution à la mesure de l'énergie. Par la suite, il est possible, soit de le soustraire statistiquement du signal mesuré dans chaque tuile, soit de garder le signal des tuiles tel qu'il est et d'estimer l'effet du bruit électronique en incluant un terme supplémentaire (noise terme) dans la résolution d'énergie.

Afin de concevoir une comparaison efficace entre les données expérimentales et de Monte Carlo, il est nécessaire d'inclure les fluctuations dues au bruit électronique lors de la reconstruction des données simulées. Dans le cas du FCAL, la contribution du bruit est de l'ordre de 200 MeV/canal et doit absolument être prise en compte. Ceci est fait en ajoutant les signaux issus des événements vides à l'énergie visible dans chaque tuile :

$$E_{i,rec} = c_{mc} \cdot E_{i,vis} \oplus E_{i,noise} \quad (3.2)$$

où $E_{i,rec}$ est l'énergie reconstruite pour chaque canal, c_{mc} est l'inverse de la fraction d'échantillonnage (sampling fraction) du FCAL, $E_{i,vis}$ est la somme des énergies déposées dans l'argon liquide des électrodes de la tuile i et $E_{i,noise}$ est l'énergie

mesurée dans les événements vides et donnée par :

$$E_{i,noise} = c_{exp} \cdot S_{i,noise} \quad (3.3)$$

avec $S_{i,noise}$ est le signal digital dans chaque canal et c_{exp} est la constante de calibration expérimentale. Ce paramètre est obtenu à partir du signal mesuré dans chaque canal pour des électrons de 60 GeV/c :

$$c_{exp} = \frac{E_{beam}}{\langle S \rangle} [\text{GeV/count}] \quad (3.4)$$

L'énergie totale mesurée dans le FCAL est égale à la somme des signaux dans toutes les tuiles :

$$E_{rec} = \sum_{i=1}^n E_{i,rec} \quad \text{et} \quad E_{vis} = \sum_{i=1}^n E_{i,vis} \quad (3.5)$$

Cette addition peut aussi être réduite à des tuiles répondant à certains critères géométriques ou de rejet du bruit. En particulier, il est possible de se limiter aux tuiles avec une signifiante (rapport signal/bruit) du signal :

$$\Gamma_i = \frac{|E_{i,rec}|}{E_{i,\sigma}}, \quad E_{i,\sigma} = c_{exp} \cdot \sigma_{i,noise} \quad (3.6)$$

où $E_{i,\sigma}$ est l'énergie équivalente au bruit $\sigma_{i,noise}$ dans une tuile donnée. Une sélection du genre $\Gamma_i > \nu$ revient à considérer uniquement les tuiles dont le signal est supérieur à ν déviations standards $\sigma_{i,noise}$ du bruit électronique. L'énergie reconstruite dans ce cas est :

$$E_{rec} = \sum_{\Gamma_i > \nu} E_{i,rec} \quad \text{et} \quad E_{vis} = \sum_{\Gamma_i > \nu} E_{i,vis} \quad (3.7)$$

L'effet du bruit électronique sur le signal des électrons de 20 et 80 GeV/c dans FCAL1 est visible dans la figure 3.13.

Un autre paramètre important est l'acceptance du calorimètre. Il s'agit de la quantité d'énergie déposée dans chaque module (E_{dep}) par rapport à l'énergie de la

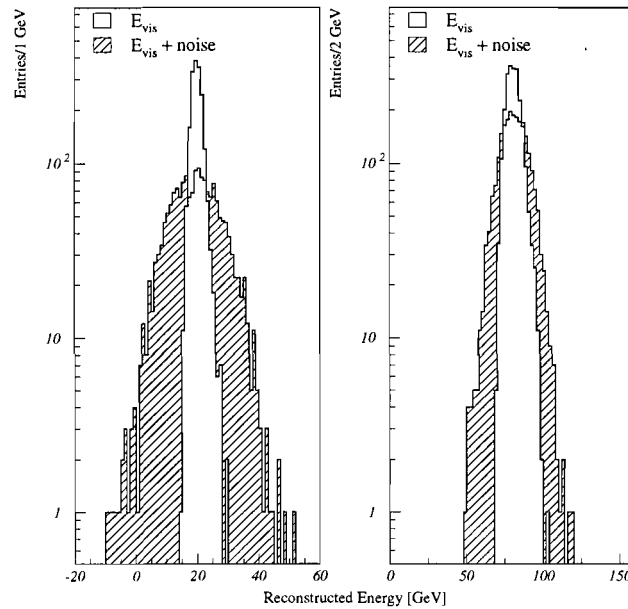


FIG. 3.13 – Simulation d’électrons de 20 GeV/c (à gauche) et 80 GeV/c (à droite) dans FCAL1. les distributions montrent l’énergie visible avec et sans addition du bruit électronique.

particule incidente (E_{beam}). En général, $E_{dep} < E_{beam}$ à cause de la perte d’énergie le long de la ligne du faisceau et des fuites latérales et longitudinales. Ces deux effets n’ont pas un impact significatif sur les mesures d’électrons par FCAL1 car la quantité de matière en amont des modules ne représente que $\approx 1.5 X_0$ et que FCAL1 contient pratiquement toute la gerbe électromagnétique des électrons du test faisceau. GEANT4 a été utilisé pour calculer cette acceptation pour des électrons. La figure 3.14 montre la fraction de l’énergie initiale déposée dans FCAL1. C’est un effet très faible (environ 0.5%) mais qui peut quand même introduire une incertitude de l’ordre de 1% sur la linéarité de la réponse du FCAL si la calibration utilisée est E_{rec}/E_{beam} . Comme il n’est pas possible de mesurer expérimentalement toutes ces pertes d’énergies et pour ne pas introduire des erreurs systématiques supplémentaires, une valeur nominale ($E_{beam} = 60 \text{ GeV/c}$) a été choisie pour calibrer les mesures d’énergie et déterminer la constante d’échantillonnage (sampling

term) c_{exp} . Cette même valeur d'énergie a été utilisée pour calibrer les données simulées et déterminer c_{mc} .

La figure 3.14 indique aussi que la plus grande partie de la perte d'énergie résulte de l'interaction du faisceau avec la matière en amont du FCAL. Seule une fraction minime semble s'échapper latéralement.

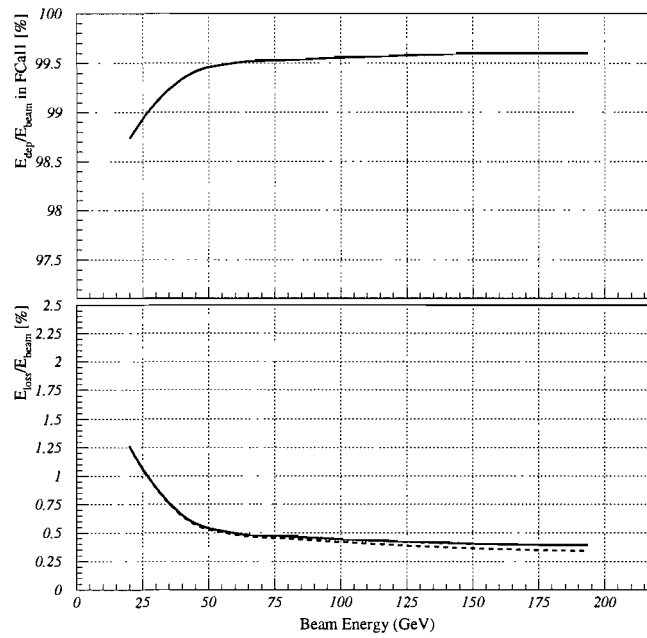


FIG. 3.14 – Acceptance de FCAL1 pour les électrons, mesurée par GEANT4, soit le rapport de l'énergie déposée dans le module E_{dep} et l'énergie du faisceau E_{beam} (haut). Le graphique du bas montre la perte d'énergie avec (ligne pleine) et sans (ligne hachée) fuites longitudinales.

3.5 Résultats

Cette section présente des résultats du test faisceau en insistant sur la comparaison des résultats expérimentaux à ceux des Monte Carlo.

3.5.1 Linéarité du signal

Une des propriétés fondamentales d'un calorimètre à échantillonnage est que l'énergie reconstruite (ou visible) E_{rec} est directement proportionnelle à l'énergie déposée E_{dep} . Le fait que $E_{dep} < E_{beam}$, à cause de fuite d'énergie en dehors du calorimètre, peut introduire des déviations non linéaires de E_{rec} par rapport à E_{beam} sans que cela ne perturbe la relation entre E_{rec} et E_{dep} . Celle ci peut être affectée par le fonctionnement intrinsèque du calorimètre. L'estimation de la linéarité de la réponse du FCAL va permettre de s'assurer de la qualité de ses mesures.

Le signal des électrons dans le FCAL est reconstruit en utilisant la constante de calibration c_{exp} telle que définie précédemment et qui a été obtenue en utilisant des électrons de 60 GeV/c. E_{rec} est donnée par :

$$E_{rec} = c_{exp} \cdot \sum_i S^i = \sum_i E_{rec}^i \quad (3.8)$$

où S^i est le signal dans une tuile du FCAL. La déviation du signal mesuré est donnée par :

$$\frac{\langle E_{rec} \rangle - E_{beam}}{E_{beam}} \quad (3.9)$$

qui traduit la différence relative entre l'énergie reconstruite et l'énergie du faisceau incident. La figure 3.15 montre cette différence pour les énergies utilisées. Elle montre aussi cette déviation pour différentes coupures sur la significiance ($\nu\sigma_{noise}$, $\nu = 1, 2, 3, 4$) du signal dans chaque tuile. La réponse de FCAL1 présente $\pm 1\%$ de déviation par rapport à l'énergie du faisceau dans le cas où aucune coupure sur le bruit n'est requise. Dans le cas contraire, la déviation est d'autant plus importante pour les basses énergies quand la coupure sur le bruit dans les tuiles augmente. Ceci est dû au fait que plus ν est élevé, plus de tuiles ayant un faible signal (réel et non du bruit) sont rejetées et ne contribuent pas à la somme totale.

La qualité de tout programme de simulation réside dans le fait qu'il peut modéliser les pertes, non mesurables, d'énergie et estimer leurs effets sur le signal observé. En d'autres termes, l'énergie reconstruite E_{rec}^{mc} à partir des simulations

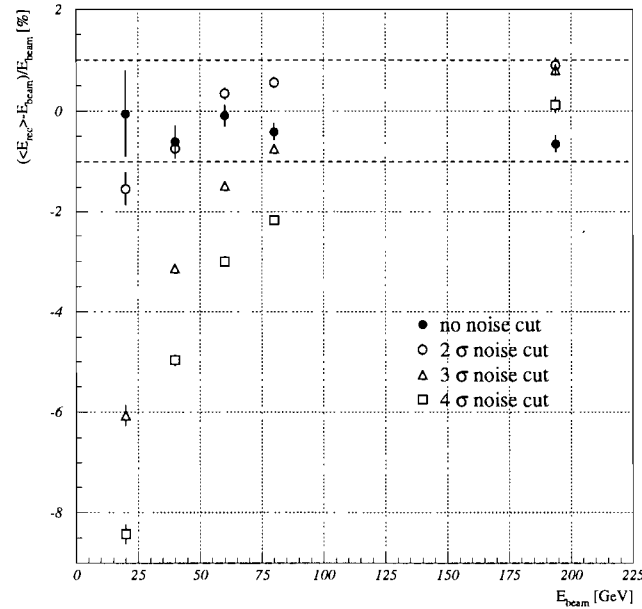


FIG. 3.15 – Déviation de l'énergie reconstruite par rapport à celle du faisceau pour différentes coupures sur le bruit électronique.

doit être identique à celle mesurée pour toutes les énergies du faisceau. Il est donc nécessaire de redéfinir la linéarité de la réponse du Monte Carlo par rapport aux mesures expérimentales de la façon suivante :

$$\Delta L(E) = \frac{\langle E_{rec}^{mc} \rangle - \langle E_{rec}^{exp} \rangle}{\langle E_{rec}^{exp} \rangle} \quad (3.10)$$

Il est à noter que la linéarité intrinsèque du FCAL peut être obtenue à partir de la simulation. Elle est mesurée par la déviation du rapport E_{rec}^{mc}/E_{dep} de l'unité, pour les énergies du faisceau. Aussi bien GEANT4 que GEANT3 ont permis de déterminer une linéarité intrinsèque du FCAL1 de l'ordre de $\pm 0.1\%$ pour des électrons de 20 à 200 GeV/c.

La figure 3.16 montre ΔL obtenue avec $\langle E_{rec}^{mc} \rangle$ en tenant compte du bruit individuel à chaque tuile. Les résultats avec GEANT4 et GEANT3 reproduisent bien la déviation de $\pm 1\%$ observée expérimentalement et qui est suffisante pour

s'assurer du bon fonctionnement du FCAL dans ATLAS.

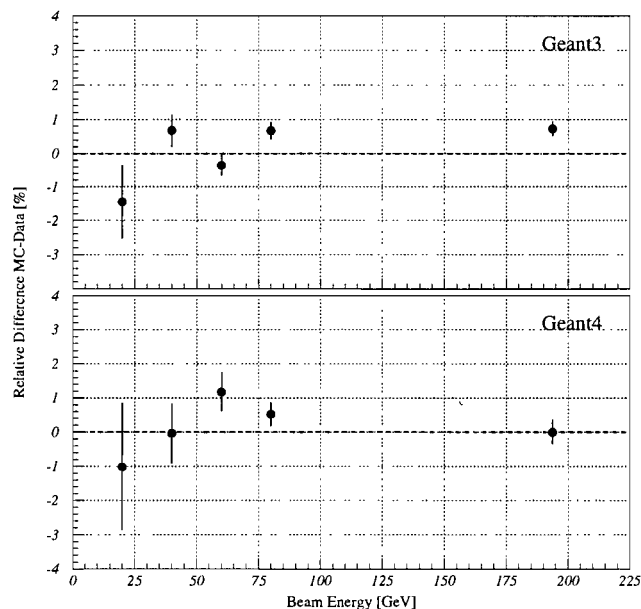


FIG. 3.16 – Déviation de la linéarité de la réponse de GEANT3 et GEANT4 par rapport aux mesures expérimentales, telle que définie par ΔL . La bande jaune montre l'intervalle $\pm 1\%$ observé dans le test faisceau.

D'autre part, toute déviation de ΔL de la valeur zéro est une bonne mesure de la force d'estimation des simulations pour différentes méthodes de reconstruction d'énergie. La figure 3.17 montre l'évolution ΔL pour différentes contributions du bruit électronique à E_{rec}^{mc} . GEANT4 semble décrire les données avec la même précision de $\pm 1\%$ que celle observée dans le cas où aucune coupure sur le bruit n'est effectuée. Quant à GEANT3, des déviations plus importantes apparaissent entre ses prévisions et les données ($\approx 2-4\%$) pour des coupures élevées ($\nu > 2$) sur le bruit. Ces déviations semblent indiquer une contribution différente du bruit dans E_{rec}^{mc} , ce qui implique une différence dans le partage du signal entre les canaux de lecture (tuiles).

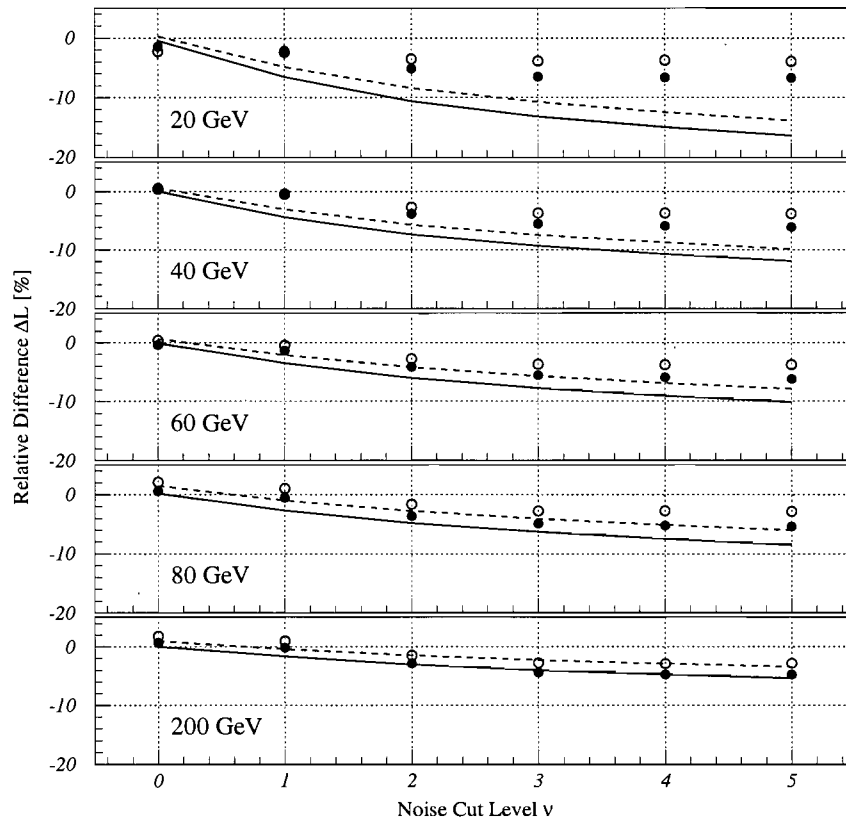


FIG. 3.17 – Déviation de la linéarité pour différentes coupures ν du bruit et énergies du faisceau. Les cercles pleins montrent les déviations de GEANT3 par rapport au données expérimentales. Les cercles vides montrent la même comparaison pour GEANT4.

3.5.2 Résolution en énergie

La figure 3.18 montre les énergies reconstruites à partir des données expérimentales et simulées avec GEANT3 et GEANT4 pour des électrons de 40 et 80 GeV/c. Les spectres sont comparables tant en valeurs moyennes qu'en forme de distributions indiquant que la résolution en énergie des données expérimentales est comparable à celle des données simulées.

La résolution en énergie est définie par le rapport $\sigma(E_{rec}) / \langle E_{rec} \rangle$ où $\sigma(E_{rec})$ et $\langle E_{rec} \rangle$ sont déterminés à l'aide d'un ajustement (fit) sur les distributions

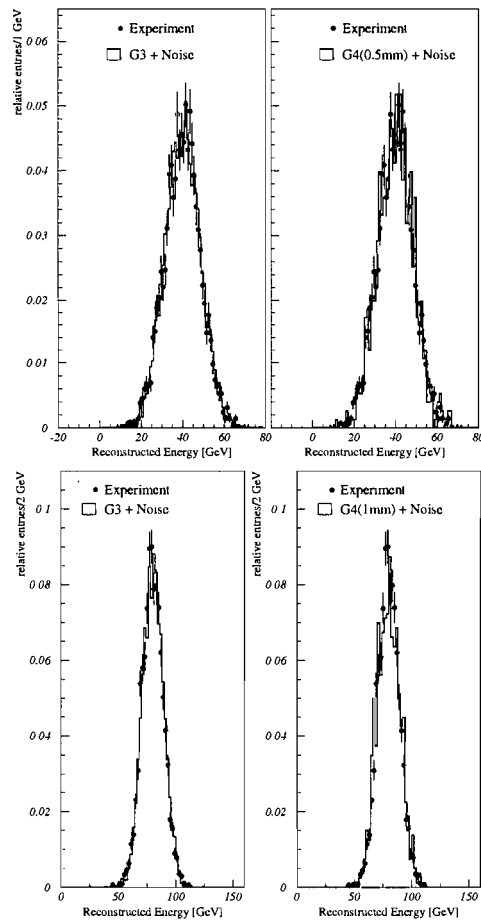


FIG. 3.18 – E_{rec} pour des électrons de 40 GeV/c (haut) et 80 GeV/c (bas) Dans FCAL1. Les points sont les données expérimentales alors que les distributions pleines sont les données simulées avec GEANT3 (gauche) et GEANT4 (droite).

d'énergie reconstruite (E_{rec}) pour différentes énergies du faisceau. E_{rec} est la somme des signaux dans toutes les tuiles de FCAL1 et par conséquent inclut une grande quantité de bruit électronique puisque le signal des électrons dans FCAL1 est concentré sur une à quatre tuiles. Malgré cela, GEANT3 et GEANT4 décrivent assez bien la résolution en énergie comme le montre la figure 3.19.

L'utilisation d'une coupure ($\nu\sigma$, $\nu = 1, 2, 3$) sur le bruit dans chaque tuile permet d'améliorer la résolution en énergie du FCAL1 en réduisant la contribution du bruit (figure 3.20). L'effet de la coupure sur le bruit devient négligeable à haute énergie et aussi bien GEANT3 que GEANT4 reproduisent les données de façon

satisfaisante.

La paramétrisation de la résolution en énergie s'écrit sous la forme suivante :

$$\frac{\sigma(E_{rec})}{E_{rec}} = \frac{a}{\sqrt{E_{beam}}} \oplus \frac{b}{E_{beam}} \oplus c \quad (3.11)$$

où a est le terme stochastique (stochastic term), b est le terme du bruit (noise term) et c est le terme constant (constant term). Un ajustement (fit) sur les résolutions en énergie a été effectué pour plusieurs coupures sur le bruit et le résultat (figure 3.21) montre un assez bon accord entre les données et les simulations à part quelques écarts pour GEANT4 qui doivent être étudiés plus profondément.

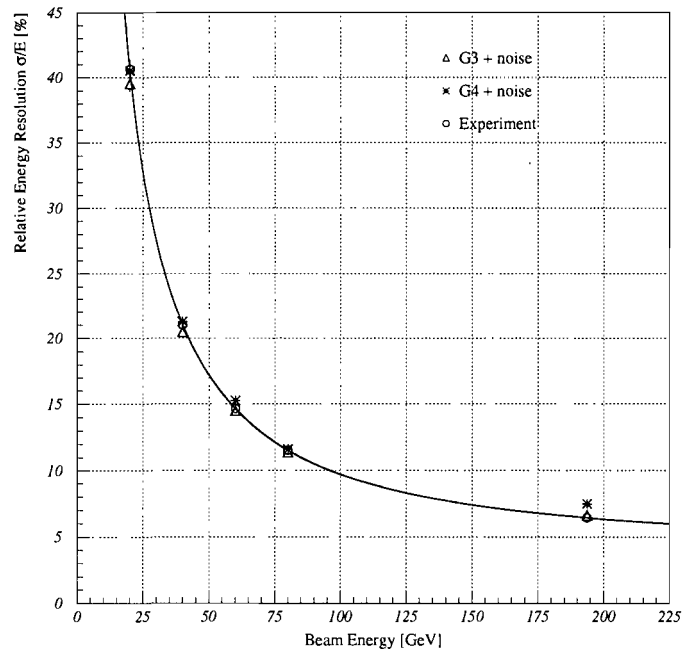


FIG. 3.19 – Résolution relative en énergie pour des électrons dans FCAL1 avec les données expérimentales, GEANT3 et GEANT4. L'ajustement (fit) a été effectué selon la formule 3.11

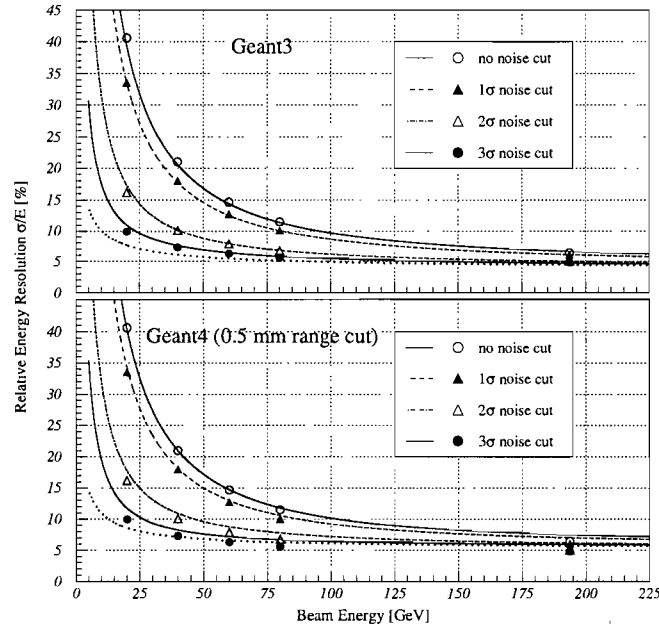


FIG. 3.20 – Résolution relative en énergie pour des électrons dans FCAL1 pour différentes coupure du bruit. Les points représentent les données expérimentales et les courbes les simulations. La courbe en pointillés représente la meilleure résolution possible prédite avec GEANT3 et GEANT4.

3.5.3 Développement radial

Le fait de supprimer le bruit dans les tuiles en imposant une coupure sur leur signifiante entraîne parfois le rejet de celles ayant un signal faible mais qui est produit par les particules de la gerbe. L'énergie déposée dans ces tuiles est perdue, entraînant de grandes déviations, surtout pour des énergies petites, dans la linéarité de réponse. Une approche alternative consiste à collecter l'énergie uniquement dans des tuiles situées à l'intérieur d'un cylindre de rayon déterminé autour du point d'impact. Dans ce cas, seules les tuiles qui voient un signal réel contribuent à l'énergie mesurée. Il est possible de définir le rayon du cylindre de telle façon que les déviations de linéarité soient minimales et que la résolution soit la meilleure possible.

Cependant, la granularité du FCAL peut introduire des fluctuations dans le

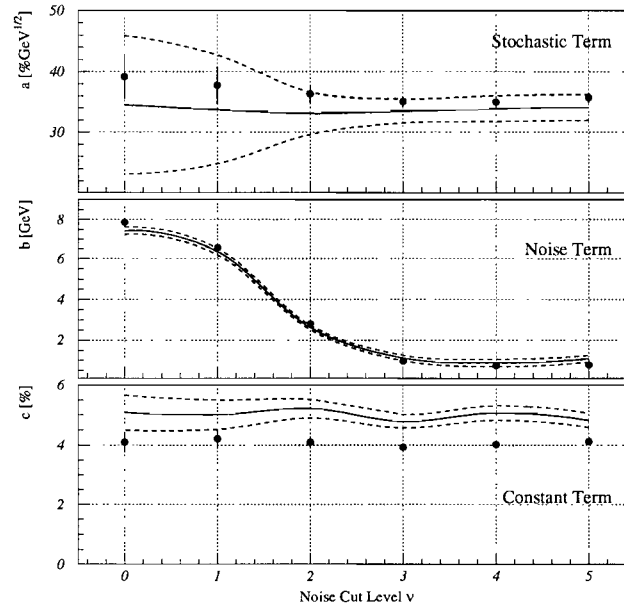


FIG. 3.21 – Paramètres de la résolution en énergie en fonction de la coupure ν sur le bruit. Les points représentent les données expérimentales, la zone hachurée représente les résultats avec GEANT3 ainsi que leurs erreurs, la ligne pleine représente les valeurs obtenues avec GEANT4 et les lignes en traits délimitent leurs erreurs.

signal. En effet, la réponse de tuiles dont le centre se trouve à l'extérieur du cylindre ne va pas être prise en compte bien qu'une fraction de la surface de la tuile se trouve à l'intérieur. Des tuiles dont le centre est à l'intérieur du cylindre vont contribuer pleinement au signal même si une partie de leur surface se situe à l'extérieur. Ceci a pour effet de rendre le signal dans le cylindre dépendant de la position du point d'impact.

Dans le but de réduire ces fluctuations, l'énergie reconstruite dans chaque tuile est pondérée avec un poids w qui tient compte du recouvrement entre la surface de

la tuile et le cylindre considéré. w est défini de la façon suivante :

$$w = \begin{cases} 1 & \text{pour les tuiles complètement à l'intérieur du cylindre} \\ \sqrt{S_{shared}/S_{tile}} & \text{pour les tuiles partiellement à l'intérieur du cylindre} \\ 0 & \text{pour les tuiles complètement en dehors du cylindre} \end{cases} \quad (3.12)$$

où S_{shared} est la surface de recouvrement entre la tuile et le cylindre ($0 \leq S_{shared}/S_{tile} \leq 1$) et S_{tile} est la surface de la tuile. w a été déterminé à partir de l'équation 3.12 afin d'obtenir une résolution optimale. La figure 3.22 montre la résolution relative en énergie en fonction du rayon du cylindre considéré. Au delà d'un rayon 6-8 cm, la collection des signaux ne contribue plus de façon effective à l'énergie reconstruite mais ajoute plus du bruit surtout à basse énergie. Il n'est pas possible de considérer des cylindres de rayon inférieur à 4 cm car l'énergie collectée n'est pas significative. Un rayon de 7 cm semble être un choix idéal car il permet de collecter assez de signal pour assurer une réponse linéaire tout en ayant une résolution optimale. Le tableau 3.3 montre les paramètres de la résolution obtenus après un ajustement aux données expérimentales. L'utilisation de cette méthode permet d'améliorer clairement le terme constant (constant term) c d'environ 20%. Il est à noter que GEANT4 et GEANT3 reproduisent clairement les données expérimentales.

	Paramètres de résolution		σ/E (193.7 GeV)
	a [% · $\sqrt{\text{GeV}}$]	c [%]	[%]
$r = \infty$	29.19 ± 1.23	4.34 ± 0.15	4.61 ± 0.29
$r = 7 \text{ cm}$	34.60 ± 2.24	3.66 ± 0.21	4.43 ± 0.11

TAB. 3.3 – Paramètre du fit de la résolution en énergie pour toutes les tuiles ($r = \infty$) et dans un cylindre de 7 cm de rayon autour de la position du point d'impact. La résolution relative en énergie pour des électrons de 193.7 GeV est aussi montrée.

3.5.4 Étude de la composition du signal

Le partage d'énergie de la gerbe électromagnétique entre les tuiles du FCAL représente un test très important de la composition du signal dans l'expérience et

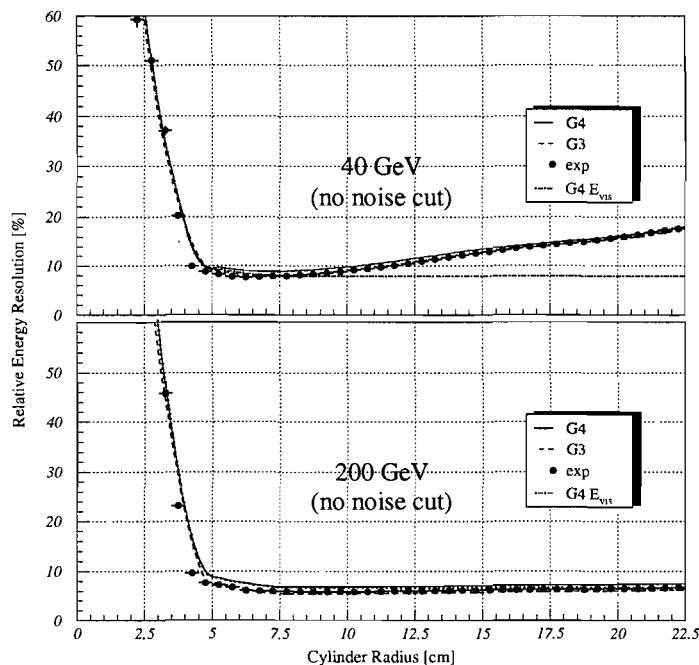


FIG. 3.22 – Résolution relative en énergie en fonction du rayon du cylindre de collection d'énergie des tuiles pour des électrons de 40 et 200 GeV. La ligne en pointillet représente l'énergie visible obtenue à l'aide de GEANT4.

le Monte Carlo. La distribution du signal, produit par une multitude d'électrons secondaires, sur les canaux de lecture permet de mesurer la contribution de chaque canal (tuile) au signal (énergie) total. Afin de s'affranchir des fluctuations dues au bruit électronique, la signifiante du signal dans chaque tuile Γ_i a été utilisée car elle donne une mesure effective du rapport signal/bruit dans chaque tuile. La figure 3.23 montre la distribution du nombre de tuiles ayant une signifiante donnée. Les tuiles n'ayant que du bruit électronique ont une signifiante voisine de l'unité et celles qui voient le signal auront leur signifiante qui augmente en fonction de l'intensité de l'énergie qu'elles contiennent. Il est intéressant d'observer que les deux Monte Carlo présentent le même défaut du nombre de tuiles ayant un signal élevé par rapport aux données expérimentales. Ceci semble indiquer que la gerbe électromagnétique dans les données réelles est plus dense produisant des tuiles avec plus d'énergie que celle décrite dans les Monte Carlos.

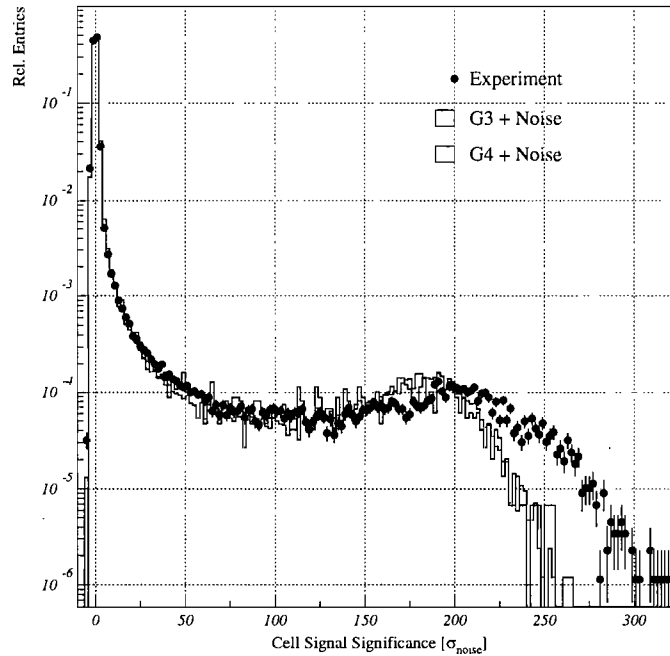


FIG. 3.23 – Signifiante Γ du signal dans chaque tuile pour des électrons de 60 GeV/c. Le pic à gauche contient des tuiles qui ne contribuent pas au signal total. La répartition de l'énergie de la gerbe électromagnétique est décrite par le nombre de tuiles en fonction de Γ .

3.6 Conclusion

Les résultats du test faisceau des modules 0 du calorimètre avant de ATLAS ont montré que les déviations de la linéarité de réponse pour des électrons de 20-200 GeV/c sont de l'ordre de $\pm 1\%$ et que la résolution relative en énergie est de l'ordre de 4%. Ces deux valeurs montrent que le FCAL répond bien aux exigences de la physique dans ATLAS.

La comparaison directe entre les données expérimentales et les deux Monte Carlo GEANT3 et GEANT4 montre que ces derniers reproduisent les résultats avec un accord de l'ordre de 1%. Cette comparaison soulève toutefois des questions sur la description du développement de la gerbe dans les deux Monte Carlo. Une différence est apparue quand des coupures sur la signifiante du signal ont été

utilisées. GEANT3 paraît perdre plus de “vrai” signal, entre 2% et 4% pour une coupure à 5σ alors que GEANT4 paraît bien reproduire les données.

Cette étude a aussi montré que le Monte Carlo GEANT4 est un programme qui est arrivé à maturité et peut être utilisé aussi bien pour décrire et comprendre des résultats expérimentaux mais aussi pour simuler et prévoir le fonctionnement d’un détecteur complexe comme le FCAL d’ATLAS. Les nouvelles approches utilisées pour mettre au point ce Monte Carlo ont prouvé leur efficacité et leurs performances. La modularité de ce code va permettre une compréhension rapide de certaines questions soulevées ainsi qu’une amélioration continue de ses performances au fur et à mesure que son utilisation se développe.

CHAPITRE 4

ÉTUDE DE LA PRODUCTION DU PROCESSUS $p + p \rightarrow Z jj$ AU LHC

Le but de ce chapitre est de présenter une comparaison des prédictions du générateur d'événements Monte Carlo PYTHIA ^[47] pour le processus $pp \rightarrow Z + 2$ jets au LHC avec celles résultant de calculs exacts des éléments de matrice (matrix elements ME). Cette comparaison est nécessaire pour évaluer correctement ce processus puisqu'il constitue, comme ce sera présenté au chapitre 5, l'une des sources principales de bruit de fond pour plusieurs signaux physiques au LHC comme le boson de Higgs ou la supersymétrie.

4.1 Introduction

Les générateurs d'événements Monte Carlo jouent un rôle crucial dans l'analyse des données expérimentales en physique des particules. En effet, des programmes comme PYTHIA ^[47], HERWIG ^[48] ou COMPHEP ^[49] permettent de générer une configuration complète de l'état final d'une interaction entre deux ou plusieurs particules. Les événements générés de cette façon sont ensuite utilisés par d'autres Monte Carlo afin de prendre en compte des effets supplémentaires comme la résolution et l'acceptance du détecteur ou l'efficacité du système de déclenchement. Les événements Monte Carlo produits ainsi contiennent des informations similaires à ceux mesurés expérimentalement et peuvent donc être analysés avec les mêmes outils.

La complexité et la richesse des processus physiques qui vont être produits dans un collisionneur comme le LHC sont telles que plusieurs générateurs Monte Carlo se sont révélés insuffisants pour décrire avec une bonne précision les différentes observables expérimentales. Plusieurs approches ont été considérées pour améliorer la qualité de prédiction de ces générateurs. Soit en ajoutant d'autres processus phy-

siques [47,48], soit en augmentant leur précision en incluant des ordres perturbatifs supérieurs [50]. Certains auteurs ont même choisi la solution radicale de réécrire totalement leur générateur en utilisant de nouvelles techniques de programmation afin de le rendre plus facile à maintenir et à mettre à jour [51-53].

Les éléments de matrice du processus $pp \rightarrow Z + 2$ jets ont déjà été calculées et utilisées pour différentes études phénoménologiques. Cependant, leurs résultats souffrent du fait qu'ils ne considèrent ni le rayonnement de particules supplémentaires à l'état initial ou final (Initial/Final state radiation), ni la fragmentation de quarks et de gluons en jets hadroniques. L'état final considéré dans ces études consiste en deux leptons, issus de la désintégration du Z , et de deux partons qui sont identifiés comme des jets.

4.2 Techniques de Calcul Monte Carlo

Les méthodes Monte Carlo sont intensivement utilisées en physique des particules expérimentale et théorique car elles permettent de subdiviser un insolvable calcul analytique en plusieurs parties qui peuvent être traitées séparément de façon moins complexe sans pour autant fausser le résultat définitif. Dans le cas des générateurs d'événements, cette démarche est cruciale car elle permet de séparer les différentes phases de l'évolution d'une interaction entre deux particules. Elle permet aussi d'échantillonner l'espace de phase disponible pour cette interaction et ainsi déterminer des observables, comme la section efficace d'un processus donné, dans des régions où elles fluctuent peu, limitant ainsi des effets non physiques dus uniquement à des configurations cinématiques particulières. Une brève description des techniques Monte Carlo pour la génération d'événements est présentée dans les paragraphes qui suivent.

4.2.1 Détermination de la section efficace

La section efficace d'un processus physique donné est définie par :

$$\sigma = \int dx_1 dx_2 \sum_{subproc} f_{a1}(x_1) f_{a2}(x_2) \frac{1}{2\hat{s}} \int d\Phi_n \Theta(cuts) \sum |\mathcal{M}|^2(subproc) \quad (4.1)$$

où $f_{ai}(x_i)$ est la probabilité (parton distribution function ou PDF) de trouver le parton a_i avec la fraction d'impulsion x_i à l'intérieur des particules incidentes. $\Theta(cuts)$ représente l'ensemble des sélections cinématiques des particules initiales et finales. $d\Phi_n$ est l'espace de phase invariant sous la transformation de Lorentz (Lorentz-Invariant Phase Space, LISP) donné par :

$$d\Phi_n(P, p_1 p_2 \dots p_n) = \prod_{i=1}^n \left(\frac{d^3 p_i}{(2\pi)^3 2E_i} \right) (2\pi)^4 \delta(P - \sum_i p_i) \quad (4.2)$$

où les p_i (E_i) sont les quadri-vecteurs des impulsions (énergies) des différentes particules.

Toute la dynamique de l'interaction est contenue dans l'élément de matrice $\sum |\mathcal{M}|^2$ qui est une somme sur tous les états de couleur et de polarisation pour chaque sous-processus :

$$\sum |\mathcal{M}|^2 = \frac{1}{4} \frac{1}{N_{couleurs}(a_1 a_2)} \sum_{couleurs} \sum_{polarisations} |\mathcal{M}|^2 \quad (4.3)$$

où le facteur $\frac{1}{4}$ résulte du fait que les particules initiales a_1 et a_2 ont chacune deux états de polarisation possibles.

Il est impossible de calculer analytiquement σ dans le cas d'un collisionneur hadronique comme le LHC car il faut prendre en compte les fonctions de structure partoniques (PDF) à l'intérieur des protons incidents. De plus, il est courant de ne considérer qu'une partie particulière de l'espace de phase où les particules à l'état final sont observées dans le détecteur. Il en résulte une intégration numérique sur une configuration très compliquée de l'espace de phase. Il est alors nécessaire de

calculer l'intégrale sur le LISP en faisant un changement de variables avec lequel la section efficace fluctue peu avec la région d'espace de phase considérée. Le LISP est alors échantillonné au hasard et la transformation suivante est effectuée en tout point :

$$\frac{1}{2\hat{s}} dx_1 dx_2 d\Phi_n = J \prod_{i=1}^{3n-2} dr_i \quad (4.4)$$

La section efficace s'écrit alors :

$$\sigma \sim \frac{1}{N} \sum_{(r_i)} J \Theta(cuts) \sum_{subproc} f_{a1}(x_1) f_{a2}(x_2) \sum |\mathcal{M}|^2(subproc) \quad (4.5)$$

où $|\mathcal{M}|^2$ est calculée numériquement en chaque point. De plus, il est aussi plus efficace d'utiliser des variables mesurables, tels p_T , η et ϕ , au lieu de $dp_{1x} dp_{1y} dp_{1z} \dots$ pour faire cette intégrale.

Le calcul de la section efficace σ se fait alors selon les étapes suivantes :

- Initialisation des bornes d'intégration du LISP, des paramètres de couplage définissant le type d'interaction, des fonctions de structure des particules incidentes et des sélections cinématiques.
- Génération d'un point de l'espace de phase, avec son poids probabiliste (ou stochastique), où les impulsions des particules initiales et finales sont définies et ensuite comparées aux sélections cinématiques.
- Extraction des densités de gluons et des différents saveurs de quarks dans les particules incidentes.
- Calcul de l'élément de matrice pour chaque ensemble de sous-processus en tenant compte de tous les diagrammes de Feynman possibles et des interférences qui peuvent exister entre eux.
- Addition de tous les éléments de matrices en tenant compte des densités des partons initiaux impliqués. Le résultat est ensuite multiplié par le poids probabiliste du LISP pour donner la section efficace différentielle de l'événement.
- Les sections efficaces différentielles, ou poids de chaque événement, sont ensuite comparées à une valeur maximale choisie de telle façon que les diver-

gences dues au fait qu'un parton est produit à faible angle (collinear emission), ou avec une faible impulsion (soft emission) n'induisent pas des effets de divergence non physiques dans la valeur finale de σ (voir annexe A).

- Les valeurs des sections efficaces différentielles des événements acceptés sont ensuite intégrées sur un large échantillon afin de réduire les erreurs statistiques.

4.2.2 Structure d'un générateur Monte Carlo

La figure 4.1 présente une description simplifiée d'un processus $g + g \rightarrow g + g$ dans une collision proton-proton. La simulation d'un tel événement est faite selon les étapes suivantes :

- Initialisation des particules incidentes
- Calcul des éléments de matrice pour le processus considéré et à l'ordre perturbatif souhaité.
- Émission de radiations secondaires à l'aide des modèles de gerbes partoniques (PS).
- Production d'interaction supplémentaires, en plus de l'interaction principale, à partir des partons spectateurs.
- Fragmentation des quarks et des gluons et formation de hadrons.
- Désintégration des particules de courte durée de vie.

L'état final consiste dans cet exemple en plusieurs jets hadroniques dont deux seulement sont issus de l'interaction principale. Il est donc nécessaire de bien contrôler toutes les étapes décrites précédemment afin de produire des événements ayant une structure dynamique et cinématique consistante avec les mesures expérimentales.

4.3 Production de multijets : éléments de matrice ou gerbes de partons

L'existence d'événements ayant plusieurs jets à l'état final produits au LHC peut être la manifestation de nouveaux processus physiques. Il est donc nécessaire

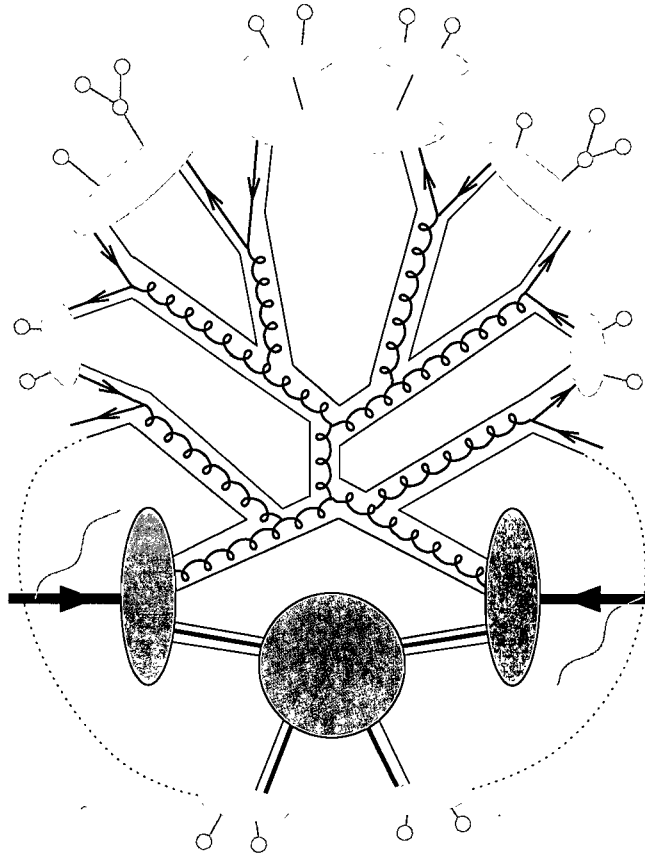


FIG. 4.1 – Description d’une collision proton-proton dans laquelle l’interaction principale est du type $g + g \rightarrow g + g$ avec émission de rayonnement initial et final (ISR/FSR) et hadronisation des partons finals.

que les générateurs Monte Carlo décrivent de façon très précise la production de tels événements dans le Modèle Standard ^[59]. Il existe deux méthodes pour générer de tels processus :

- **Les éléments de matrice** exacts de tous les diagrammes de Feynman correspondant à la configuration considérée pour un ordre perturbatif défini de la constante de couplage α_S de QCD sont calculés. Les partons, gluons ou quarks, à l’état final peuvent être directement identifiés comme des jets si la fragmentation est négligée. Cette méthode permet de prendre en compte les effets de toutes les interférences à un ordre donné. Cependant, le calcul de

ces éléments de matrice devient de plus en plus complexe au fur et à mesure que le nombre de particules à l'état final, donc le nombre de diagrammes à considérer, augmente. De plus, il est nécessaire de faire évoluer les partons, produits en général à une échelle d'impulsion élevée, à des régimes d'impulsion qui permettent à la fragmentation en hadrons d'avoir lieu, ce qui nécessite de définir les paramètres des modèles de fragmentation pour chaque énergie de partons.

- **Les modèles de gerbes partoniques (parton shower ou PS)**, permettent de produire des gluons supplémentaires à partir d'un ordre perturbatif donné en α_s , en considérant la probabilité d'émission d'un gluon par un quark, ou la création de paires quark-(anti-quark) par un gluon. Cette probabilité est obtenue à partir d'un développement en fonction d'une quantité y qui tend vers zéro à des limites d'émission molles (infrared limits) et colinéaires (collinear limits). Ce développement produit des rapports de branchement sous forme de logarithmes de y pour chaque émission partonique. Ces émissions supplémentaires sont ordonnées en fonction de leurs impulsions et leurs angles de production afin de tenir en compte des effets de cohérence entre elles. L'évolution de la gerbe partonique se termine lorsque la "virtualité" des partons devient petite, de l'ordre du ~ 1 GeV et le terme $\log(y)$ devient alors trop grand, donnant lieu ensuite à des résonances produites par le processus de hadronisation. Les termes d'émission divergent lorsque le parton s'approche d'une limite colinéaire ou molle. Les PS ne tiennent compte que du premier terme dans le développement de l'amplitude, en fonction du paramètre de divergence, d'où le nom "Leading Log" ou LL. Les modèles de PS permettent donc de connecter plus facilement l'échelle d'impulsion des partons produits avec celle de la fragmentation car les émissions de partons supplémentaires continue jusqu'à ce que la fragmentation devienne possible. Cependant, ils ne permettent pas de tenir compte des interférences entre les différents diagrammes et n'arrivent pas à peupler tout l'espace de phase de l'interaction, car ils produisent des partons avec des impulsions relativement

faibles (figure 4.2).

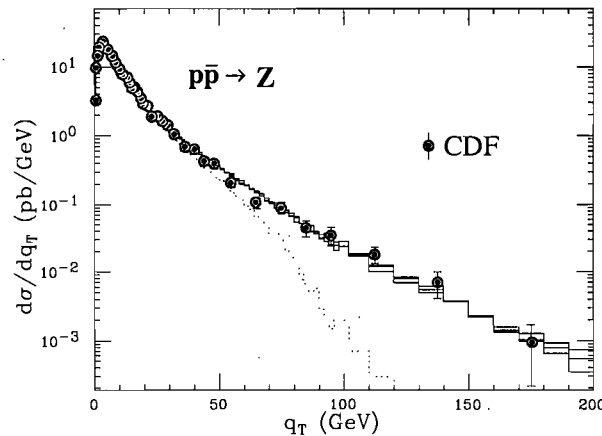


FIG. 4.2 – Distribution de L'impulsion transverse de la réaction $p\bar{p} \rightarrow Z + X$ à une énergie au centre de masse de 1.8 TeV. Les pointillés proviennent de PYTHIA alors que la ligne pleine est produite à l'aide de ME avec un jet supplémentaire. Les cercles rouges (pleins) représentent les résultats expérimentaux.

Un générateur Monte Carlo idéal serait capable de combiner ces deux méthodes pour produire le processus souhaité. L'interaction principale serait produite par les ME alors que les émissions de partons de faible impulsion et l'évolution vers le régime de fragmentation seraient prises en charge par le PS. Cependant, il est nécessaire d'éviter que les jets issus des émissions de partons secondaires (PS) ne soient pris pour des jets issus de l'interaction principale (ME). L'exemple type de ce genre de problèmes est de considérer un événement avec deux jets à l'état final qui proviennent du même parton. Les références ^[50,53] présentent différentes approches pour résoudre ce problème.

4.4 Description de la production de $Z + 2$ jets

En réalité, l'appellation $Z + 2$ jets, avec $Z \rightarrow l^+l^-$ englobe tous les processus avec deux leptons et deux jets à l'état final. Les deux leptons peuvent provenir d'un boson Z , d'un photon γ ou bien de deux bosons W distincts qui ne devraient pas interférer avec le Z ou le γ . Les diagrammes correspondant doivent être pris en

comptent car ils interfèrent entre eux. Ces processus ont été divisés en deux classes selon que les quarks incidents échangent un boson électrofaible (EW Zjj) ou un gluon (QCD Zjj). Les éléments de matrice, décrits plus bas, ont été calculés par D. Zeppenfeld et *al.* [54–56].

4.4.1 Processus QCD Zjj

Ils résultent des corrections QCD au processus de Drell-Yan $q\bar{q} \rightarrow (Z, \gamma)$. Ces corrections consistent en processus QCD $2 \rightarrow 2$ avec le boson Z rayonné à partir d'une ligne de quark (voir Figure 4.3). Les éléments de matrices incluent les processus du type [55–57] :

$$qq \rightarrow qgl^+l^- \quad , \quad qq' \rightarrow qq'l^+l^- \quad (4.6)$$

où l'échange d'un gluon dans le canal t est dominant. Les permutations et croisements du type :

$$q\bar{q} \rightarrow ggl^+l^- \quad , \quad gg \rightarrow q\bar{q}l^+l^- \quad (4.7)$$

sont aussi prises en compte. Toutes les interférences entre le boson Z et le photon virtuel ont aussi été incluses.

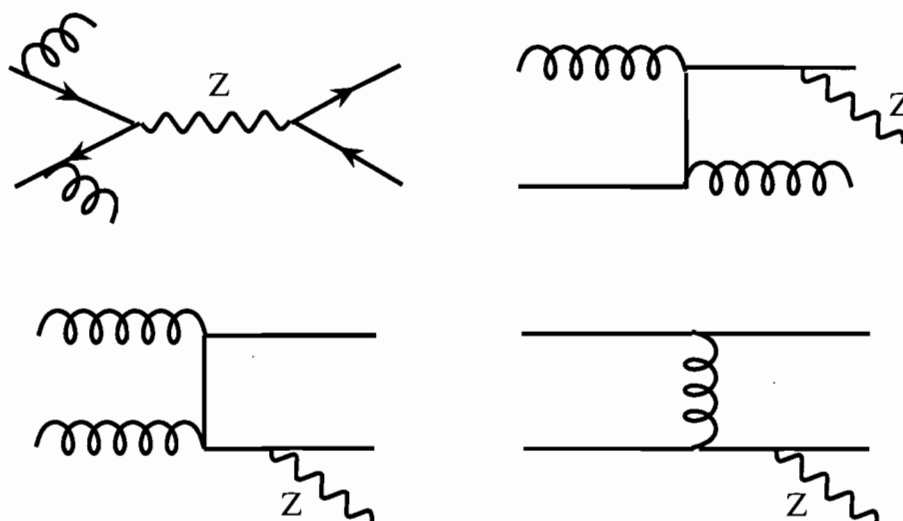


FIG. 4.3 – Exemples de diagrammes de Feynman représentant les processus QCDZjj

4.4.2 Processus EW Zjj

Ces processus proviennent principalement d'une émission d'un boson Z ou d'un photon virtuel lors d'une interaction quark-(anti)quark via l'échange d'un boson électrofaible dans le canal t . Cependant, ils contiennent aussi les diagrammes dits de fusion de bosons vecteurs $VV \rightarrow l^+l^-$ via l'échange d'un lepton, ou d'un neutrino ν , dans le canal t ou bien via un couplage trilineaire WWZ ou $WW\gamma$ dans le canal s (voir figure 4.4. Tous les diagrammes avec un courant chargé (CC) ainsi qu'avec un courant neutre (NC) ont été inclus dans les éléments de matrice de ces processus. Cependant, les diagrammes avec un courant chargé sont dominants à cause du fait que le couplage des quarks au boson W est supérieur à celui au boson Z . Les interférences de Pauli dus à l'existence de quarks identiques à l'état initial et final ont aussi été pris en compte [58].

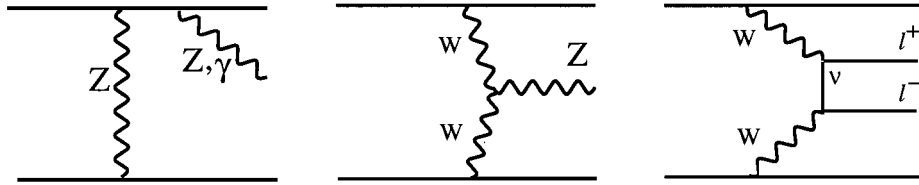


FIG. 4.4 – Exemples de diagrammes de Feynman représentant les processus EWZjj.

4.5 Simulation des événements $p + p \rightarrow Z + 2\text{jets}$

Cette section va décrire l'adaptation des éléments de matrice du processus $p + p \rightarrow Z + 2\text{jets}$ afin de produire des événements Monte Carlo utilisables par les programmes de simulation du détecteurs de ATLAS. Ces événements sont ensuite comparés aux calculs faits avec le générateur PYTHIA qui utilise le modèle de gerbes partoniques pour produire ce processus.

4.5.1 Implémentation dans le générateur PYTHIA

Les effets dus à l'émission de partons supplémentaires (PS) et à la fragmentation ont été ajoutés aux calculs des éléments de matrice en interfaçant ceux-ci avec le

générateur Monte Carlo PYTHIA. Ceci a pour but de rendre leurs prédictions plus proches de la réalité.

Le générateur PYTHIA permet d'inclure de nouveaux processus physiques via une interface pour des processus externes. Il suffit en effet de fournir toutes les informations concernant l'événement, c'est à dire l'identité et les impulsions des particules initiales et finales, la section efficace différentielle $d\sigma$, les constantes de couplage électrofaible (α) et fort (α_S) ainsi que la propagation du champ de couleur entre les lignes quark-quark, quark-gluon et gluon-gluon. Ces informations sont ensuite utilisées par PYTHIA afin que l'émission de particules secondaires, la fragmentation et la désintégration des particules de courtes durées aient lieu.

D'autre part, PYTHIA a été aussi utilisé pour générer des événements $p + p \rightarrow Z + 2$ jets. Le deuxième jet étant toutefois produit uniquement par le modèle de gerbes partoniques (PS) puisque PYTHIA ne calcule que les éléments de matrice $p + p \rightarrow Z + 1$ jet. Il est possible alors de comparer directement ces deux modes de productions de jets en étudiant leur propriétés.

Du fait que l'espace de phase avec quatre particules à l'état final est très grand, il existe des régions où la section efficace est beaucoup plus grande que dans d'autres. Ces divergences peuvent être dues, entre autres, aux limites colinéaires ou molles. Il serait donc inefficace de sélectionner aléatoirement des points de ces régions car les événements seront acceptés proportionnellement à leur section efficace. La solution suivante a été adoptée afin de résoudre ce problème. Une valeur maximale de la section efficace différentielle $d\sigma_{max}$ est choisie après plusieurs essais en supposant que c'est la limite supérieure pour le processus étudié. Chaque événement est produit avec sa propre section efficace différentielle $d\sigma$, qui est comparé à $d\sigma_{max}$:

- Si $d\sigma < d\sigma_{max}$, l'événement est accepté avec une probabilité $d\sigma/d\sigma_{max}$, et avec un poids $w = 1$.
- Si $d\sigma > d\sigma_{max}$, l'événement est accepté avec un poids $w = d\sigma/d\sigma_{max}$ qui va être utilisé comme facteur de pondération lors de l'analyse.

La figure 4.5 montre la distribution des poids w des événements produits avec les ME et il est clair qu'ils divergent beaucoup plus pour les processus QCDZjj que

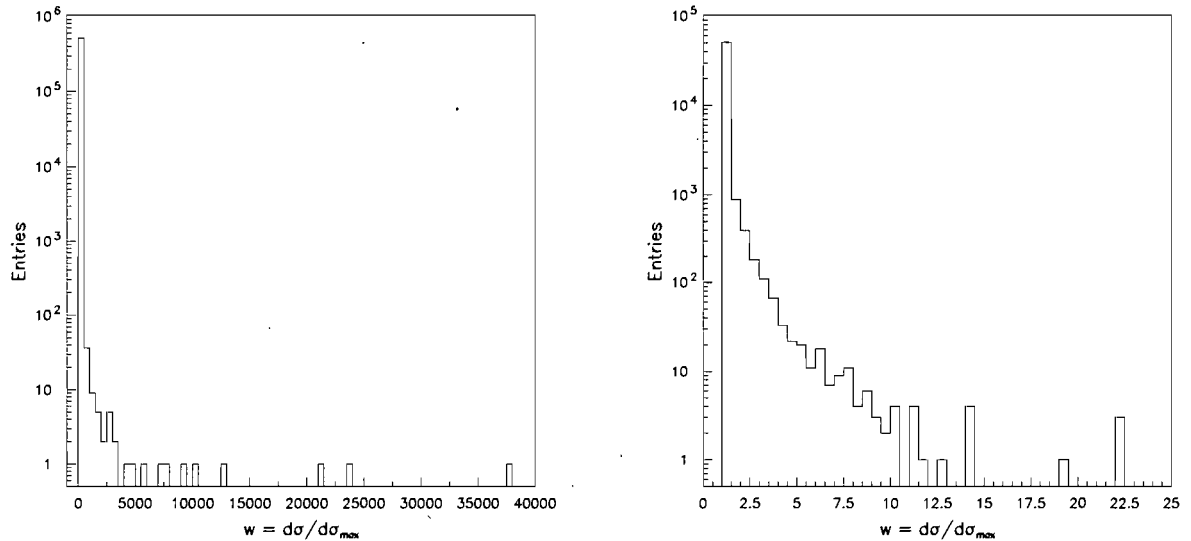


FIG. 4.5 – Distribution des poids $w = d\sigma/d\sigma_{max}$ des événements pour les processus QCDZjj (a) et EWZjj (b).

les EWZjj. Toute la question est de trouver une valeur w_{max} à partir de laquelle l'événement est considéré comme "non physique" et n'est pas inclus dans le calcul de la section efficace totale et dans l'analyse. Le tableau 4.1 et la figure 4.6 montrent la dépendance de la section efficace totale σ en fonction de w_{max} .

w_{max}	10	20	50	100	1000	∞
σ (pb)	502	620	765	865	1148	3055

TAB. 4.1 – Évolution de la section efficace totale σ des processus QCDZjj.

Il est possible de vérifier que les poids divergents proviennent majoritairement d'événements où les deux partons à l'état final sont quasi-collinéaires. La figure 4.7 montre la distribution de la masse invariante $m_{qq} = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2}$ des deux partons finals en fonction du poids w . m_{qq} dépend fortement de la séparation entre les deux partons et peut donc être utilisée pour régulariser la section efficace finale. La table 4.2 montre la section efficace des processus QCDZjj pour différentes valeurs limites de la masse invariante m_{qq} . Moins les partons sont séparés, plus m_{qq} est faible. Il est donc possible de rejeter ce type d'événements en exigeant que m_{qq}

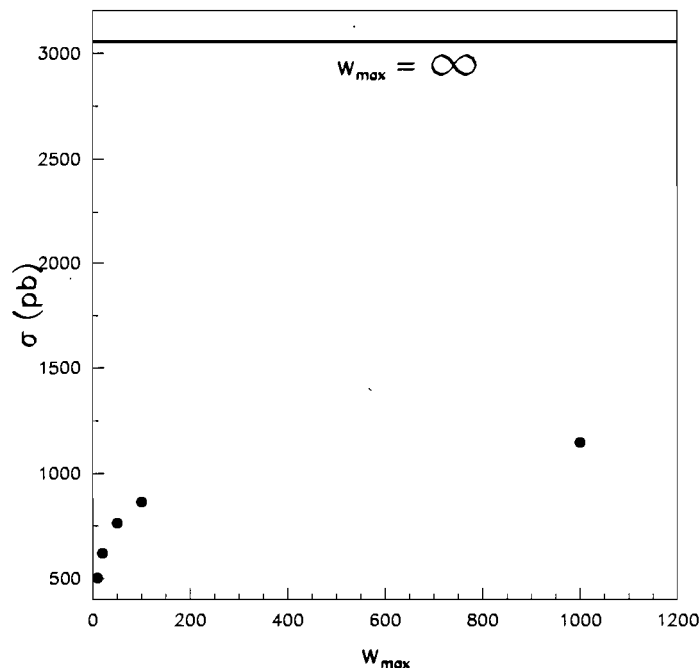


FIG. 4.6 – Évolution de la section efficace σ pour les processus QCDZjj en fonction du poids maximal w_{max} . La ligne supérieure représente la valeur de σ sans aucune limite sur w_{max} .

soit plus élevée qu'une limite inférieure. Il faut toutefois s'assurer que la valeur choisie ne rejette pas des événements faisant partie du bruit de fond à considérer.

m_{qq}^{min} (GeV/ c^2)	100	200	300	400	500
σ (pb)	1970	1540	1280	998	870

TAB. 4.2 – Évolution de la section efficace totale σ des processus QCDZjj avec la valeur minimale requise de la masse invariante m_{qq} des deux partons à l'état final.

Les deux méthodes décrites auparavant permettent d'estimer les fluctuations dans le calcul de σ des processus QCDZjj avec la méthode des éléments de matrice et donc d'extraire les erreurs systématiques théoriques (voir chapitre 5).

Le tableau 4.3 résume les résultats de cette étude. Les processus EW ont une section efficace assez faible mais ils peuvent avoir une configuration cinématique assez proche du signal physique étudié (voir chapitre 5). Les variations impor-

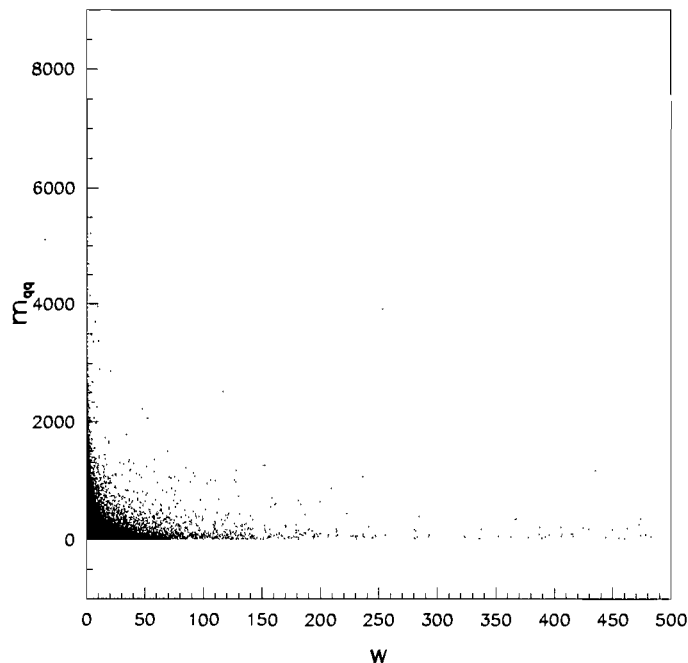


FIG. 4.7 – Évolution de la masse invariante m_{qq} (GeV/c^2) des deux partons finals avec le poids w .

processus	QCDZjj	EWZjj	Pythia (QCD Z+jets)
$\sigma(\text{pb})$	$\sim 500\text{-}3000$	1.33	1742

TAB. 4.3 – Section efficace σ pour $p + p \rightarrow Z + 2\text{jets}$.

tantes dans la valeur de la section efficace QCDZjj sont essentiellement dues à des événements ayant un poids w très élevé à cause des limites molles ou collinéaires. Ces événements, peuvent être rejetés lors de l'étude de la production de $Z + 2$ jets pour une analyse particulière. Le chapitre 5 montre comment la sélection de deux jets, donc partons, finaux avec une grande masse invariante permet de régulariser implicitement la section efficace totale. Lors de la reconstruction des événements, seuls ceux ayant des jets avec une masse invariante $m_{jj} > 700 \text{ GeV}/c^2$ sont gardés pour l'étude du signal. Il est alors justifié de faire la génération des processus QCDZjj avec $m_{qq}^{\text{min}} = 500 \text{ GeV}/c^2$ qui correspond à une section efficace $\sigma = 870 \text{ pb}$.

4.6 Reconstruction des jets

Les partons produits ne sont évidemment pas observés expérimentalement. L'état final consiste en une multitude de particules issues de la fragmentation des partons initiaux suivie de la désintégration des particules à très courte durée de vie. L'énergie de ces particules est ensuite collectée dans des cellules dans le système de coordonnées (η, ϕ) qui reproduisent la granularité des calorimètres de ATLAS. Ces informations sont traitées par un algorithme de reconstruction de jet qui permet de déterminer les propriétés cinématiques de ces jets de particules. Dans un monde idéal, les propriétés d'un jet sont parfaitement identiques à celles du parton dont il est issu. Cependant, les différentes inefficacités et effets du détecteur introduisent des variations importantes qui doivent être prises en compte dans cette analyse.

4.6.1 Simulation des effets du détecteur ATLAS

Les événements Monte Carlo générés sont traités par ATLFAST ^[60], le programme de simulation rapide du détecteur ATLAS, afin de prendre en compte les effets du détecteur. Il s'agit d'une paramétrisation de la résolution, des efficacités de reconstruction des différents systèmes de détection utilisés dans ATLAS. En particulier, les jets hadroniques sont reconstruits à partir de condensats de hadrons, ayant une énergie transverse $E_T > 10$ GeV, dans un cône de rayon $R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} = 0.4$.

Les jets sont recherchés dans tout le calorimètre jusqu'à $|\eta| = 4.9$. Une calibration est ensuite appliquée afin de ramener leur énergie à celle du parton qui les a initialisés. Une correction supplémentaire, qui rejette environ 5% des événements, est aussi appliquée afin de prendre en compte l'efficacité de reconstruction et d'identification des jets. Les jets sont ensuite classés selon leur impulsion transverse p_T et seuls les événements avec 2 jets ou plus sont considérés. Les deux jets avec les impulsions transverses p_T les plus élevées sont étiquetés (tagging jets) pour être considérés dans l'analyse des processus $Z + 2$ jets.

4.6.2 Propriétés cinématiques des jets

La figure 4.8 montre les distributions des sections efficaces différentielles en fonction de p_T , $|\eta_j^{max} - \eta_j^{min}|$ et m_{jj} pour les deux jets avec les impulsions transverses les plus élevées. Il est clair que les ME produisent plus d'événements avec de p_T plus grands que ceux produits par PYTHIA. Cet effet est d'autant plus visible au delà de 50 GeV/c. Les jets produits dans les processus EWZjj ont des distributions très différentes car ils sont produits par des interactions où le courant de couleur QCD joue un moindre rôle. L'évaluation correcte de la production des processus Z+2jets au LHC devra donc prendre en compte les ME QCDZjj et EWZjj.

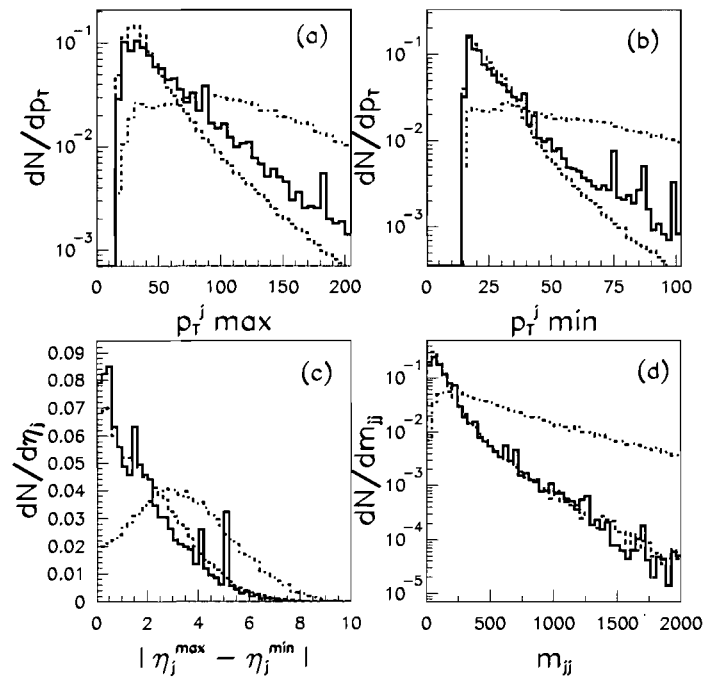


FIG. 4.8 – Distribution de la section différentielle $d\sigma$ en fonction de p_T pour les deux premiers jets ayant les p_T le plus élevées (a) et (b). Les figures (c) et (d) montrent l'évolution de la séparation entre ces jets ainsi que leur masse invariante m_{jj} . La ligne pleine représente les ME QCDZjj, celle hachée est pour PYTHIA QCDZjj et celle hachée-pointillée est pour les ME EWZjj.

4.6.3 Effet du double comptage

Comme il a été cité précédemment, la méthode des ME souffre du problème du double comptage (double counting) lorsqu'elle est combinée au modèle de gerbes partoniques (PS) pour produire des radiations de partons supplémentaires (figure 4.9). Dans un processus à deux partons, comme Zjj , il se peut qu'un des partons soit compté deux fois à cause du fait qu'il aurait émis un autre parton donnant ainsi deux jets à l'état final. La configuration cinématique d'un tel événement sera alors différente de celle du processus réel d'où la nécessité d'évaluer cet effet.

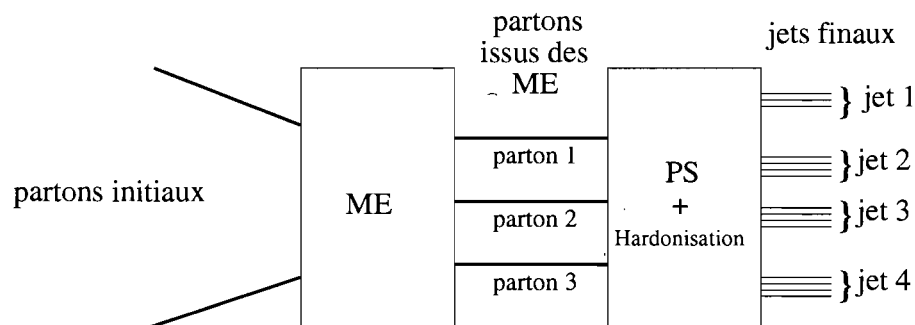


FIG. 4.9 – Schéma décrivant la production de jets hadroniques à partir de partons produits à l'aide d'éléments de matrice suivis de la production de gerbes partoniques et de l'hadronisation. La relation parton-jet peut être perdue puisque seulement ce dernier est détecté.

L'idée principale est d'identifier le parton qui a produit le jet reconstruit à l'état final et d'estimer le nombre de fois où ce jet ne provient pas du parton produit par l'interaction primaire. La distance dans le plan (η, ϕ) définie par :

$$R_{parton-jet} = \sqrt{(\eta_{parton} - \eta_{jet})^2 + (\phi_{parton} - \phi_{jet})^2} \quad (4.8)$$

est calculée pour chaque paire parton-jet. Cette distance doit être relativement faible dans le cas où le jet reconstruit est issu parton de la même paire. La figure 4.10 montre la distribution de $R_{parton-jet}$ pour les processus $QCDZjj$ et $EWZjj$. Le pic autour de $R_{parton-jet} \approx 0$ montre clairement les événements dans lesquels le jet reconstruit correspond au parton primaire. Il suffit alors de mettre une valeur

limite, $R_{parton-jet} < 0.2$, pour estimer la taux d'événements avec un possible double comptage.

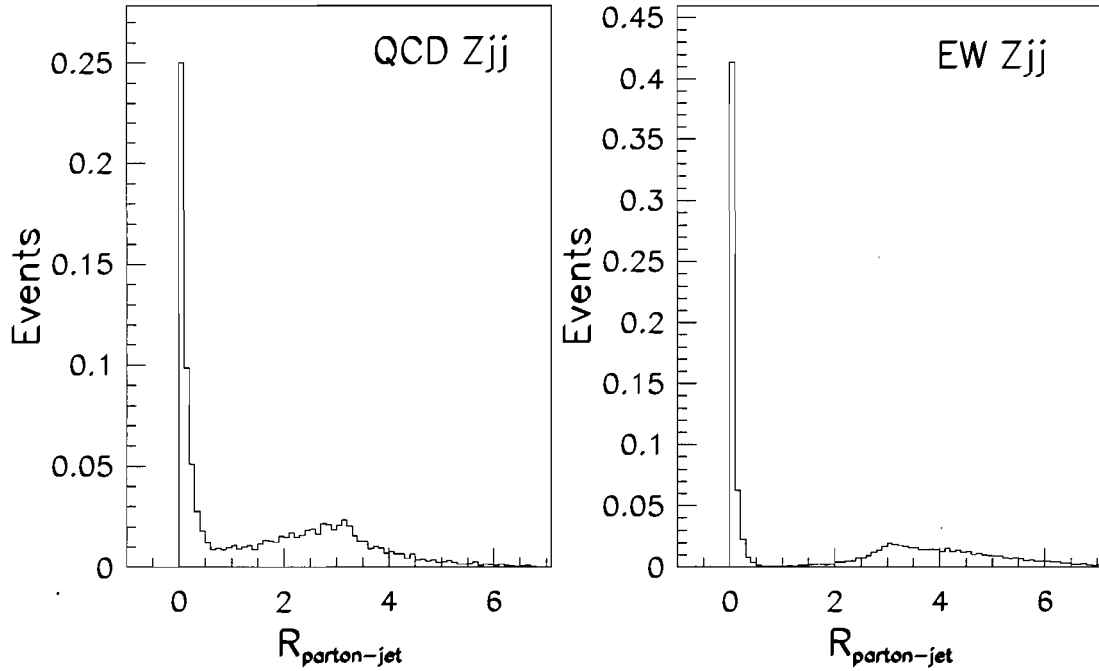


FIG. 4.10 – Distance $R_{parton-jet}$ dans le plan (η, ϕ) entre les partons primaires et les jets reconstruits.

La figure 4.11 montre une meilleure corrélation entre les p_T des jets reconstruits et les partons primaires une fois que la sélection $R_{parton-jet} < 0.2$ a été appliquée. Le fait que cette sélection paraît plus efficace à bas p_T pour les processus QCDZjj s'explique par le taux élevé d'émissions de partons supplémentaires à cause du courant de couleur qui circule entre les partons aussi à l'état initial que final. Ceci est encore plus évident en considérant le taux d'événements avec un possible double comptage. En effet, environ 25%, pour les processus QCDZjj, et 5%, pour les EWZjj, présentent des jets qui ne sont pas corrélés aux partons primaires.

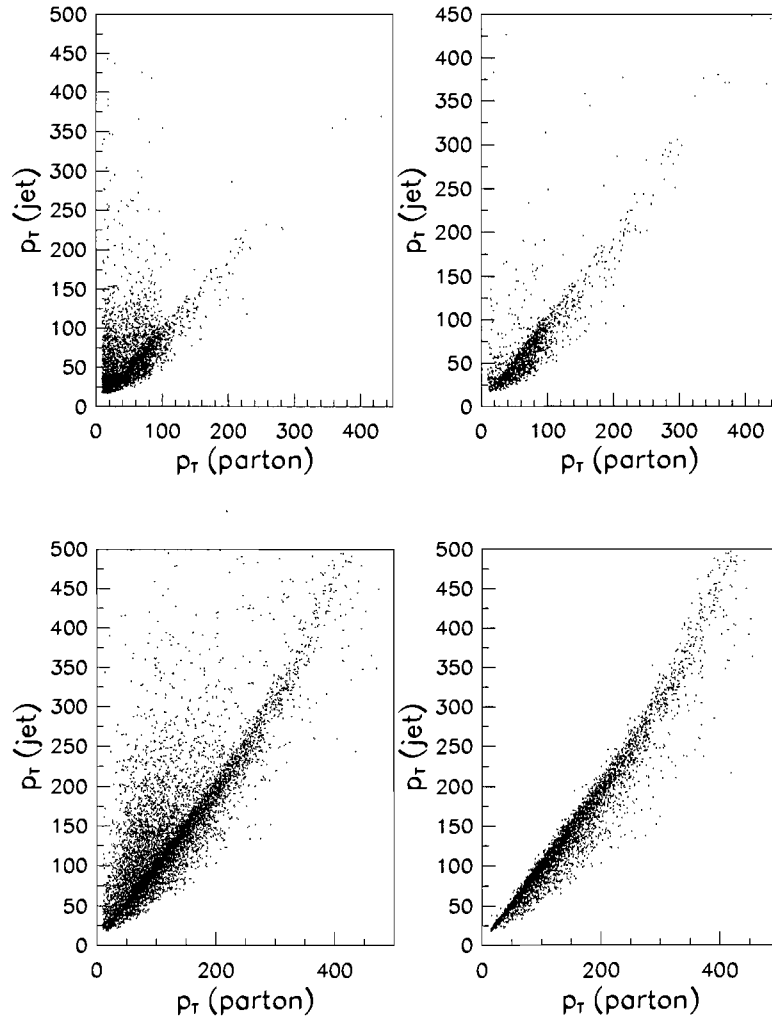


FIG. 4.11 – Corrélation entre les p_T des jets reonstruits et ceux des partons primaires avant (figures de gauche) et après (figures de droite) la sélection $R_{parton-jet} < 0.2$. Les deux figures du haut sont pour QCDZjj et celles du bas sont pour EWZjj.

4.7 Conclusion

Cette étude a démontré que l'estimation de la production des processus $Z+2$ jets au LHC est très sensible au modèle utilisé. La production d'événements multijets doit se calculer de la façon la plus précise possible et les modèles de gerbes partoniques ne sont pas capables de décrire correctement ces processus. Non seulement la section efficace est différente, mais la cinématique même de l'événement change quand les éléments de matrice sont utilisés. Les études au LHC qui analyseront des configurations exclusives complexes seront très sensibles à tous ses effets.

D'autre part, ces prédictions doivent être confrontées aux données réelles dès le début du fonctionnement du LHC afin de les améliorer. Il faudra en effet affiner les modèles de fragmentation, de hadronisation ainsi que la production de gerbes de partons afin de décrire correctement les événements observés. Il sera alors possible d'extraire correctement les effets dus aux calculs d'ordre perturbatifs supérieurs de la QCD.

CHAPITRE 5

RECHERCHE DE $H \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \nu_L\nu_\tau + hX$ VIA LA FUSION DE BOSONS VECTORIELS DANS ATLAS

Les quelques pages de ce chapitre servent à mieux expliquer la note ATLAS ci-inclue, sur l'analyse du processus $qqH \rightarrow qq\tau^+\tau^-$.

La détection du boson de Higgs, tel que prédit par le Modèle Standard, est l'un des principaux buts de la collaboration ATLAS. La confirmation, ou l'infirmité, de son existence jouera un rôle primordial dans les développements futurs de notre connaissance fondamentale de la physique des particules, et de l'univers en général.

La majorité des études de recherches du boson de Higgs au LHC se sont surtout intéressées à la production via la fusion de gluons ou via les modes dits "associés" $t\bar{t}H$ et WH (ZH). Cependant, les bruits de fond QCD, tels la production de $t\bar{t}$ et de W/Z , sont d'une importance telle qu'ils rendent particulièrement difficile l'extraction des événements du signal. Il faut détecter aussi bien les produits de désintégration du Higgs que certaines particules (t, W, Z) qui lui sont associées afin d'augmenter l'efficacité du signal.

Au LHC, le mode de production du Higgs le plus abondant après la fusion de gluons est la fusion de bosons vectoriels (Vector Bosons Fusion ou VBF), $qq \rightarrow qqVV \rightarrow qqH$ (voir Chapitre 1). Ce mode présente deux propriétés distinctes qui permettent d'augmenter sensiblement l'efficacité du signal de telle façon qu'il sera possible de détecter le mode de désintégration $H \rightarrow \tau^+\tau^-$. L'importance de ce processus vient du fait que c'est l'unique moyen de mesurer le couplage Yukawa du Higgs aux leptons. Les événements issus des processus VBF ont la configuration suivante :

- deux quarks à l'état final, directement liés à la production du Higgs, qui fourniront deux jets après hadronisation. Ces jets ont la particularité d'avoir une large séparation en η entre-eux et pourront servir comme des signatures supplémentaires pour les événements du signal. Leur identification sera donc

cruciale. Dans cette thèse, ces jets seront maintenant appelés jets “avant” (forward jets) à cause du fait qu’ils sont produits plus dans la région avant du détecteur (voir figure 7 de l’article ci-joint).

- la charge de couleur est transmise le long de la même ligne partonique de l’état initial vers l’état final. Les quarks initiaux n’échangent donc pas de charge de couleur entre eux, ce qui diminue fortement le taux de gluons, donc de hadrons, émis dans la région centrale entre les deux quarks (jets) finals. Cette particularité pourra être utilisée pour discriminer contre les processus QCD qui présentent une intense activité hadronique dans la région centrale. Il suffirait alors de mettre un “jet veto”, exigeant qu’il n’y ait pas de jets au delà d’une certaine valeur de p_T pour rejeter des processus QCD du bruit de fond.

L’article inclus dans ce chapitre présente une étude détaillée du potentiel d’observation dans le détecteur ATLAS du signal d’un Boson de Higgs de masse $110 \leq M_H \leq 150 \text{ GeV}/c^2$ produit via le processus VBF :

$$qq \rightarrow qqH \rightarrow qq\tau^+\tau^- \rightarrow l\nu_l\nu_\tau + hX \quad (5.1)$$

La signature expérimentale d’un tel processus est un lepton, deux jets hadroniques ayant une grande séparation en η et de l’énergie manquante \cancel{E}_T à cause des neutrinos qui s’échappent du détecteur.

La section 2 de l’article décrit la génération des événements Monte Carlo pour les différents processus étudiés. La principale source de bruit de fond étant la production de deux leptons τ accompagnés de deux jets, c.-à-d la production de $Z + 2$ jets avec $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$. Le générateur Monte Carlo décrit dans le chapitre 4 a donc servi de base pour une estimation réaliste de ce bruit de fond.

La troisième section présente les différents aspects expérimentaux pour identifier et reconstruire les caractéristiques du processus (leptons τ , jets, \cancel{E}_T) ainsi que les différentes sélections utilisées aussi bien pour identifier le signal que pour rejeter les processus de bruit de fond. Une attention particulière a été portée à l’identification

des jets “avant”, qui servent à étiqueter le processus de fusion de bosons vectoriels, et qui sont produits en même temps que le boson de Higgs, afin de bien les identifier et les reconstruire. La figure 5.1 montre l’efficacité de reconstruction de deux jets “avant” en fonction de la pseudorapidité η . Cette efficacité est entre 80% et 60% pour $0 < \eta < 4$ et elle diminue à $\approx 40\%$ au delà de $\eta = 4$ à cause de l’acceptance limitée du calorimètre avant.

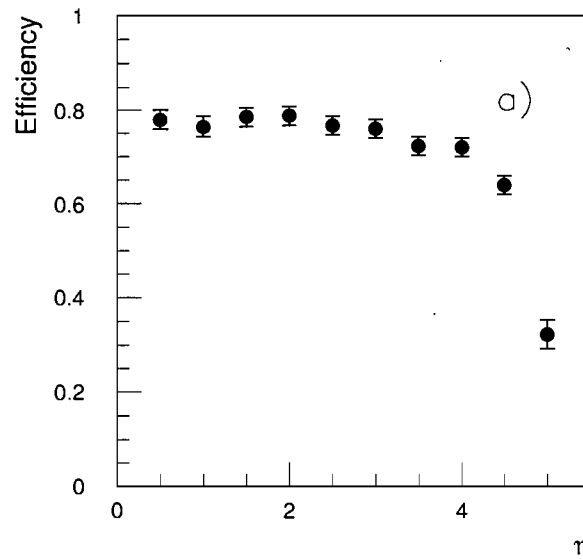


FIG. 5.1 – Efficacité de reconstruction d’un jet, issu d’un parton de $p_T > 20$ GeV/c, avec un $p_T > 20$ GeV/c en fonction de la pseudorapidité η du parton ^[66].

D’autre part, un veto sur les jets dans la région centrale du détecteur est très sensible à toute fluctuation du signal dans les cellules du calorimètre qu’elle soit d’origine électronique ou physique. Le fait que la luminosité au LHC est telle que plusieurs interactions peuvent se superposer durant le temps de lecture des signaux des détecteurs crée un effet d’empilement (pile-up) qui pourrait laisser assez d’énergie dans les cellules des calorimètres pour simuler l’existence d’un jet hadronique. Dans un tel cas, le veto sur les jets centraux rejeterait des événements où il n’y avait pas de jets réels associés au processus recherché, mais uniquement un effet d’empilement. La figure 5.2 montre le taux d’identification de jets dû à

l'empilement pour différentes valeurs de p_T et η .

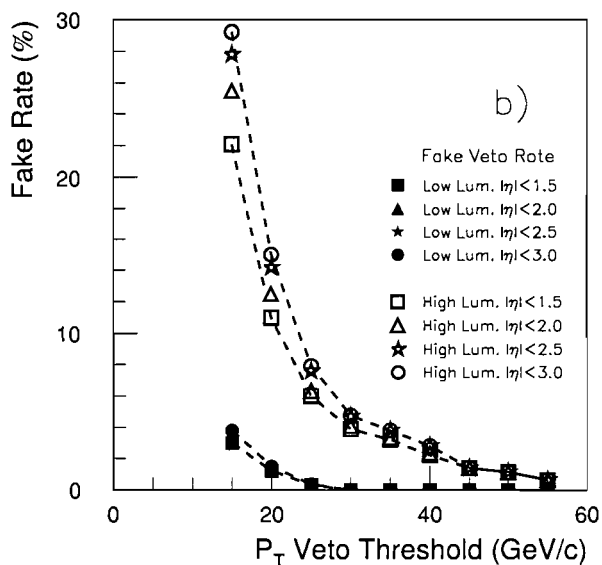


FIG. 5.2 – Probabilité de trouver un jet issu de l'empilement dans la région centrale du détecteur en fonction du p_T minimal requis pour identifier un jet.

Le fait que chaque événement contienne trois neutrinos ν rend difficile la reconstruction de la masse invariante du système $\tau^+ - \tau^-$, c-à-d la masse des bosons Higgs et Z. Cependant, les τ sont tellement énergétiques que leurs produits de désintégration (particule(s) chargée(s) et neutrinos) gardent pratiquement la même direction que celle avec laquelle ils ont été émis. C'est l'approximation colinéaire. L'annexe II donne la méthode utilisée pour reconstruire la masse du Higgs dans de telles conditions.

Finalement, le section 4 présente les résultats de cette analyse qui montre qu'un Higgs de masse entre $115 \text{ GeV}/c^2$ et $140 \text{ GeV}/c^2$ pourrait être observé par le détecteur ATLAS pour une luminosité de 30 fb^{-1} avec une signifiante statistique de 5σ . Les différentes sources d'incertitudes théoriques et expérimentales sont aussi examinées. En particulier la queue de la distribution de $Z \rightarrow \tau^+ \tau^-$, du bruit de fond résiduel, peut introduire une incertitude importante dans la reconstruction du boson de Higgs, et dans la mesure de la section efficace du signal.

Searching for $H \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow l\nu_l\nu_\tau + hX$ by Vector Boson Fusion in ATLAS

R. Mazini, G. Azuelos
Université de Montréal

Abstract

The sensitivity of the ATLAS experiment for discovery of the Standard Model Higgs boson produced in vector boson fusion and decaying by $H \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow l\nu_l\nu_\tau + hX$ is studied at low luminosity. At least 3σ signal significance over background can be achieved in the mass range 110-145 GeV with 30 fb^{-1} at the LHC. This process can therefore be a significant complementary channel for the discovery of an intermediate mass Higgs boson.

3-004

ATL-PHYS.
25 February 2003



1 Introduction

Discovery of a Standard Model or supersymmetric light Higgs boson, if it exists, will be possible at the LHC within the first two years of low-luminosity running, over the full mass range. High precision electroweak measurements and theoretical considerations lead to the expectation that the Higgs mass is close to the lower bound obtained from direct measurements: $M_H \gtrsim 114.1$ GeV [1]. Unfortunately, it is precisely in the low mass range that detection of the Higgs is more difficult, and will rely on a combination of processes $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ and associated production $t\bar{t}H$, with $H \rightarrow b\bar{b}$. It is therefore important to complement these discovery channels with new signals.

At the LHC, the main process of Higgs production is gluon fusion, but the substantial QCD backgrounds make it difficult to take advantage of decay channels with large branching ratios such as $H \rightarrow b\bar{b}$, or even $H \rightarrow \tau\tau$. Higgs production by the weak boson fusion channel (WBF), $qq \rightarrow qqVV \rightarrow qqH$, represents 10-20% of the total SM Higgs production rate in the intermediate mass range, but becomes more significant for higher Higgs masses. Previous studies [2] have shown that WBF allows detection of a heavy Higgs boson at the LHC. Recently, however, it was pointed out [3] that WBF can make an important contribution to the Higgs discovery, even for a low mass Higgs, where the production cross section for $M_H \sim 110 - 150$ GeV is as high as a few pb.

A characteristic feature of weak boson fusion events is the presence of two accompanying quarks from which the W 's or Z 's have been radiated. These quarks give rise to hadronic jets which are observed in the forward and backward regions of the detector. Tagging of these forward jets serves as a very powerful background rejection tool. Another important experimental feature of the WBF signal is that, unlike many background processes, hadronic activity is suppressed in the region of low pseudorapidity because the emitted vector bosons are color-singlets.

In the present note, the observability in ATLAS of a SM intermediate mass Higgs, produced by WBF and decaying by the channel $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow \ell + \text{jets} + E_T^{\text{miss}}$ is evaluated. Simultaneously, another independent study of this channel has been performed and will appear in a separate note [18]. An analysis of the complementary channel $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow \ell\nu\nu + \ell\nu\nu$ has been reported recently in [4]. The Higgs decay channel $H \rightarrow \tau\tau$ has previously been studied [5] for a supersymmetric heavy Higgs, where it is strongly enhanced over a large region of parameter space, and where direct and associated $b\bar{b}A$ production by gluon fusion is significant for large values of $\tan\beta$. The process of SM Higgs production by WBF is found to be a promising channel for observation of a Higgs in the important mass range 110-150 GeV, confirming studies by Rainwater and *al.* [3]. It will also offer the possibility for a direct measurement of the Yukawa coupling $H\tau\bar{\tau}$.

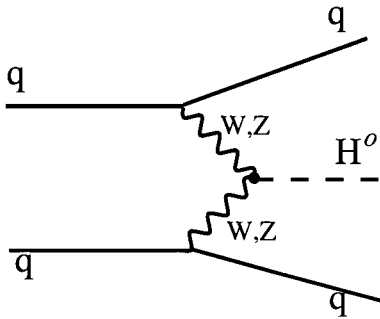


Figure 1: Feynman diagram of WBF Higgs production.

2 Event Generation

This section describes the generation of signal and background events. The hard partonic interaction was evaluated using the CTEQ5L structure functions [6] for the colliding protons. The generators accounted for initial and final state interactions as well as full hadronization. The resolution and efficiency effects of the ATLAS detector were applied using ATLFast 1.62 [7], the fast simulation program for the ATLAS detector, under conditions of low luminosity ($\mathcal{L} = 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$).

2.1 Higgs Signal

The signal is described at lowest order by two Feynman diagrams, $qq \rightarrow qq(WW, ZZ) \rightarrow qqH$, i.e. WW and ZZ fusion where the weak bosons are emitted from the incoming quarks (Figure 1).

A sample of 100000 signal events was produced with PYTHIA 6.152 [8] for several Higgs masses. However, the normalisation was obtained from the leading order generator VV2H [9] with CTEQ5L parton distribution functions, using the more precise branching ratios calculated by HDECAY v3.0 [10]. Table 1 compares the LO ($\sigma \times BR$) obtained for several Higgs masses. The differences between the two generators are essentially due to the branching ratios of the Higgs decay. One should note that NLO calculations, which take into account QCD corrections, yield a cross section about 8-10% higher than the LO cross section.

The τ 's were left to decay freely but events with one τ decaying leptonically, $\tau \rightarrow e\nu_e\nu_\tau, \mu\nu_\mu\nu_\tau$, and the other hadronically were selected at the analysis level. The combined branching ratio of τ -pair decay is 45%. The TAUOLA [11] decay library was used in order to account for the spin correlation between the two τ 's and the resulting angular distribution of the decay products.

m_H (GeV)	100	110	120	130	140	150
$\sigma \times BR$ (PYTHIA)	399.9	355.8	294.1	213.6	130.8	62.9
$\sigma \times BR$ (VV2H+HDECAY)	445.2	393.2	322.4	231.8	139.4	64.9

Table 1: $\sigma \times BR(qq \rightarrow qqH, H \rightarrow \tau^+\tau^-)$ (fb) with two different generators.

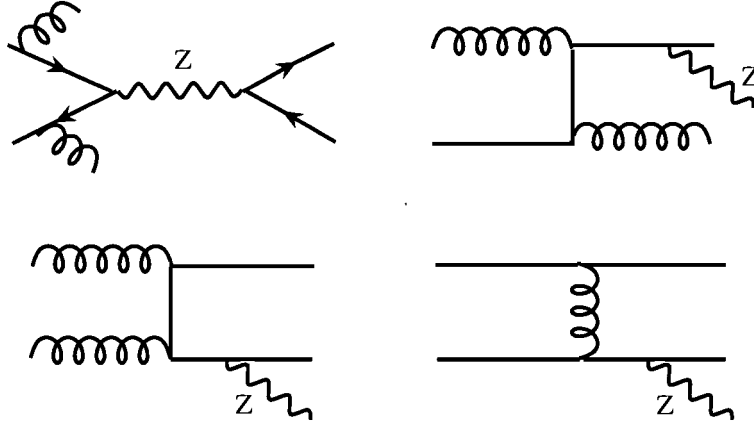


Figure 2: Feynman Diagrams for the dominant QCD Zjj processes.

2.2 Backgrounds

The main physics background for $\tau^+\tau^-jj$ arises from QCD processes with one Z/γ and two jets in the final state. The principal ‘‘QCD Zjj’’ diagrams (figure 2) include the Drell-Yan process $q\bar{q} \rightarrow (Z, \gamma) \rightarrow \tau^+\tau^-$, accompanied by initial state radiation:

$$q\bar{q} \rightarrow gg\tau^+\tau^- \quad (1)$$

and processes involving gluon splitting in the initial state:

$$qg \rightarrow qg\tau^+\tau^-, \quad gg \rightarrow q\bar{q}\tau^+\tau^- \quad (2)$$

or quark scattering dominated by t-channel gluon exchange, with Z or γ bremsstrahlung:

$$qq' \rightarrow qq'\tau^+\tau^-, \quad (3)$$

Matrix elements based on the work of [12] have been interfaced to PYTHIA [15] and have then been used to generate the QCD Zjj events. CTEQ5L structure functions were used with renormalization and factorization scales:

$$\mu_{Fac}^2 = Q^2 = \min(\Sigma p_T^2(jets), E_T^2(Z)) \quad (4)$$

Phase space integration, performed by VEGAS [13], assigns a weight to each event

$$wt = \frac{\sigma_{event}}{\sigma_{max}} \quad (5)$$

where σ_{event} is the contribution of the event to the total cross section and σ_{max} is arbitrarily chosen. Events are accepted with a probability wt if $\sigma_{event} < \sigma_{max}$; otherwise, they are always accepted, but given a weight wt . Since the fluctuations of these weights are very large, due to some possible infrared divergencies in some regions of phase space, the event generation must be performed carefully to avoid unphysical effects that overestimate the real contribution of these processes to the physical background. Figure 3 shows the distribution of the event weight wt . Successive cuts during analysis leave only events with a low wt contributing to the final background and hence a preselection cut on a maximum value of wt , could be used. Another way to avoid these divergences is the use of a cut on the invariant mass of the final state parton pair m_{qq} , to avoid a collinear divergence in the parton splitting. Table 2 shows the cross sections obtained with these cuts.

One should note that QCD Z+jets processes are also available in PYTHIA, but they only include diagrams with one hard jet [14]:

$$q\bar{q} \rightarrow gZ, \quad qg \rightarrow qZ \quad (6)$$

A second jet, if present, arises from initial state radiation and is softer than jets obtained from matrix element evaluation of the QCD Zjj process (Figure 4). In order to compare the two generators, a sample of events was also generated using PYTHIA, with CTEQ5L and $\mu_{Fac}^2 = Q^2 = \hat{p}_T^2 + \frac{1}{2}m_Z^2$.

An additional irreducible physics background, which will be called ‘‘EW Zjj’’ arises principally from Z or γ bremsstrahlung from primary quarks scattering by t -channel electroweak boson exchange, with $Z, \gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$ (Figure 5). This background includes electroweak boson fusion, $VV \rightarrow \tau^+\tau^-$, either via t -channel τ/ν -exchange or via the triple gauge boson vertex. The latter has a momentum and color structure identical to the signal and cannot easily be suppressed by cuts. Matrix element calculations of all tree-level diagrams described in [3] have been interfaced as external processes to PYTHIA and then used to generate the EW Zjj events.

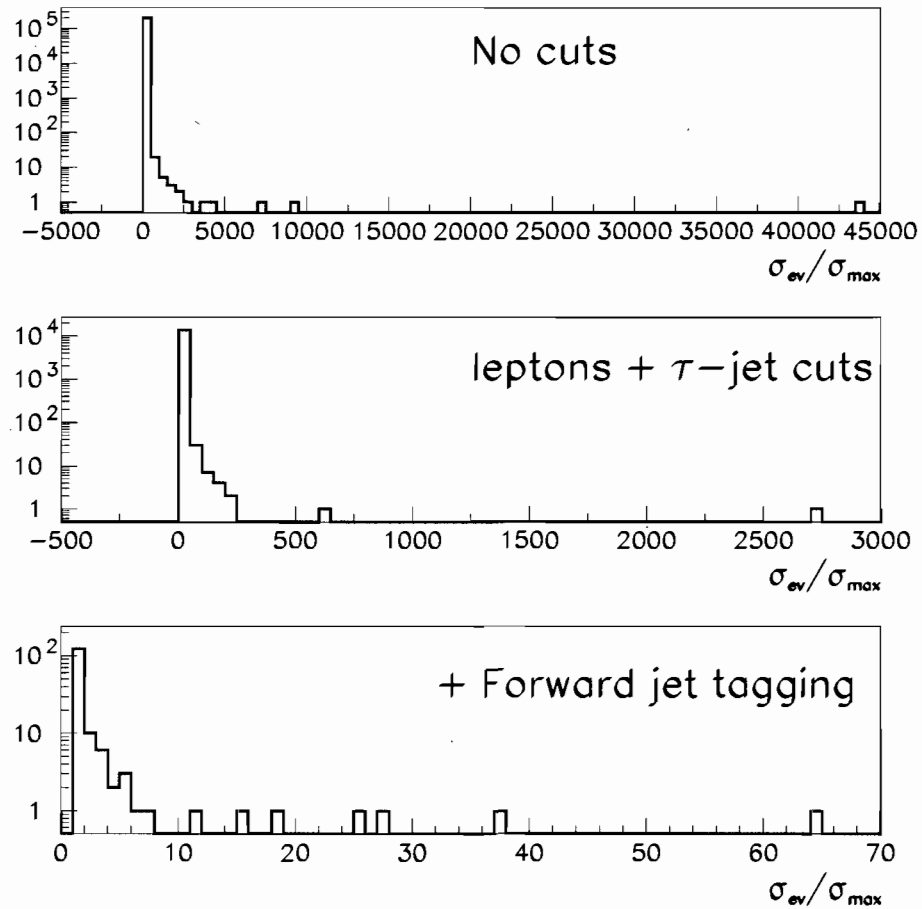


Figure 3: $wt = \frac{\sigma_{event}}{\sigma_{max}}$ distribution after successive cuts. Only events with low wt contribute to the final background.

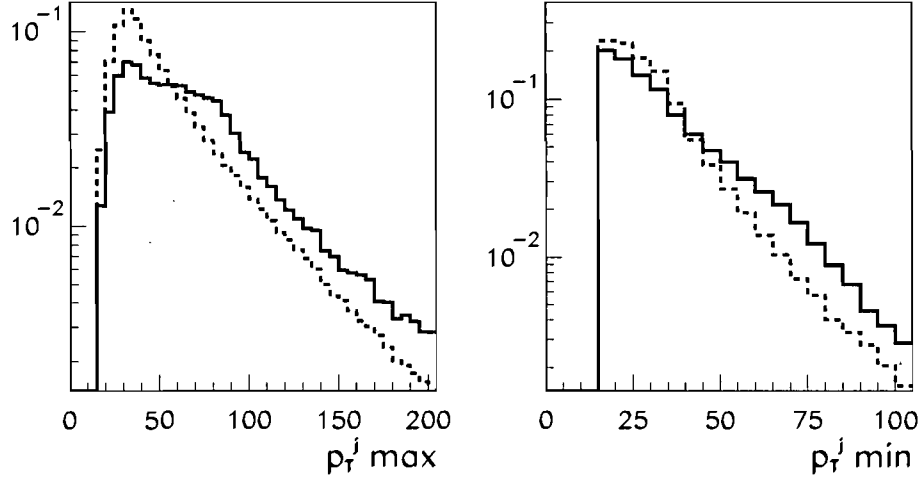


Figure 4: p_T distribution of the two tagging jets for QCD Zjj from matrix elements (full line) and QCD Z +jets from PYTHIA (dashed line). Histograms are normalized to unity. The cut $m_{jj} > 100$ GeV has been applied.

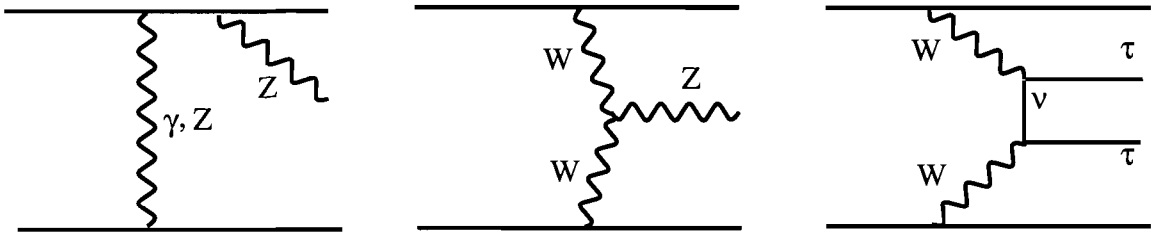


Figure 5: Feynman diagrams of the dominant EW Zjj backgrounds.

	PYTHIA	M.E			
precuts	$\hat{p}_T > 10 \text{ GeV}$	$\hat{p}_T > 10 \text{ GeV}$			
Number of events	16×10^6	34×10^6		8×10^6	
cuts	-	$wt < 10$	$wt < 50$	$m_{qq} > 100 \text{ GeV}$	$m_{qq} > 500 \text{ GeV}$
$\sigma \times BR(pb)$	1742	502	765	1330	100

Table 2: $\sigma \times BR$ in pb for the QCD Zjj events generated with PYTHIA and with M.E. using different cuts.

Other reducible backgrounds, i.e. any process that has a hard, isolated lepton and missing p_T , a hard, narrow τ -like jet and two forward tagging jets, could affect the Higgs signal. Two particular processes have been considered:

- W +jets, where $W \rightarrow l\nu_l$ with $l = e, \mu$.
- $t\bar{t} \rightarrow Wb Wb$, where one $W \rightarrow l\nu_l$ ($l = e, \mu$) and the other $W \rightarrow all$.

A light quark or a b jet could fake a hadronic τ decay and tagging jets could come from either W decay or initial/final state radiation. PYTHIA 6.152 has also been used to generate all these processes. Table 3 summarizes Monte Carlo production of all the physics backgrounds.

Process	Generator	Precuts	Number of events	$\sigma \times BR (pb)$
EW Zjj	M.E. [3]	$\hat{p}_T > 10 \text{ GeV}$	1.2×10^6	1.33
W+jets	PYTHIA	$10 < \hat{p}_T < 30 \text{ GeV}$	2×10^6	1.33×10^4
		$30 < \hat{p}_T < 60 \text{ GeV}$	2.8×10^6	3.78×10^3
		$60 < \hat{p}_T < 100 \text{ GeV}$	4×10^6	1.03×10^3
		$\hat{p}_T > 100 \text{ GeV}$	6×10^6	356
$t\bar{t} \rightarrow Wb Wb \rightarrow l\nu b X$	PYTHIA	-	10×10^6	283

Table 3: Number of generated events and $\sigma \times BR$ of background processes for the WBF Higgs signal.

3 Analysis

The Hjj signal is characterized by two forward jets and central τ decay products. The basic acceptance requirements must ensure that one isolated lepton, one τ -jet and at least

two tagging jets are observed inside the ATLAS detector and are well separated from each other.

3.1 Experimental issues

The reconstruction of ordinary jets, τ -tagged jets, and leptons is based on the ATLAS [7] parametrized Monte Carlo with default values of the parameters. In particular, jets were reconstructed using a cone algorithm with a radius $R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} = 0.4$ from clusters with $E_T > 10$ GeV. Leptons were required to be isolated, meaning that their electromagnetic clusters in the calorimeter were separated from other clusters by $\Delta R > 0.4$ and $E_T > 10$ GeV in a cone of $\Delta R = 0.2$ around the lepton. An efficiency $\varepsilon_l = 0.9$ is assumed for lepton detection.

3.1.1 Jet reconstruction and tagging

The tagging jets are searched for over the full ATLAS calorimeter coverage ($|\eta| < 4.9$) and an energy calibration is applied to all jets to correct the jet energy back to that of the original parton. An additional correction is applied to take into account the efficiency of jet identification. This correction results from a full simulation of the performance of the ATLAS detector for jet reconstruction, including pile-up effects [16], which provides a parametrization of the ratio of the efficiency for jet reconstruction in full and fast simulation as a function of p_T and η . This correction rejects only 5% of the total signal events. The remaining jets are ordered in decreasing value of p_T and the two jets with highest p_T are taken as the candidate tagging jets.

3.1.2 τ identification

Identification of the τ hadronic decay mode among the large number of produced jets is crucial in order to achieve the best sensitivity for the Higgs signal. This sensitivity depends strongly on the acceptable τ -jet rejection in the ATLAS detector. A systematic study [5, 17] has shown that a hadronic jet with $E_T > 40$ GeV and $|\eta| < 2.5$ can be identified as a τ -jet if it satisfies the following criteria:

- $R_{em} < 0.07$, where R_{em} is the jet radius obtained from the cells of the electromagnetic calorimeter belonging to the jet;
- $\Delta E_T^{12} < 0.1$, where ΔE_T^{12} is the difference between energies in cones of size $\Delta R = 0.1$ and 0.2 , normalized to the total jet transverse energy E_T

- $N_{tr} = 1$, where N_{tr} is the number of reconstructed tracks with $p_T > 2$ GeV pointing to the cluster.

The above set of criteria leads to an efficiency $\varepsilon_\tau = 0.26$. However, in the present analysis, it was verified that we do not need a very high non- τ rejection because fake τ 's come mainly from reducible W +jets and $t\bar{t}$ backgrounds. ATLFast-b accounts for mis-tagging of τ -jets by providing a fake τ -jet probability during reconstruction, given an efficiency ε_τ . This mistagging probability is applied to all jets of the event and the ones labeled as τ -jets are also passed to the mass reconstruction routines. The rate of events from $t\bar{t}$ increases by a factor of 5-7, depending on the mass window considered, when ε_τ varies in the range 0.26 – 0.50. An efficiency $\varepsilon_\tau = 0.50$ has been used for this analysis allowing higher statistics for signal and background events. The average rejection factor for non- τ jets is, in this case, ~ 100 . Above an efficiency of 50%, it was verified that the overall significance does not significantly improve, when all cuts are applied, because of the increase in the rate of fake τ -jets from the above backgrounds. The choice of this efficiency, with its associated rejection factor is discussed in the considerations of systematic errors, in Sect. 4.

The energy calibration of τ -jets is obtained with the same calibration constants as for other hadronic jets [17]. This method overestimates the τ -jet energy, particularly for low p_T jets, by $\sim 5\%$. However, it has been shown for $H/A \rightarrow \tau\tau$, for example, that the precision on the τ -jet energy reconstruction will not affect significantly [17] the final result. It will shift the reconstructed τ -pair mass both for the signal and for the background $Z \rightarrow \tau\tau$ peak. Ultimately, energy calibration will be very important for a precise determination of the Higgs mass.

3.1.3 Jet Veto Efficiencies

A veto against jets in the central region is an important tool to suppress QCD and $t\bar{t}$ backgrounds. However, pile-up events at the LHC can also produce fake jets in the central region. A full simulation in [16] of these effects has shown that fake jets can be kept at a low level provided that a p_T threshold of 20 GeV is used for jet identification. This study has produced a parametrization of the probability of having a fake jet, given a p_T threshold and an interval of pseudorapidity. This probability is used, in addition with the central jets produced in the process, to check if the event passes the central jet veto cut. About 6% of the signal events are rejected because of these expected fake central jets when using $p_T^{veto} > 20$ GeV.

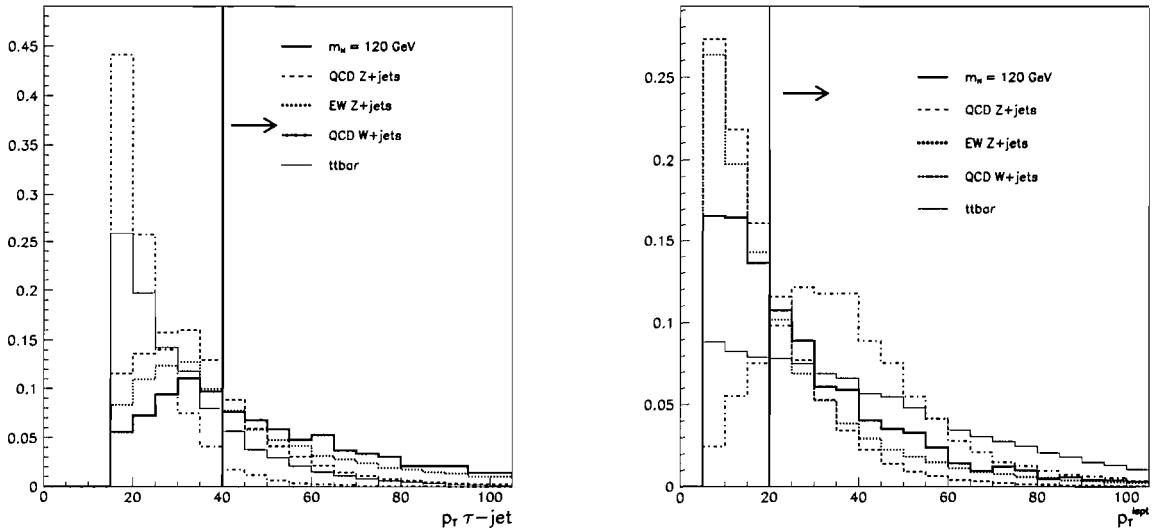


Figure 6: Normalized p_T distributions of the identified τ -jet and of the lepton for $m_H = 120$ GeV Higgs signal and for background processes.

3.2 Basic event selection

The selection for the $H \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow l\nu_l\nu_\tau + hX$ signal in WBF is based on cuts proposed in [3]. They were optimized, however, to ensure maximum acceptance with respect to the ATLAS detector performance for a $m_H \sim 120$ GeV Higgs boson.

A preselection was first applied, requiring one isolated lepton, as defined in Sect. 3.1, two or more hadronic jets and one identified τ -jet. These preliminary cuts are very effective against processes which do not produce many real τ 's such as $t\bar{t}$ and W +jets.

3.2.1 Lepton trigger and cuts on τ -jets

First, the trigger requirement implies a minimum p_T on the lepton from τ -decay (figure 6):

$$p_T^e > 25 \text{ GeV or } p_T^\mu > 20 \text{ GeV}$$

If the trigger thresholds could be lowered, some signal could be recovered.

The identification of hadronic τ decay requires significant transverse momentum of the jet. It has been shown in [17] that the following cut:

$$p_T^h > 40 \text{ GeV.}$$

where h refers to the jet from a hadronic τ decay, is necessary for a good rejection of misidentified τ -jets. These transverse momentum requirements are quite severe and reduce the Higgs signal by a large factor (table 4). However, at lower momenta, hadronic tau-jet efficiency is reduced and rejection of non- τ jets is lower [17]. It was verified that a lower cut on the transverse momentum of the τ -jet does not affect significantly the final result, when the full signal selection is applied.

3.2.2 Forward jet tagging

After having insured the presence of a τ -jet and a lepton, two other jets are required to be reconstructed and well separated from each other:

$$p_{T_{j_1}} \geq 40 \text{ GeV, } p_{T_{j_2}} \geq 20 \text{ GeV } |\eta_j| \leq 5.0, \quad \Delta R_{jj} \geq 0.7. \\ |\eta_{l,h}| \leq 2.5 \quad \Delta R_{jl,h} \geq 0.7 \quad \Delta R_{l,h} \geq 0.7.$$

where h refers to the jet from a hadronic τ decay and ΔR is a separation in the (η, ϕ) plane. Figures 7-a and 7-b show the p_T distribution for the signal and background events for the two jets with the highest transverse momentum.

A second level of cuts is used to require both τ decay products to be well separated in pseudorapidity from the jets and to lie between the tagging jets:

$$\Delta\eta_{jl}, \quad \Delta\eta_{jh} > 0.7 \\ \eta_{j,min} + 0.7 < \eta_{l,h} < \eta_{j,max} - 0.7$$

where $\eta_{j,max}$ and $\eta_{j,min}$ are the pseudorapidities of the two tagging jets. The two forward tagging jets are required to be in opposite hemispheres:

$$\eta_{j_1} \cdot \eta_{j_2} < 0$$

A third level of cuts requires a wide separation in pseudorapidity between of the two tagging jets:

$$\Delta\eta_{tags} = |\eta_{j_1} - \eta_{j_2}| \geq 4.4$$

leaving a gap of at least a 3 units of pseudorapidity in which the τ decay products can be observed. This technique allows to separate weak boson scattering from various backgrounds. It is very efficient at rejecting most of $t\bar{t}$ and W +jets events as well as a fraction of the QCD Z +jj backgrounds (see Figure 7-c). Several values of $\Delta\eta_{tags}$, ranging from 3.8 to 4.4, have been tested without significantly different results, in the final analysis. Overall, about 25% of signal events are accepted by the forward tagging cuts.

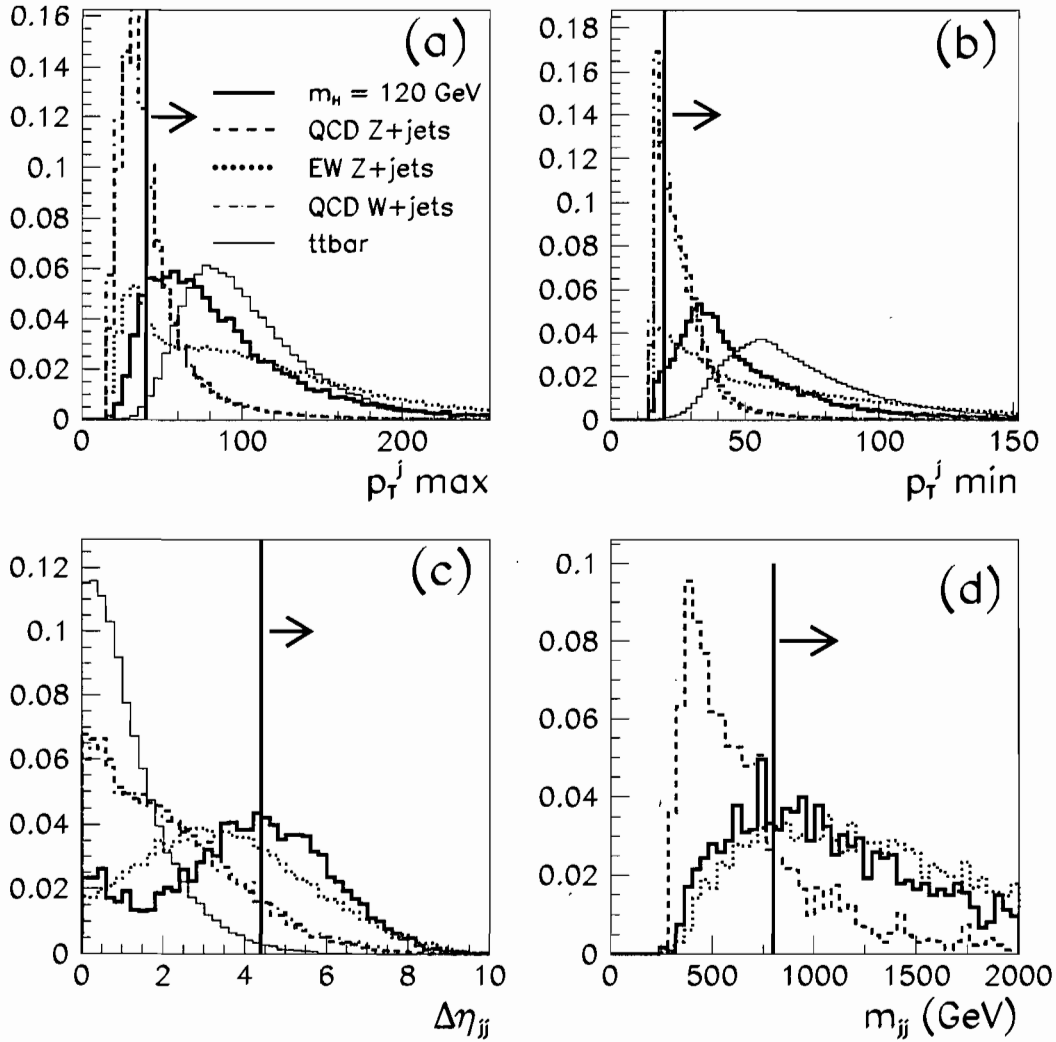


Figure 7: (a) and (b): p_T distributions of the two tagging jets; (c): $\Delta\eta_{jj}$; and (d): invariant mass m_{jj} for a Higgs signal with $m_H = 120$ GeV and for background processes. Forward jets tagging cuts were imposed in the m_{jj} plot. All distributions are normalized to unity. The backgrounds W +jets and $t\bar{t}$ are not shown in (d) as they are not significant in the mass window of interest, after these cuts.

3.3 Further event selection criteria

3.3.1 τ -pair mass reconstruction

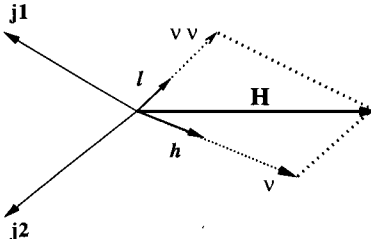


Figure 8: Sketch showing the $\tau - \tau$ invariant mass reconstruction in the “collinear approximation”.

Reconstruction of the Higgs mass requires good τ -pair invariant mass reconstruction from the observable τ decay products and the missing transverse momentum of the event. In the approximation that the neutrinos from the τ decays are collinear with the charged observables (Figure 8), the conservation of the total transverse momentum leads to:

$$(\vec{p}_T^{\tau_1} + \vec{p}_T^{\tau_2}) = \frac{\vec{p}_T^l}{x_l} + \frac{\vec{p}_T^h}{x_h} = \vec{p}_T^l + \vec{p}_T^h + \vec{p}_T. \quad (7)$$

where x_l and x_h are the fractions of the parent τ momenta carried by the lepton (for the τ decaying leptonically) and by the tau-jet (for the τ decaying hadronically). As long as these particles are not back-to-back, Eq. 7 gives two conditions for $x_{l,h}$ and provides the τ momenta. Once $x_{l,h}$ are calculated, the $\tau - \tau$ invariant mass, with the approximation that τ 's are massless, is given by:

$$m_{\tau^+\tau^-}^2 \approx \frac{2p_l \cdot p_h}{x_l x_h} \quad (8)$$

In some cases, detector effects lead to unphysical solutions for the reconstructed momenta: about 8% of the reconstructed τ 's from a 120 GeV Higgs boson signal have an $x_i < 0$. In order to avoid these, a cut on the angle between the τ decay products and on the calculated x_i is applied:

$$\tau\text{-decay products cut:} \quad \cos \theta_{lh} > -0.9, \quad x_{l,h} > 0.$$

3.3.2 Background rejection cuts

For real τ pair events, the resultant missing momentum from the presence of neutrinos can be significant. In the $t\bar{t}$ and W+jets reducible backgrounds, fake τ -jets and leptons from W decay give unphysical solutions with $x > 1$ since the assumption of collinearity of missing momentum with the lepton and jet is not valid. It is also noticed that the x_l distribution is softer for the real τ 's than for the reducible backgrounds because the charged lepton shares the parent τ energy with two ν 's. Requiring:

$$\tau\text{-reconstruction cut:} \quad x_l < 0.75, \quad x_h < 1$$

is very effective in rejecting the W+jets and $t\bar{t}$ reducible backgrounds (figure 9).

At this point, an important fraction of the $t\bar{t}$ and W+jets reducible backgrounds has been rejected with the $\Delta\eta$ cut and the requirement on the τ reconstruction cut (Table 4). The remaining events are severely suppressed by a cut on m_T , the transverse mass calculated from the lepton transverse momentum and the missing \cancel{p}_T . For signal events, this transverse mass distribution reflects the mass of the τ and peaks at low values, but displays a wide tail at higher values since the transverse missing momentum includes a contribution from the neutrinos of the two τ decays. Requiring:

$$m_T \text{ cut:} \quad m_T(l, \cancel{p}_T) = \sqrt{(|p_T(\ell)| + |\cancel{p}_T|)^2 - |\vec{p}_\ell + \vec{\cancel{p}}_T|^2} < 30 \text{ GeV}$$

rejects most of processes involving a W boson, for which the Jacobian peak of the m_T distribution lies much higher (Figure 10). What remains from the $t\bar{t}$ and W+jets processes after this cut in the mass window of the Higgs is negligible. On the other hand, the QCD Zjj background typically occurs at small invariant masses, since real τ 's are involved.

The presence of neutrinos in the final state implies a significant missing p_T in the topology of the events. For low values of p_T^{miss} , the τ 's are essentially back-to-back, making it difficult to reconstruct the τ -pair mass (equation 7). The following cut:

$$p_T^{miss} \text{ cut:} \quad p_T^{miss} > 30 \text{ GeV}$$

is efficient for reducing the Z tail from QCD and EW Zjj backgrounds and hence will improve the signal significance [18].

Further reduction of backgrounds could then be obtained by imposing a cut on the invariant mass of the tagging jets:

$$m_{jj} \text{ cut:} \quad m_{jj} > 700 \text{ GeV}$$

This cut is justified in Figure 7-d, where the m_{jj} distribution for the WBF Higgs signal and the dominant backgrounds processes are shown.

Because of the absence of color exchange between the two scattered quarks in EW processes, soft gluon emissions occur mainly in the very forward and backward regions. However, QCD processes are dominated by t -channel color octet exchange which results in soft gluon radiation mainly in the central region of the detector. A veto on these central jets:

$$\text{Jet veto cut:} \quad p_{T_j}^{\text{veto}} > 20 \text{ GeV}, \quad \eta_{j,\text{min}}^{\text{tag}} + 0.7 < \eta_j^{\text{veto}} < \eta_{j,\text{max}}^{\text{tag}} - 0.7,$$

rejects QCD processes where color exchange produces jets in the central region of the detector. It therefore improves the signal-to-background ratio. It must be noted, however, that this cut is very dependent on the detector resolution and pile-up effects.

4 Results

The reconstructed τ -pair invariant mass for the signal and backgrounds after all the cuts is shown in Figure 11, taking the cut $m_{qq} > 500$ GeV for the QCD Zjj background. The resolution in mass of the reconstructed Higgs resonance, as well as of the Z peak is ~ 10 GeV, with an energy offset of ~ 2 GeV.

The QCD Zjj peak and tail regions consist essentially of true $Z \rightarrow \tau\tau$ events, with only $\sim 5\%$ of events comprising fake τ jets. The small $t\bar{t}$ background, however, consists of $\sim 80\%$ events with fake τ jets.

The effects of the different cuts discussed in the present note, taking a τ -jet efficiency $\varepsilon_\tau = 0.50$, are summarized in Table 4, in which the very small contribution from the Higgs production by the gluon-gluon fusion process is also indicated. Table 5 gives particular attention to the dominant QCD Zjj background which has been produced with different Monte Carlo generators. The differences under the different cases of wt or m_{qq} cuts are due to rare events which remain with a large weight. Mass bins of $[M_H - 10, M_H + 15]$ GeV have been chosen for analyzing the cross sections, considering the τ -pair resolution and the distribution in the tail of the Z peak in the background events.

A number of systematic effects need to be considered.

- the uncertainties due to the fluctuating weights in the QCD Zjj matrix element generator are estimated at ~ 0.03 fb in the background. This is obtained from the scatter of the background cross section around the mean, in Table 4.
- uncertainties arise in the simulation of the level of the backgrounds. QCD Zjj events produced with M.E. calculations yield a higher contribution, by at least a factor of two relative to PYTHIA, to the final number of background events. The matrix element generator is expected to be more reliable, since it accounts for subprocesses

cuts	Hqq	gg fusion	EW Zjj	W+jets	$t\bar{t}$
preselection cuts	28.	101.2	59.3	4.3×10^4	2.07×10^4
lept. trigger	13.7	50.31	22.0	3.4×10^4	1.6×10^4
τ cuts.	6.18	22.65	8.03	3.2×10^3	4.3×10^3
Fwd. tag	1.97	0.176	1.72	30.	29.7
τ decay and reconst.	1.27	0.105	1.09	5.9	6.06
m_T	1.02	0.071	0.92	0.63	1.74
p_T^{miss}	0.81	0.051	0.71	0.58	1.38
m_{jj}	0.71	0.028	0.69	0.37	1.01
Jet veto	0.63	0.014	0.66	0.21	0.14
Mass Window	0.52	0.007	0.06	0.00	0.007

Table 4: Signal and background $\sigma \times BR$ (fb) for $m_H = 120$ GeV events. Results are given after successive cuts. For the QCD Zjj background, see table 5.

with two hard jets in the final state, rather than softer jets produced in leading log approximation by the parton shower in PYTHIA. NLO calculations of Higgs production would yield a cross section higher by 10% than LO calculations [9]. Recent results [19] show that NLO corrections would also contribute $\sim 10\%$ to the QCD Z+jj cross section.

- the tail of the QCD Zjj background needs to be well understood. The fast simulation gives only an approximation. It has been verified that, apart from the $t\bar{t}$ contribution, background events in the Higgs mass region are due essentially to events originating from $Z \rightarrow \tau\tau$ with only 2% contribution from fake τ 's. A variation of the cuts in real data can help confirm the level of expected background and tail. The shape of the tail could also be measured with some precision by considering the Drell-Yan process $q\bar{q} \rightarrow Z \rightarrow \tau\tau$.
- uncertainties in detector performance, such as τ -jet and lepton reconstruction efficiencies and rejection factors. For example, requiring an efficiency of 75% would lead to an increase, in the final analysis, of the $t\bar{t}$ background by a factor 8, while the signal and tail of the Zjj backgrounds would increase by 50%. The net significance of the signal would not be much affected, but the systematic error from background estimation would be larger. In particular, the Zjj tail would mix with the $t\bar{t}$ background making background subtraction difficult.
- other systematic errors relating to calibration, pileup effects, luminosity measurement,

The Higgs mass dependence of the signal is presented in Table 6. There, for an integrated luminosity of 30 fb^{-1} , the number of expected events reconstructed in the ATLAS

	No m_{qq} cut		m_{qq} cut		PYTHIA
	$wt < 50$	$wt < 10$	$m_{qq} > 100$	$m_{qq} > 500$	$p_T > 10$ GeV
preselection cuts	2.1×10^4	1.4×10^4	1.14×10^4	843.2	1.8×10^4
lept. trigger	6925	5041	4642	349.2	5268
τ Id.	1842	1336	1083	117	1182
Fwd. tagg.	23.6	16.1	21.4	12.9	16.5
τ decay and rec.	13.8	9.11	11.1	7.62	8.9
m_T	11.9	7.65	9.61	6.28	7.0
p_T^{miss}	8.31	5.16	4.71	4.28	3.81
m_{jj}	6.63	3.85	3.21	3.15	2.13
Jet veto	8.08	3.21	2.99	2.90	1.73
Mass Window	0.19	0.19	0.21	0.13	0.08

Table 5: $\sigma \times BR$ (fb) for the QCD Zjj backgrounds after successive cuts with M.E. and PYTHIA.

detector for the signal and backgrounds, i.e. QCD+EW Zjj and $t\bar{t}$, is shown. Poisson and Gaussian significances of the signal are shown as well. The Poisson significance is calculated as the equivalent number of standard deviations from a normal distribution, given the Poisson probability of observing $N_S + N_B$ events when N_B events are expected from the background. Figure 12 shows the mass dependence of the signal significance with two estimations of the dominant QCD Z+jets background. As expected, PYTHIA gives a more optimistic significance because it doesn't include all QCD diagrams for the Z+jets process. The Higgs signal in the mass range 115-140 GeV is observable with 5σ significance with 40 fb^{-1} to 60 fb^{-1} integrated luminosity at the LHC.

5 Conclusions

The discovery potential for a Standard Model Higgs boson in the 110-150 GeV mass range has been studied using the vector boson fusion production process, and with $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ decay mode. Semileptonic decay of the τ pair will be observable with a high significance in the mass window 110-140 GeV. Higher masses will require longer running periods at low luminosity, up to 60 fb^{-1} to achieve a better significance because of the diminishing branching ratio of this decay mode.

In addition, these results could be combined with the double leptonic decay of the τ pair [4] to obtain higher statistics for WBF production of the SM Higgs, allowing a measurement of the Yukawa coupling of τ 's.

m_H (GeV)	110	120	130	140	150
N_S	17	15.6	12	9	4
QCD Zjj (M.E.)	18	3.9	1.7	0.87	0.84
QCD Z+jets (PYTHIA)	16.5	2.4	1.2	0.4	0.4
EW Zjj	5.4	1.8	0.75	0.66	0.66
$t\bar{t}$	0.2	0.2	0.4	0.6	0.6
Poisson Significance (M.E.)	3.2	5.0	5.0	4.6	2.5
(PYTHIA)	(3.4)	(5.6)	(5.4)	(4.7)	(2.4)
S/\sqrt{B} (M.E.)	3.6	6.4	7.1	6.2	2.8
(PYTHIA)	(3.7)	(7.4)	(7.8)	(7.0)	(3.1)

Table 6: Number of expected events for the signal and background in mass bin of $[M_H - 10, M_H + 15]$ GeV around the Higgs mass. $\epsilon_\tau = 0.50$ and central jet veto were used. Numbers in last rows show Poisson, as described in the text, and Gaussian significances with PYTHIA QCD Z+jets background.

6 Acknowledgments

We would like to thank D. Zeppenfeld and D. Rainwater for their help with the matrix elements for background processes. We would also like to thank K. Jakobs, E. Richter-Was and the members of the ATLAS Higgs group for very useful discussions and suggestions.

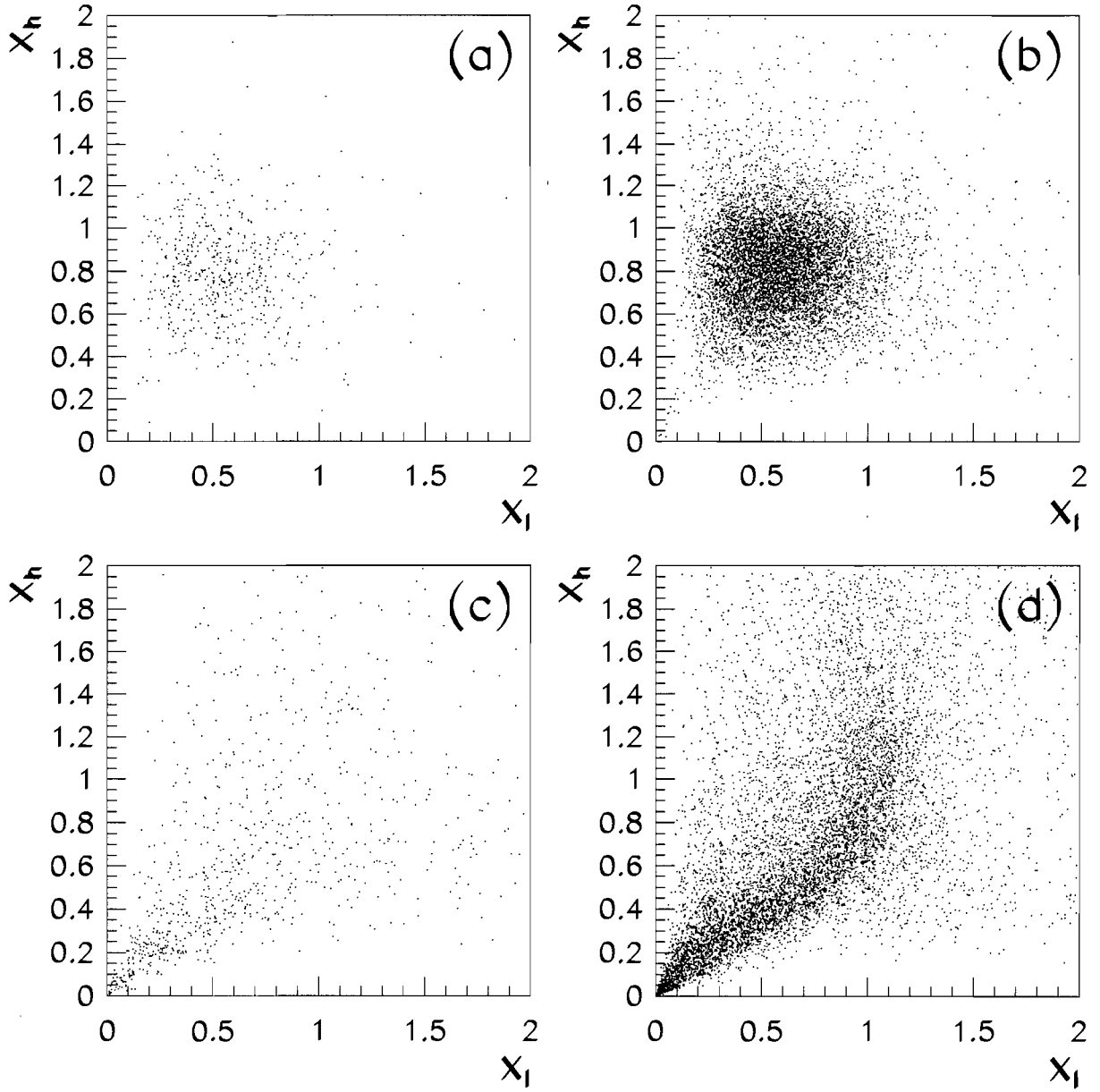


Figure 9: x_h vs x_l after lepton, τ -jet and forward tagging cuts for the Higgs signal (a), the combined EW+QCD Zjj backgrounds (b), the $t\bar{t}$ (c) and W +jets (d) reducible backgrounds

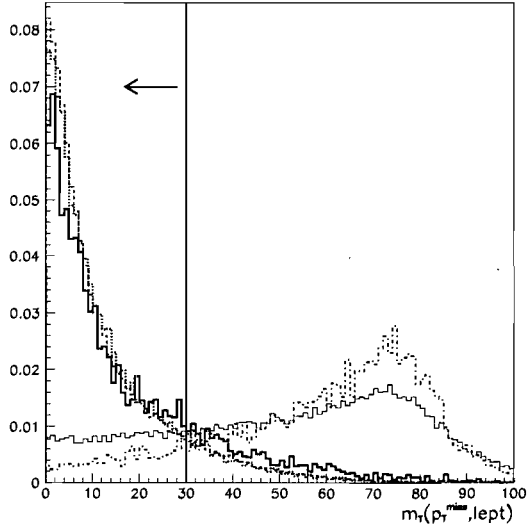


Figure 10: Normalized transverse mass distributions of the $(l - \cancel{p}_T)$ system for $m_H = 120$ GeV signal and background processes. Line types refer to processes as in figure 7.

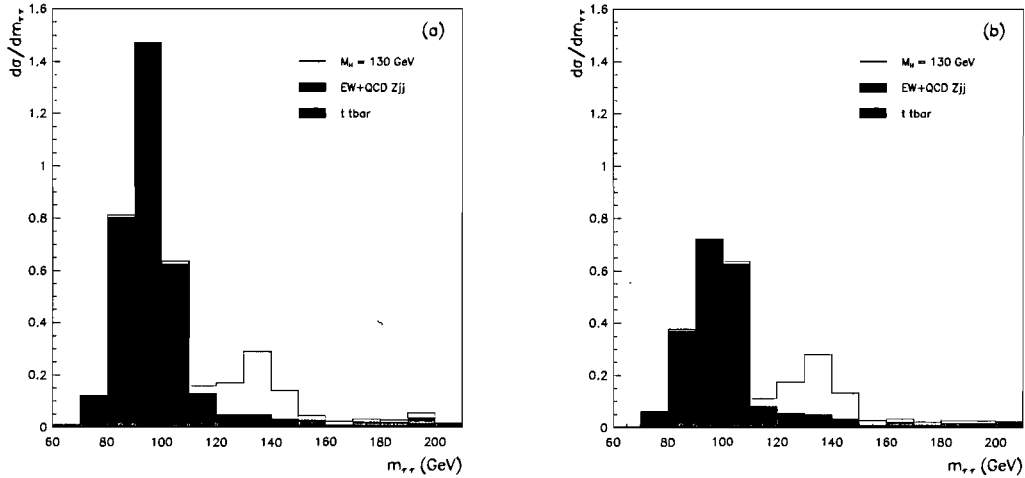


Figure 11: Cross section (fb/GeV) as a function of $\tau-\tau$ invariant mass with $m_H=130$ GeV for signal and background processes including QCD $Z+jj$ with M.E. (a) and PYTHIA (b).

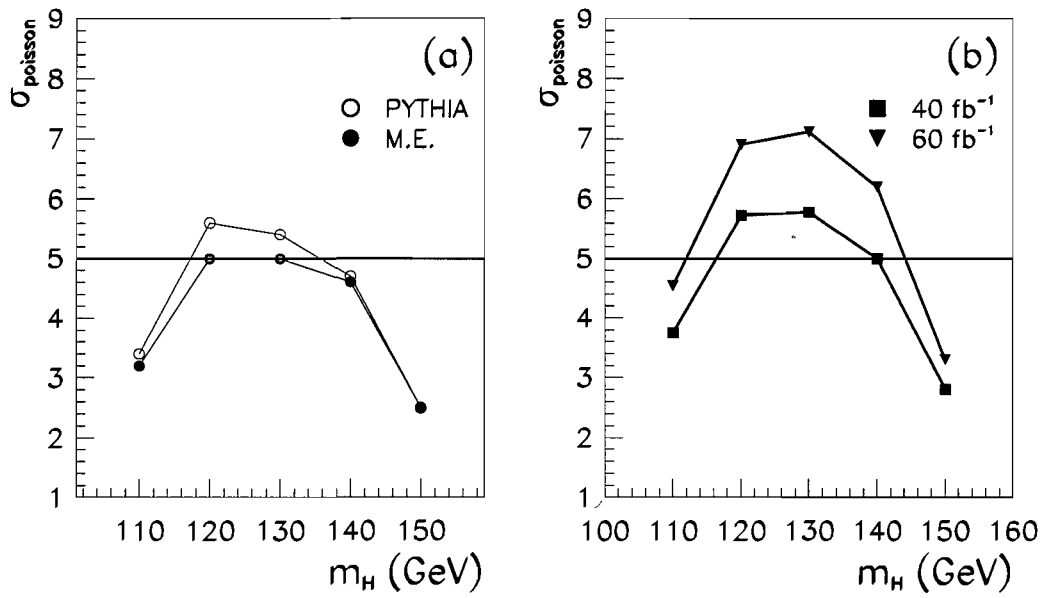


Figure 12: Significance as a function of the Higgs mass for 30 fb^{-1} (a) with M.E. (filled circle) and PYTHIA (open circle) QCD Z+jets background estimation. Figure (b) shows the significance for 30 fb^{-1} and 60 fb^{-1} integrated luminosity with M.E. only.

References

- [1] A. Quadt, 37th Rencontres de Moriond on ElectroWeak interactions and unified theories. March 2002. hep-ex/0207050.
- [2] D. Froidevaux, L. Poggioli, S. Zmushko, $H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu jj$ and $H \rightarrow ZZ \rightarrow \ell\ell jj$ *Particle level studies*, ATL-PHYS-97-103;
V.V. Zmushko, *Forward jet tagging in heavy Higgs production at the LHC*, ATL-PHYS-92-002;
P. Savard and G. Azuelos, *The discovery potential of a Heavy Higgs (m_H 800 GeV) using full GEANT simulation of ATLAS*, ATL-PHYS-98-128;
P. Savard, *Potential de Découverte d'un boson de Higgs Lourd avec le détecteur ATLAS*, Ph.D. Thesis, 1997, Université de Montréal;
V. Cavasinni, D. Costanzo, E. Mazzone and I. Vivarelli, *Search for a Intermediate Mass Higgs boson produced via Vector Boson Fusion in the channel $H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu jj$ with the ATLAS detector*, ATL-PHYS-2002-010;
H. Ruiz, *Discovery potential of a heavy Standard Model Higgs boson through the $H \rightarrow ZZ \rightarrow \ell\nu\nu$ channel at the LHC with the ATLAS detector*, ATL-PHYS-2002-027
- [3] D. Rainwater, *Intermediate-Mass Higgs Searches in Weak Boson Fusion*, Ph.D. Thesis, 1999, Univ. of Wisconsin;
D. Rainwater, D. Zeppenfeld and K. Hagiwara. Phys. Rev. **D59** (1998) 014937-1.
- [4] M. Klute, *A Study of the Weak Boson Fusion, with $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ and $\tau \rightarrow e(\mu)\nu_{e(\mu)}\nu_\tau$* , ATL-PHYS-2002-018
- [5] D. Cavalli, L. Cozzi, L.Perini and P. Pronesti, A^0 and $H^0 \rightarrow \tau\tau$: *full simulation*, ATL-PHYS-93-025;
D. Cavalli, L. Cozzi, L.Perini and S. Resconi, *Search for $A/H \rightarrow \tau\tau$ decays*, ATL-PHYS-94-051;
D. Cavalli and S. Resconi, *Combined Analysis of $A \rightarrow \tau\tau$ Events from Direct and Associated $b\bar{b}A$ Production*, ATL-PHYS-2000-005
- [6] H. L. Lai *et al.* *Global QCD Analysis of Parton Structure of the Nucleon: CTEQ5L Parton Distributions*, Eur. Phys. J. **C12** (2000) 375-392.
- [7] E. Richter-Was, D. Froidevaux and L. Poggioli, *ATLFAST 2.0: A Fast Simulation package for ATLAS*, ATLAS-Phys-98-131.
- [8] T. Sjöstrand. Comp. Phys. Comm. **82** (1994) 74.
- [9] M. Spira. *QCD effects in HIGGS physics* Fortsch. Phys. 46 (1998) 203 (hep-ph/9705337)

- [10] M. Spira, *HDECAY: A program for Higgs boson decay in the Standard Model and its supersymmetric extension*, Comp. Phys. Comm. **108** (1998).
- [11] S. Jadach, Z. Was, R. Deckher and J. H. Kuhn, The τ decay library TAUOLA, version 2.4, Comp. Phys. Comm. **76** (1993) 361 (CERN-TH.6793/93)
- [12] V. Barger, T. Han, J. Ohnemus and D. Zeppenfeld, *et al.* Phys. Rev. Lett. **62** (1989) 1971; Phys. Rev. **D40** (1989) 2888
- [13] G. P. Lepage. J. Comp. Phys. **27** (1978) 192.
- [14] E. Eichten, I. Hinchliffe, K. Lane and C. Quigg. Rev. Mod. Phys. **56** (1984) 579.
- [15] R. Mazini and G. Azuelos. *Interfacing Matrix elements of backgrounds processes for WBF Higgs signal*, ATLAS internal note. In preparation.
- [16] V. Cavasinni, D. Costanzo, I. Vivarelli, *Forward tagging and Jet Veto Studies for Higgs Event produced via Vector Boson Fusion*, ATL-PHYS-2002-008.
- [17] C. Cavalli and S. Resconi, *τ -jet Separation in the ATLAS Detector*, ATL-PHYS-98-118
- [18] T. Takemoto, S. Asai, J. Kanzaki and R. Tanaka. *Study of $H \rightarrow \tau\tau$ (lepton and hadron mode) via Vector Boson Fusion in ATLAS*. ATLAS internal note. In preparation.
- [19] J. Campbell and R. K. Ellis. *Next-to-leading order corrections to $W + 2$ jet and $Z + 2$ jet production at hadron colliders*, Phys.Rev. **D65** (2002) 113007 (hep-ph/0202176)

CHAPITRE 6

IMPACT DE LA RECHERCHE DU BOSON DE HIGGS PRODUIT DANS LA FUSION DES BOSONS VECTORIELS

Les études de la production du boson de Higgs via VBF ont amélioré de façon significative le potentiel de découverte du détecteur ATLAS. Ce chapitre présente une combinaison des résultats de différentes analyses avec celle décrite dans le chapitre 5 ainsi que leur impact sur le potentiel de recherche du Higgs par le détecteur ATLAS et la détermination de certains paramètres du Modèle Standard.

6.1 Le Potentiel de découverte du boson de Higgs

Plusieurs groupes dans ATLAS ^[62-67] ont étudié différents signaux issus d'un boson de Higgs produit via le processus VBF. En particulier, la référence ^[63] décrit la recherche du canal $H \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow ll + E_T^{miss}$, une étude complémentaire à celle présentée dans le chapitre 5. La combinaison des résultats de ces deux études permet d'augmenter sensiblement la significiance statistique du signal $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ dans l'intervalle de masse $110 < M_H < 150 \text{ GeV}/c^2$. La découverte du Higgs uniquement à l'aide de ce mode est réalisable avec une luminosité intégrée de 30 fb^{-1} (Figure 6.1). Le nombre d'événements observés dépend de la résolution en masse du système $\tau\tau$ et surtout de la forme de la distribution de la masse du boson Z reconstruite à l'aide de ces leptons.

La combinaison de tous les résultats de la recherche du boson de Higgs produit dans le processus VBF est présentée dans la figure 6.1 pour une masse comprise entre 110 et 190 GeV/c^2 . Il suffirait d'une luminosité de 10 fb^{-1} pour observer un Higgs uniquement avec ces modes dans l'intervalle $135 < M_H < 190 \text{ GeV}/c^2$ et avec une significiance de 5σ . En combinant les modes issus du processus VBF avec les canaux ^[18] $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow ZZ^{(*)}$ et $t\bar{t}H \rightarrow t\bar{t}b\bar{b}$, la limite inférieure de découverte peut être repoussée jusqu'à $\approx 120 \text{ GeV}/c^2$.

Avec une luminosité intégrée de 30 fb^{-1} , la découverte du boson de Higgs pourrait être faite avec signifiante élevée et sur tout l'intervalle de masse $100 < M_H < 200 \text{ GeV}/c^2$. Plusieurs modes seront disponibles à la fois pour une même masse, et il sera possible de tester les trois modes de production (fusion de gluons, VBF et modes "associés") du boson de Higgs. D'autre part, la variété de signaux disponibles permet d'utiliser pleinement la capacité du détecteur ATLAS.

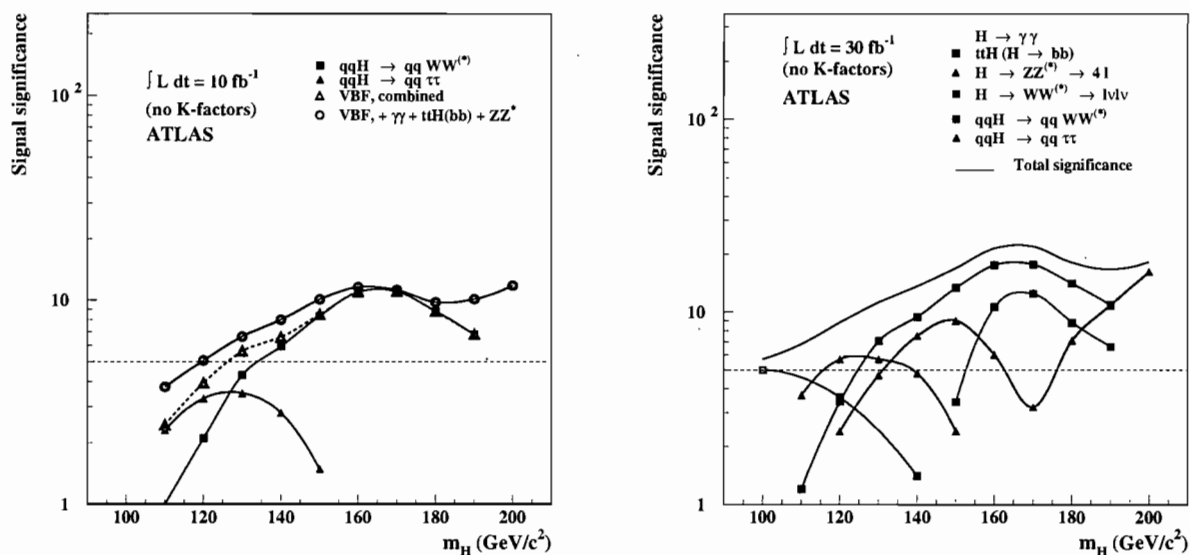


FIG. 6.1 – Potentiel de découverte d'un boson de Higgs avec le détecteur ATLAS pour des luminosités de 10 fb^{-1} et 30 fb^{-1} . Les significances statistiques sont présentées pour chacun des canaux ainsi que pour une combinaison statistique de tous les modes de recherches.

6.2 Détermination des paramètres du boson de Higgs

La détermination des paramètres du Modèle Standard associés au boson du Higgs est une étape cruciale pour confirmer son existence. Il faudra en effet mesurer les différents rapports de branchement et constantes de couplage aux bosons vecteurs et aux fermions et les comparer aux valeurs prédites par le modèle. D'où l'importance de la production du Higgs par le mécanisme VBF car c'est l'unique moyen de mesurer le couplage du Higgs aux leptons.

Le taux de production d'un canal donné est défini par :

$$\sigma \times BR = \frac{N_{S+B} - \langle N_B \rangle}{\epsilon \cdot \eta \cdot \int \mathcal{L} dt} \quad (6.1)$$

où N_{S+B} et $\langle N_B \rangle$ sont le nombre d'événements total et le nombre d'événements des bruits observés respectivement. L'efficacité ϵ et l'acceptance η du détecteur obtenues après toutes les sélections dépendent fortement du canal étudié. $\int \mathcal{L} dt$ est la luminosité intégrée. L'estimation de $\langle N_B \rangle$ doit prendre en compte les incertitudes systématiques des différentes sources de bruit de fond. Une fois tous ces ingrédients connus, il est alors possible de déterminer l'erreur relative sur le taux de production de chaque canal. La figure 6.2 montre ces erreurs pour les canaux visibles pour $M_H < 150 \text{ GeV}/c^2$ pour trois années de fonctionnement à basse (30 fb^{-1}) et haute (300 fb^{-1}) luminosité. Il faut noter que le taux de production du canal $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ présente la plus faible erreur dans cette région. Cependant, c'est le canal $H \rightarrow WW$ qui peut être mesuré avec la plus grande précision sur un domaine de masse plus large ($120 < M_H < 190 \text{ GeV}/c^2$) [68] et c'est pour cela qu'il sera utilisé ultérieurement comme normalisation.

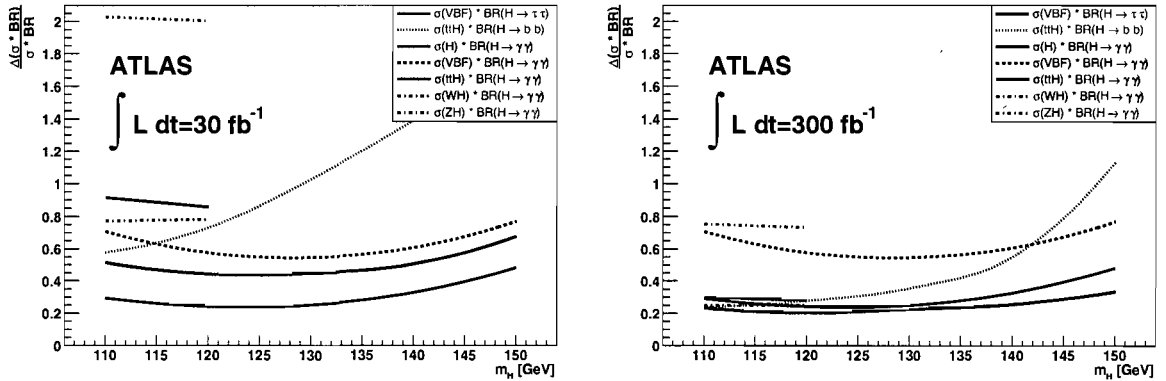


FIG. 6.2 – Incertitude relative sur le mesure de $\sigma \cdot BR$ pour la région de masse $110 < M_H < 150 \text{ GeV}/c^2$.

Une fois que $(\sigma \times BR)$ est connue pour un canal de désintégration donné, il est possible d'extraire la largeur partielle Γ du Higgs pour ce canal. Cependant, il n'est pas possible de mesurer la largeur totale du Higgs dans toute la région de

masse considérée et d'identifier précisément le mode de production du Higgs pour beaucoup de canaux, Il ne sera alors possible de déterminer que le rapport des rapports de branchement. Par exemple :

$$\frac{\sigma \cdot BR(qqH \rightarrow qq\tau\tau)}{\sigma \cdot BR(qqH \rightarrow qqWW)} = \frac{\Gamma_W \Gamma_\tau}{\Gamma_W \Gamma_W} = \frac{\Gamma_\tau}{\Gamma_W} \quad (6.2)$$

où WW et $\tau\tau$ ont le même état final. Plusieurs incertitudes s'annulent lorsqu'on évalue ce rapport, telles la luminosité du LHC, l'efficacité de reconstruction des jets avants, etc... La figure 6.3 montre la précision avec laquelle $\frac{\Gamma_i}{\Gamma_W}$, où $i = (\gamma, \tau, Z)$, peut être évalué. Le canal $H \rightarrow WW$ a été utilisé comme canal de normalisation comme spécifié auparavant. Grâce au mode de production VBF, le rapport $\frac{\Gamma_\tau}{\Gamma_W}$ peut être mesuré avec une précision de 30-50% au bout de 30 fb^{-1} .

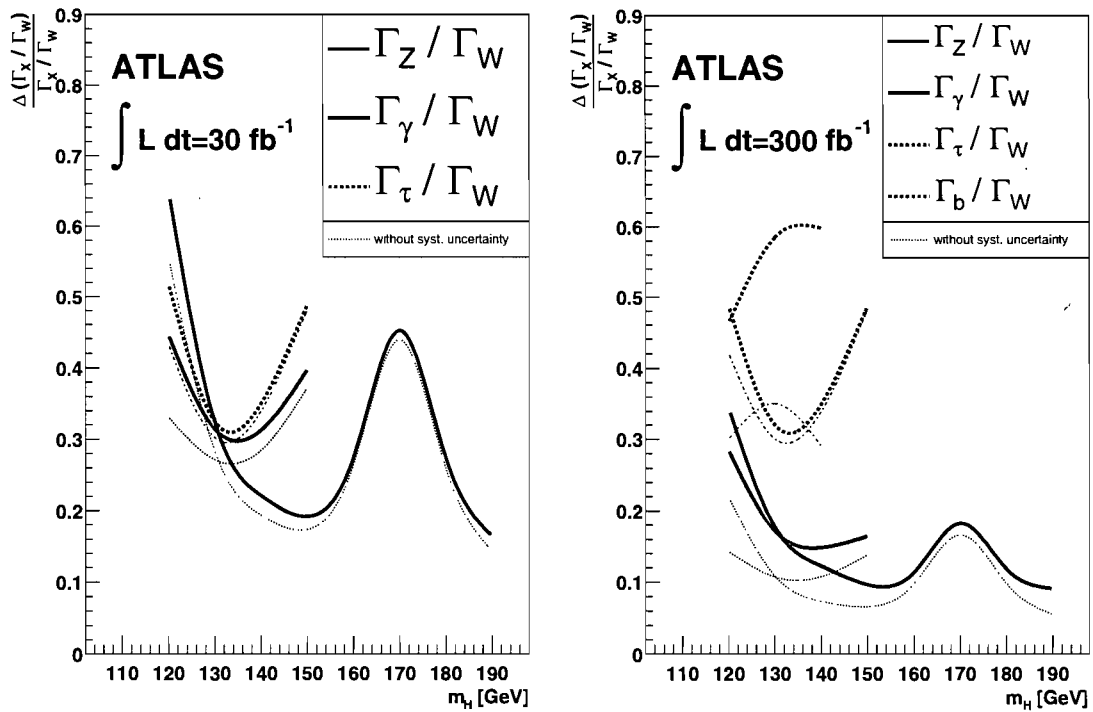


FIG. 6.3 – Incertitude relative sur la mesure des rapport de rapports de branchements.

Il est aussi possible d'extraire les constantes de couplage g (voir chapitre 1) car

il intervient directement dans le rapport de branchement :

$$BR(H \rightarrow \tau\tau) = \beta_\tau \frac{g_\tau^2}{\Gamma_H} \quad (6.3)$$

où Γ_H est la largeur total du H et β_τ est un paramètre calculable théoriquement qui relie g_τ à la largeur partielle de la désintégration $H \rightarrow \tau\tau$. Le rapport des constantes de couplage permet d'éliminer l'inconnue Γ_H . La figure 6.4 montre la précision avec laquelle g_i^2/g_j^2 peut être mesurée avec différents signaux. Le rapport g_τ^2/g^2 pourra être évalué avec une précision de 30-50% avec seulement 30 fb^{-1} .

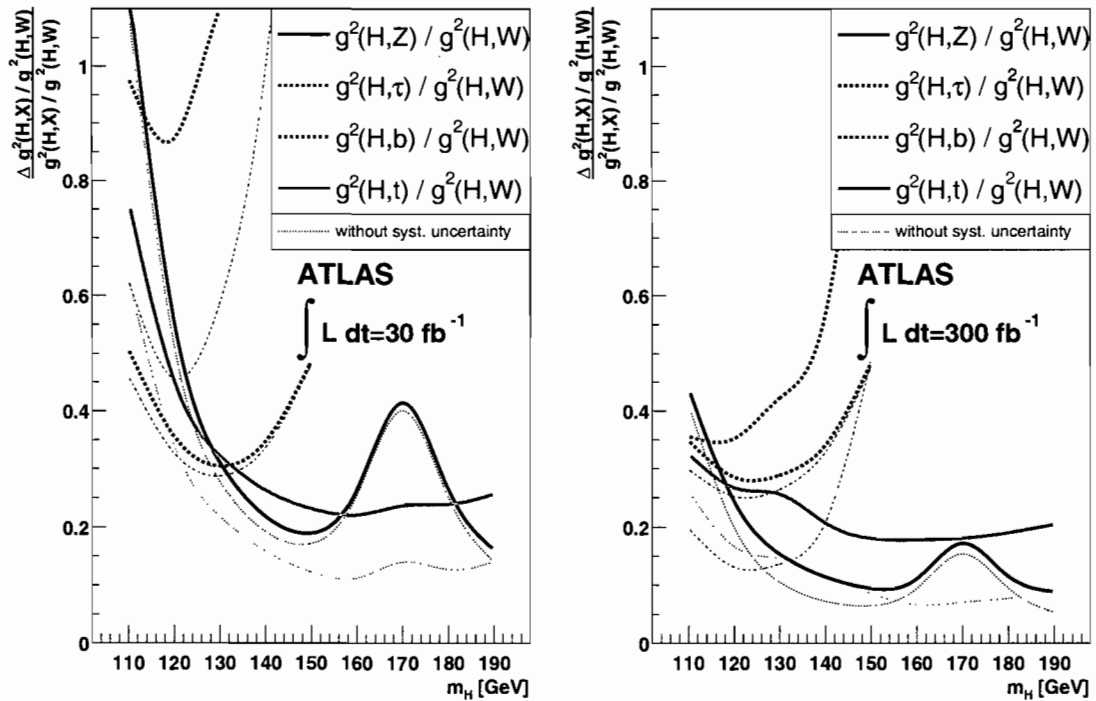


FIG. 6.4 – Incertitude relative sur la mesure des rapports entre les constantes de couplage du Higgs.

CONCLUSION

Le travail effectué au cours de cette thèse a contribué à démontrer la faisabilité de la découverte du boson de Higgs produit par la fusion de bosons vectoriels selon le mode $qq \rightarrow Hqq \rightarrow qq\tau^+\tau^-$. Ce mode est d'une importance cruciale pour tester les prédictions du Modèle Standard car il est l'unique moyen de mesurer le couplage Yukawa du Higgs aux leptons.

La détection d'un tel processus nécessite, entre autres, un très bon fonctionnement du calorimètre avant de ATLAS. Il doit en effet être capable de détecter et reconstruire avec une grande efficacité les jets émis, dans la région "avant", avec le boson de Higgs. L'analyse des tests faisceau a permis une première vérification des performances du calorimètre avant et elle a démontré qu'elles sont en accord avec les exigences requises lors de sa conception initiale. La simulation de ces tests a permis non seulement de reproduire leurs résultats et de mieux les comprendre, mais aussi de valider le programme de simulation GEANT4. Les performances de ce dernier ont été largement testées dans des conditions extrêmes car le calorimètre avant de ATLAS présentait une géométrie unique en comparaison avec les autres détecteurs. Les résultats présentés dans cette thèse, ainsi que d'autres études avec les autres systèmes de ATLAS, ont permis de valider le programme GEANT4 et de montrer qu'il est arrivé à maturité pour être utilisé dans une expérience aussi complexe. GEANT4 est depuis le programme officiel de simulation du détecteur ATLAS et de tous les autres détecteurs qui seront utilisés au LHC.

D'autre part, les résultats obtenus lors de l'étude de la détection du Higgs dans le processus $qq \rightarrow Hqq \rightarrow qq\tau^+\tau^-$ changent complètement le potentiel de découverte du Higgs de masse $110 < M_H < 150 \text{ GeV}/c^2$ avec le détecteur ATLAS. En effet, il était d'un commun accord, vu les résultats antérieurs, que le canal de découverte d'un tel Higgs est $H \rightarrow \gamma\gamma$. Ceci n'est plus le cas avec les résultats publiés dans cette thèse et dans d'autres articles récents de la collaboration ATLAS. Le canal $qq \rightarrow Hqq \rightarrow qq\tau^+\tau^-$ est maintenant le canal de découverte du boson de Higgs, dans cette région de masse, si toutes les hypothèses émises et les estimations

d'incertitudes théoriques et expérimentales se révèlent valables. C'est un résultat crucial compte tenu des limites sur la masse du boson de Higgs telle qu'elles ont été définies par les expériences au LEP. En effet, la sensibilité du détecteur ATLAS est maximale autour de $\sim 120 \text{ GeV}/c^2$ pour $H \rightarrow \tau^+\tau^-$.

La compréhension du processus dominant de bruit de fond, $pp \rightarrow Zjj$ a nécessité une approche différente de celles utilisées dans des études antérieures. Il a été montré que les modèles de gerbes partoniques sous-estiment les processus étudiés dans des configurations très exclusives. Les éléments de matrice exacts permettent d'évaluer correctement les processus étudiés lorsqu'ils sont utilisés dans des conditions réalistes, c-à-d en tenant compte de tous les autres processus adjacents, tels l'émission de partons secondaires ou l'hadronisation, qui accompagnent une interaction entre particules fondamentales. Le générateur qui a été mis au point a été utilisé dans bien d'autres études. Les éléments de matrice, lorsqu'ils existent, constituent maintenant la base de tout générateur Monte Carlo d'événements multijets pour les expériences au LHC.

En conclusion, l'étude du mode de production du boson de Higgs par la fusion de bosons vectoriels, et en particulier le canal $H \rightarrow \tau^+\tau^-$, a permis d'améliorer sensiblement le potentiel de découverte du détecteur ATLAS en augmentant sa sensibilité dans la région $110 < M_H < 120 \text{ GeV}/c^2$ qui faisait défaut avant la présente étude. Les performances du calorimètre avant de ATLAS seront déterminantes dans cette analyse.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] W. Pauli, *Letter to a physicists*, gathering at Tbingen, December 4, 1930. Réimprimée sous : Wolfgang Pauli, *Collected Scientific Papers*, ed. R. Kronig and V. Weisskopf, Interscience, New York, **Vol. 2**, 1313 (1944).
- [2] J. Chadwick, *Proc. Roy. Soc.*, **A136**, 692 (1932).
- [3] E. Fermi, *Z. Physik*, **88**, 161 (1934).
- [4] T. D. Lee and C. N. Yang, *Phys. Rev.* **104**, 254 (1956).
- [5] C. S. Wu *et all*, *Phys. Rev.* **105**, 143 (1957).
- [6] M. Goldhaber, L. Grodzins and A. W. Sunyar, *Phys. Rev* **109**, 1015 (1958).
- [7] N. Cabibbo, *Phys. Rev. Lett.* **10**, 531 (1963).
- [8] S. L. Glashow, *Nucl. Phys.* **22**, 579 (1961); *Rev. Mod. Phys.* **53**, 539 (1980).
- [9] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 1264 (1967); *Rev. Mod. Phys.* **52**, 515 (1980)
- [10] A. Salam, in *Elementary Particle Theory*, ed. N. Svarthol (Almquist and Wiksell, Stockholm, 1968); *Rev. Mod. Phys.* **52**, 525 (1980).
- [11] H. Yukawa, *Proc. Phys. Math. Soc. Japan* **17**, (1935) 48.
- [12] P. W. Higgs, *Phys. Rev. Lett.* **12**, 132 (1964).
- [13] <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG>, ALEPH Collaboration, DELPHI Collaboration, L3 Collaboration, OPAL Collaboration and The LEP Working Group for Higgs Boson Searches, *Phys. Lett.* **B 565**, (2003) 61.
- [14] M. Spira. QCD effects in HIGGS physics. hep-ph/9705337.
- [15] T. Figgy, C. Oleari and D. Zeppenfeld, *Next to Leading Order jet distributions for Higgs boson production via weak boson fusion*, *Phys. Rev.* **D68** (2003) 073005.
- [16] Higgs working group, *Proceedings 3rd Les Houches workshop : Physics at TeV Colliders*, Les Houches, France, 26 May - 6 June. hep-ph/0406152.

- [17] M. Spira, *HDECAY : A program for Higgs boson decay in the Standard Model and its supersymmetric extension*. Comp. Phys. Comm. **108** (1998).
- [18] ATLAS Collaboration, *Detector and Physics Performances Technical Design Report*, CERN/LHCC/99-14, 1999.
- [19] LHC White Book, CERN/AC/93-03; *LHC Conceptual Design Report*, CERN/AC/95-05, 1995.
- [20] ATLAS Collaboration, *Technical Proposal for a General Purpose pp Experiment at the Large Hadron Collider at CERN*, CERN/LHCC/94-43; LHCC/P2, 15 December 1994.
- [21] CMS Collaboration, *CMS Technical Proposal*, CERN/LHCC/94-38, CERN, 1994.
- [22] LHCb Collaboration, *LHCb Technical Proposal*, CERN-LHCC-98-4, CERN, February 1998.
- [23] ALICE Collaboration, *ALICE Technical Proposal*, CERN/LHCC/95-71, CERN 1995. Technical Proposal Addendum 1, CERN/LHCC/96-32, CERN 1996, Technical Proposal Addendum 2, CERN/LHCC/99-13, CERN 1999.
- [24] ATLAS Collaboration, *Magnet System Technical Design Report*, CERN/LHCC/97-18, 30 April 1997.
- [25] ATLAS Collaboration, *Central Solenoid Technical Design Report*, CERN/LHCC/97-21, 30 April 1997.
- [26] ATLAS Collaboration, *End-Cap Toroid Technical Design Report*, CERN/LHCC/97-20. 30 April 1997.
- [27] ATLAS Collaboration, *Barrel Toroid Technical Design Report*, CERN/LHCC/97-19. 30 April 1997.
- [28] ATLAS Collaboration, *Inner Detector Technical Design Report*, Volume 1, CERN/LHCC/97-16; Volume II, CERN/LHCC/97-17, 30 April 1997.
- [29] ATLAS Collaboration, *Pixel Detector Technical Design Report*, Volume 1, CERN/LHCC/98-13, 31 May 1998.

- [30] ATLAS Collaboration, *Calorimeter Performance Technical Design Report*, CERN/LHCC/96-40, 15 December 1996.
- [31] ATLAS Collaboration, *Liquid Argon Calorimeter Technical Design Report*, CERN/LHCC/96-41, 15 December 1996.
- [32] ATLAS Collaboration, *Tile Calorimeter Technical Design Report*, CERN/LHCC/96-42, 15 December 1996.
- [33] ATLAS Collaboration, *Muon Spectrometer Technical Design Report*, CERN/LHCC/97-22, 31 May 1997.
- [34] ATLAS Collaboration, *First-Level Trigger Technical Design Report*, CERN/LHCC/98-14, 30 June 1998.
- [35] ATLAS Collaboration, *High-Level Trigger, Data Acquisition and Controls Technical Design Report*, 2 October 2003, CERN/LHCC/2003-022.
- [36] A. Savine *et al.* Vth Int. Conf. on Calorimetry in High Energy Physics, Upton, New York 1994, ed. H. A. Gordo and D. Rueger, World Scientific, Singapore 1995.
- [37] J. P. Rutherford, VIth Int. Conf. on Calorimetry in High Energy Physics, Frascati 1996, ed. A. Atonelli, S. Bianco, A. Calcaterra and F. L. Fabbri, Frascati Physics Series, **Vol. 6**, 1996.
- [38] J. Armitage *et al.* 5th Int Conf. on Advanced Technology and Particle Physics, Como 1996, ed. E. Borchi, S. Majewski, J. Huston and P. G. Rancoita, Nuc. Phys. B, **61B** 101-105 (1998)
- [39] J. Dubeau *et al.* 5th Int Conf. on Advanced Technology and Particle Physics, Como 1996, ed. E. Borchi, S. Majewski, J. Huston and P. G. Rancoita, Nuc. Phys. B, **61B** 95-100 (1998)
- [40] J. K. Mayer *et al.* VIIth Int. Conf. on Calorimetry in High Energy Physics, Tucson 1997, ed. E. Cheu, T. Embry, J. Rutherford, and R. Wigmans, World Scientific, Singapore 1998.

- [41] A. Savine *et al.* VIIth Int. Conf. on Calorimetry in High Energy Physics, Tucson 1997, ed. E. Cheu, T. Embry, J. Rutherford, and R. Wigmans, World Scientific, Singapore 1998.
- [42] P. Loch, VIIIth Int. Conf. on Calorimetry in High Energy Physics, Lisbon 1999, ed. G. Barreira, a. Gomes, A. Maoi, B. Tome and M. J. Varanda, World Scientific, Singapore, 2000
- [43] R. Brun and F. Carminati, *Geant Detector Description and Simulation Tool*, CERN Programming Library Long Writeup W5013 (1993).
- [44] Geant4 Collaboration, *Geant4 - A Simulation Toolkit*, Nuclear Instruments and Methods **A 506** (2003) 250-303.
- [45] R. Mazini and P. Loch, IXth Int. Conf. on Calorimetry in High Energy Physics, Annecy 2000, ed. B. Aubert, J. Colas, P. Nedelec and L. Poggioli, Frascati Physics Series 2001.
- [46] J. Armitage *et al.* *Electron Results for the ATLAS Forward Calorimeter Module O Test Beam 1998*. ATLAS internal note, ATLAS-LARG-2003-011.
- [47] T. Sjöstrand. Comp. Phys. Comm. **82** (1994) 74.
- [48] HERWIG 6.5, G. Corcella, I. G. Knowles, G. Marchesini, S. Moretti, K. Odagiri, P. Richardson, M. H. Seymour and B. R. Webber, JHEP **0101**, (2001) 010 [hep-ph/0011363]; hep-ph/0210213.
- [49] E.Boos *et al.* [CompHEP Collaboration], *CompHEP 4.4 : Automatic computations from Lagrangians to events*, Nucl. Instrum. Meth. **A534**, (2004) 250 [hep-ph/0403113].
- [50] S. Frixione et B. R. Webber, JHEP **0206** (2002) 029
- [51] M. Bertini, L. Lonnblad and T. Sjostrand, *PYTHIA version 7-0.0 , a proof-of-concept version*. Comput. Phys. Commun. **134**, (2001) 365.
- [52] S. Gieseke, *Event Generators - New Developments*. hep-ph/0210294. The Herwig++ Event Generator : <http://www.hep.phy.cam.ac.uk/theory/Herwig++>.

- [53] T. Gleisberg, S. Hoeche, F. Krauss, A. Schaelicke, S. Schumann, J. Winter, *SHERPA 1.alpha, a proof-of-concept version*, JHEP **0402**, (2004) 056.
- [54] D. Rainwater, D. Zeppenfeld and K. Hagiwara. Phys. Rev. **D59** (1998) 014937-1
- [55] K. H. Hagiwara and D. Zeppenfeld, Nucl. Phys. **B313**, 560 (1989).
- [56] V. Barger, T. Han and D. Zeppenfeld, Phys. Rev. Lett. **62**, 1971 (1989), Phys. Rev. **D40**, 2888 (1989).
- [57] F. A. Berends *et al.* Phys. Lett. **B234** 237 (1989).
- [58] H. Chehime and D. Zeppenfeld, Phys. Rev. **D47**, 3898 (1993).
- [59] *Les houches Guidebook to Monte Carlo Generators for Hadron Colliders*, Proceedings 3rd Les Houches workshop : Physics at TeV Colliders, Les Houches, France, 26 May - 6 June. hep-ph/0403045.
- [60] E. Richter-Was, ATLFAST 1.0 : A package of particle-level analysis. ATLAS-Phys-No-076.
- [61] V. Cavasinni, D. Costanzo and I. Vivarelli, *Forward tagging and jet veto studies studies for Higgs events produced via vector boson fusionin*, ATLAS internal note ATL-PHYS-2002-008 (2002).
- [62] G. Azuelos et R. Mazini, *Searching for $H \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow l\nu_l\nu_\tau + hX$ by vector boson fusion in ATLAS*. ATLAS internal note ATL-PHYS-2003-004 (2003).
- [63] M. Klute, *A study of the weak boson fusion with $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ and $\tau \rightarrow e(\mu)$* , ATLAS internal note ATL-PHYS-2002-018 (2002).
- [64] C. Buttar, R. Harper and K. Jacobs, *$H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow l\nu_l\nu$ as a search mode for an intermediate mass Standard Model Higgs Boson at ATLAS*, ATLAS internal note ATL-PHYS-2002-033 (2002).
- [65] K. Cranmer, P. McNamara, B. Mellado, W. Quayle and San Lan Wu, *Search for Higgs bosons decay $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow l^+l^-P_T^{miss}$ for $115 < M_H < 130$ GeV using vector boson fusion*, ATLAS internal note ATL-PHYS-2003-002 (2003).

- [66] V. Cavasinni, D. Costanzo, E. Mazzone and I. Vivarelli, *Search for an intermediate mass Higgs boson produced via vector boson fusion in the channel $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow l\nu\text{jetjet}$* , ATLAS internal note ATL-PHYS-2002-010 (2002).
- [67] Asai *et al*, ATLAS Scientific Note SN-ATLAS-2003-024 (2003), hep-ph/0402254, Eur. Phys. J., **C32** (2004) 19-54.
- [68] M. Duhrssen, *Prospects for the measurement of Higgs boson coupling parameters in the mass range from 110-190 GeV/c²*, ATLAS internal note ATL-PHYS-2003-030, Phys. Rev. **D70** (2004) 113009.

Annexe I

Émission collinéaire de gluons

Cette annexe présente une explication simplifiée des divergences de la section efficace, observées lors de l'émission d'un gluon tel que décrit par la chromodynamique quantique.

I.1 Expression

La figure I.1 montre une image simplifiée d'un quark de masse m_q qui s'échappe de la région d'interaction puis émet un gluon à faible angle θ . À la suite de ce rayonnement, le quadri-vecteur impulsion du quark est p , avec $p^2 = m_q^2$, et celle du gluon est q . En supposant que le gluon virtuel possède une masse m_g ,

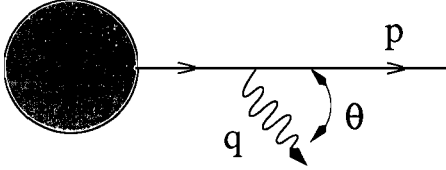


FIG. I.1 – Radiation d'un gluon par un quark à l'état final.

L'amplitude de la probabilité (élément de matrice) d'émission du gluon est le produit du propagateur de quark, du vertex quark-gluon en QCD, du vecteur polarisation du gluon et du spineur du quark :

$$\mathcal{M} = -g_s \frac{p + q + m_q}{(p + q)^2 - m_q^2} \cdot \epsilon^{(\lambda)} \cdot u(p) \sim -g_s \frac{2\epsilon \cdot p}{2p \cdot q + m_g^2} \quad (\text{I.1})$$

En choisissant un référentiel tel que les quadrivecteurs énergie-impulsion du quark et du gluon s'écrivent $p_\mu = (E, 0, 0, |\vec{p}|)$ et $q_\mu = (\omega, 0, |\vec{q}| \sin \theta, |\vec{q}| \cos \theta)$, et en supposant que $\theta \ll 1$, $E \gg m_q$ et $E \gg \omega \gg m_g$, les quantités suivantes peuvent être

réécrites comme :

$$p \simeq E[1 - m_q^2/(2E^2)] \quad q \simeq \omega[1 - m_g^2/(2\omega^2)] \quad (\text{I.2})$$

$$2p \cdot q = 2E\omega - 2|\vec{p}||\vec{q}|\cos\theta \simeq E\omega\left(\theta^2 + \frac{m_q^2}{E^2} + \frac{m_g^2}{\omega^2}\right) \quad (\text{I.3})$$

En tenant compte de toutes ces expressions et en écrivant la polarisation du gluon comme $\epsilon \cdot p \simeq E \sin \theta \simeq E\theta$, l'équation I.1 devient :

$$A \sim \frac{1}{\omega} \cdot \frac{\theta}{\theta^2 + m_q^2/E^2 + m_g^2/\omega^2} \quad (\text{I.4})$$

La section efficace différentielle d'émission est donnée par :

$$d\sigma \sim |\mathcal{M}|^2 d\Phi_g \sim |\mathcal{M}|^2 \omega d\omega d\theta \sim \frac{d\omega}{\omega} \cdot \frac{\theta^2 d\theta}{[\theta^2 + m_q^2/E^2 + m_g^2/\omega^2]^2} \quad (\text{I.5})$$

La section efficace totale est obtenue en intégrant l'équation I.5 sur tous les angles d'émission possibles ainsi que sur le domaine d'énergie du gluon $m_g < \omega < E$. En supposant que $m_g \ll m_q$,

$$\sigma \sim \ln \frac{E}{m_g} \ln \frac{E}{m_q} \quad (\text{I.6})$$

Cette expression n'est valable que pour les quarks lourds. Pour les quarks légers, où la masse est inférieure à l'échelle d'énergie de QCD, σ s'écrit :

$$\sigma \sim \ln^2 \frac{E}{m_g} \quad (\text{I.7})$$

Cette section efficace est issue de l'intégration du terme (I.5) :

$$d\sigma \sim \frac{d\omega}{\omega} \cdot \frac{d\theta}{\theta} \quad (\text{I.8})$$

qui définit le comportement global de $d\sigma$. Dans la limite de haute énergie $E \rightarrow \infty$, $m_g \rightarrow 0$, la section efficace totale diverge pour ces deux domaines :

- $\theta \rightarrow 0$. émission collinéaire de gluon.
- $\omega \rightarrow 0$, émission d'un gluon de faible énergie.

Annexe II

Reconstruction de la masse invariante du système $\tau - \tau$

Le détecteur ATLAS sera capable de mesurer l'impulsion des particules à l'état final ainsi que l'impulsion transverse manquante. Il est cependant impossible de déterminer la composante longitudinale de l'impulsion manquante dans un collisionneur hadronique puisque ce n'est pas les protons initialement accélérés, mais les quarks ou gluons qui les composent, qui produisent l'interaction observée. Les leptons τ ne peuvent pas être détectés directement car ils ont une très faible durée de vie. Il est donc nécessaire de pouvoir les identifier à partir de leur produits de désintégration, qui consistent en une ou plusieurs particules chargées et une certaine quantité d'impulsion manquante due au neutrinos non détectés. Le problème se complique encore quand deux leptons τ sont issus eux-même d'une seule particule, comme un boson Higgs ou Z , dont les paramètres cinématiques sont à déterminer. Soient \vec{k}_1 et \vec{k}_2 les impulsions des particules chargées issues des leptons τ et \vec{p}_T^{τ} le

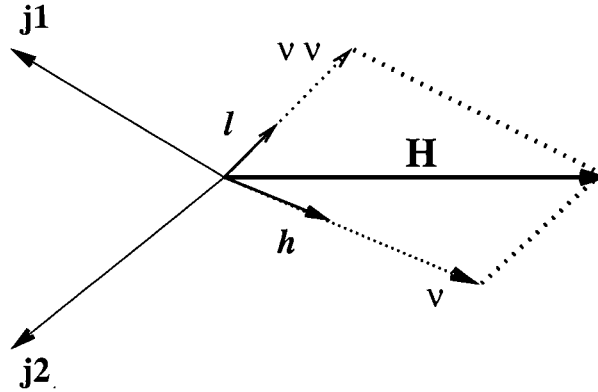


FIG. II.1 – Configuration de $qqH \rightarrow qq\tau\tau \rightarrow j_1j_2lh$ dans l'approximation collinéaire

vecteur impulsion transverse manquante. Toutes les autres particules à l'état final sont ignorées et seuls les neutrinos sont supposés être à l'origine de \vec{p}_T^{τ} . En supposant que les produits de désintégration ont la même direction que le τ qui les a émis,

ou “approximation collinéaire”, comme décrit dans la figure II.1, la conservation de l’impulsion dans le plan transverse permet d’écrire :

$$(\vec{p}_{1T} + \vec{p}_{2T}) = \frac{\vec{k}_{1T}}{x_1} + \frac{\vec{k}_{2T}}{x_2} = \vec{k}_{1T} + \vec{k}_{2T} + \vec{\cancel{p}}_T \quad (\text{II.1})$$

où \vec{p}_1, \vec{p}_2 sont les impulsions des τ s avant désintégration. x_1, x_2 sont les fractions d’impulsion des particules mères (τ) emmenés par les particules chargées. $|x_i| < 1$ et sont les inconnues à déterminer.

Les vecteurs impulsion transverse sont alors reliés par l’équation :

$$\vec{\cancel{p}}_T = \left(\frac{1}{x_1} - 1 \right) \vec{k}_{1T} + \left(\frac{1}{x_2} - 1 \right) \vec{k}_{2T} \quad (\text{II.2})$$

Quand les particules ne sont pas produites “dos-à-dos”, l’équation II.2 donne deux conditions pour x_i , qui permettent d’extraire les impulsions \vec{p}_i/x_i des leptons τ . En faisant les projections sur les directions x et y , l’équation II.2 peut être réécrite sous la forme :

$$\begin{pmatrix} k_{1x} & k_{2x} \\ k_{1y} & k_{2y} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{1}{x_1} - 1 \\ \frac{1}{x_2} - 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cancel{p}_{Tx} \\ \cancel{p}_{Ty} \end{pmatrix} \quad (\text{II.3})$$

qui devient une fois inversée :

$$\begin{pmatrix} \frac{1}{x_1} - 1 \\ \frac{1}{x_2} - 1 \end{pmatrix} = \frac{1}{k_{1x}k_{2y} - k_{1y}k_{2x}} \begin{pmatrix} k_{2y}\cancel{p}_{Tx} - k_{2x}\cancel{p}_{Ty} \\ k_{1x}\cancel{p}_{Ty} - k_{1y}\cancel{p}_{Tx} \end{pmatrix} \quad (\text{II.4})$$

Les fractions x_1 et x_2 , et donc les impulsions des leptons τ , peuvent donc être facilement extraites. La masse invariante du système $\tau - \tau$ peut être reconstruite de la façon suivante :

$$m_{\tau^+\tau^-}^2 = (p_1 + p_2)^2 = 2(p_1 \cdot p_2 + m_\tau^2) \approx 2 \left(\frac{k_1 \cdot k_2}{x_1 x_2} + m_\tau^2 \right) \approx \frac{k_1 \cdot k_2}{x_1 x_2} \quad (\text{II.5})$$