



HAL
open science

Production de paires de Top et effet de Nouvelle Physique. Calibration des jets légers avec le processus W en jet-jet. Mesure de la masse du Top

E. Cogneras

► **To cite this version:**

E. Cogneras. Production de paires de Top et effet de Nouvelle Physique. Calibration des jets légers avec le processus W en jet-jet. Mesure de la masse du Top. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II, 2007. Français. NNT : . tel-00178221

HAL Id: tel-00178221

<https://theses.hal.science/tel-00178221>

Submitted on 10 Oct 2007

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Numéro d'ordre : 1755
EDSF : 535

PCCF T 0706

UNIVERSITE BLAISE PASCAL
(U.F.R. de Recherche Scientifique et Technique)

ECOLE DOCTORALE DES SCIENCES FONDAMENTALES

THÈSE

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR D'UNIVERSITE
(SPECIALITE PHYSIQUE DES PARTICULES)

par

Eric COGNERAS
Maître ès-Sciences, Diplômé d'Etudes Approfondies

**Production de paires de Top et effet de Nouvelle
Physique
Calibration des jets légers avec le processus W en jet-jet
Mesure de la masse du Top**

Thèse soutenue le 29 juin 2007 devant la commission d'examen :

Président :	M.	A.	BALDIT
Rapporteurs :	M	D.	BLOCH
	M	M.	TALBY
Examineurs :	Mme	A.-I.	ETIENVRE
	Mme	P.	FERRARI
	M	D.	FROIDEVAUX
Directeur de thèse :	M	D.	PALLIN

Remerciements

Je remercie le Professeur Alain BALDIT, directeur du Laboratoire de Physique Corpusculaire de Clermont-Ferrand, pour m'avoir accueilli au sein de son établissement et pour avoir accepté de présider le jury de cette thèse.

Je remercie également Francois VAZEILLE, responsable de l'équipe ATLAS du LPC pour m'avoir accueilli au sein de son équipe et pour sa relecture attentive de ce document.

Ma plus profonde gratitude va à Dominique PALLIN, Directeur de Recherche au CNRS, d'abord pour avoir accepté de diriger cette thèse, mais surtout pour sa grande disponibilité, ses précieuses remarques qui m'ont aiguillées tout au long de ces trois années, et ses indéniables qualités humaines.

Je suis redevable à Daniel FROIDEVAUX, Pamela FERRARI et Anne-Isabelle ETIENVRE pour leur participation à la commission qui a jugé ce travail. Je remercie en particulier Mosadek TALBY et Daniel BLOCH, rapporteurs de ma thèse, pour leurs commentaires et suggestions.

Je remercie également tous les membres de l'équipe ATLAS du LPC, passés ou présents, titulaires ou doctorants, pour leur accueil et les nombreuses et fructueuses discussions qui ont ponctué cette thèse. Je remercie tout particulièrement David CALVET pour son aide précieuse en matière d'informatique et pour avoir débusquer les nombreuses coquilles de la version initiale de ce document. Merci aussi à Emmanuel BUSATO pour ses remarques pertinentes. La liste de tous ceux qui ont contribué au bon déroulement de cette thèse étant particulièrement longue, je ne peux malheureusement pas tous les citer, mais je ne les oublie pas.

Ayant eu la chance d'être moniteur, je me suis formé au travail de l'enseignement auprès de Damien VACHER et William BUSSIERE, tout deux Maître de Conférence au LAEPT, que je remercie vivement.

Je ne peux évidemment pas conclure sans remercier mes parents, mes frères et belles-soeurs, et les autres membres de ma famille pour leur soutien indéfectible durant toutes ces années. Je n'oublie pas non plus mes ami(e)s pour leurs encouragements, leur présence constante, et leur compréhension.

Table des matières

Remerciements	1
Introduction	1
1 Le Modèle Standard et au-delà	3
1.1 Naissance du Modèle Standard	3
1.2 Description du Modèle Standard	4
1.2.1 Nomenclature des particules	4
1.2.1.1 Les Fermions	5
1.2.1.2 Les Bosons vecteurs	5
1.2.1.3 Le Boson de Higgs	6
1.2.2 Les idées fondatrices du Modèle Standard	7
1.2.2.1 La Théorie Quantique des Champs	7
1.2.2.2 L'Electrodynamique Quantique ou l'avènement de l'invariance de jauge	7
1.2.2.3 Le développement perturbatif	9
1.2.2.4 La renormalisation	9
1.2.3 Formalisme du Modèle Standard	10
1.2.3.1 La chromodynamique quantique	10
1.2.3.2 La théorie électrofaible	14
1.2.3.3 Le mécanisme de Higgs	14
1.2.4 Les succès du Modèle Standard	18
1.2.5 Les écueils du Modèle Standard	19
1.2.5.1 Les difficultés expérimentales	19
1.2.5.2 Les difficultés théoriques	19
1.2.5.3 Les difficultés liées à la brisure de symétrie électrofaible . . .	21
1.3 Les modèles au-delà du Modèle Standard	22
1.3.1 Les modèles technicouleur	22
1.3.2 Les théories de grande unification	23
1.3.3 Les dimensions supplémentaires	24
1.3.4 La supersymétrie	25
1.3.5 La théorie des cordes	26
1.4 Conclusion	27

2	Le LHC et l'expérience ATLAS	29
2.1	Le Large Hadron Collider	29
2.1.1	Description et performances	30
2.1.2	Le système d'accélération	31
2.1.3	Les expériences auprès du LHC	34
2.1.4	Planning de démarrage	34
2.1.5	Problématiques associées au LHC	34
2.1.5.1	Les événements de biais minimum	34
2.1.5.2	Les événements sous-jacents	35
2.1.5.3	L'effet d'empilement	36
2.2	Le détecteur ATLAS	36
2.2.1	Variables cinématiques utilisées dans ATLAS	37
2.2.2	Le détecteur interne de traces	38
2.2.2.1	Le détecteur à pixels	39
2.2.2.2	Le détecteur à micro-pistes de silicium	40
2.2.2.3	Le détecteur à rayonnement de transition	40
2.2.2.4	L'aimant solénoïdal	40
2.2.3	La calorimétrie	41
2.2.3.1	Le calorimètre électromagnétique	41
2.2.3.2	Le calorimètre hadronique	42
2.2.3.3	Le calorimètre vers l'avant	43
2.2.4	Le spectromètre à muons	44
2.2.5	Le système de déclenchement	45
2.2.5.1	Déclenchement de niveau 1	47
2.2.5.2	Déclenchement de niveau 2	47
2.2.5.3	Déclenchement de haut niveau	47
2.3	L'analyse des données dans ATLAS	49
2.3.1	La grille de calcul	49
2.3.2	La production de données avec ATHENA	50
2.3.2.1	Simulation complète du détecteur ATLAS	50
2.3.2.2	Simulation rapide du détecteur ATLAS	51
2.3.3	La reconstruction des objets physiques dans ATHENA	51
2.3.3.1	Reconstruction des électrons	52
2.3.3.2	Reconstruction des muons	53
2.3.3.3	Reconstruction des jets	54
2.3.3.4	L'identification des jets b	55
2.3.3.5	Evaluation de l'énergie manquante	56
2.3.4	L'analyse des AOD	57
3	Le quark Top dans le Modèle Standard	59
3.1	Les indices de l'existence du quark Top	59
3.1.1	L'annulation des anomalies	59
3.1.2	Désintégration du quark b	60
3.1.3	L'oscillation $B^0 - \bar{B}^0$	60
3.1.4	L'asymétrie avant-arrière dans les réactions $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$	60

3.2	La mesure indirecte de la masse du Top	61
3.3	L'intérêt de l'étude du quark Top	62
3.4	Physique du quark Top dans le Modèle Standard	63
3.4.1	Production du quark Top	63
3.4.2	Désintégration du quark Top	64
3.4.3	Désintégration des paires $t\bar{t}$	65
3.4.3.1	Canal tout hadronique	65
3.4.3.2	Canal tout leptonique	65
3.4.3.3	Canal semi-leptonique	65
3.4.4	Phénoménologie et bruit de fond physique	66
3.5	La mesure directe de la masse du Top au Tevatron	66
3.5.1	Le Tevatron en bref	66
3.5.2	Le quark Top au Tevatron	68
3.6	La mesure directe de la masse du Top avec le détecteur ATLAS	68
4	Pré-traitement des événements dans ATHENA	73
4.1	Lots d'événements utilisés	73
4.2	La présélection des événements	74
4.2.1	Présélection des jets b	76
4.2.2	Présélection des muons	76
4.2.3	Présélection des électrons	78
4.2.4	Présélection des jets légers	78
4.2.5	Conclusion	78
4.3	Calibration des jets	80
4.3.1	Introduction	80
4.3.2	Première étape : calibration des détecteurs	82
4.3.3	Seconde étape : étalonnage au niveau partonique	82
4.3.4	Calibration des jets légers	83
4.3.5	Calibration des jets b	85
5	Reconstruction des événements $t\bar{t}$ avec 2 jets b	87
5.1	Sélection des événements	87
5.1.1	Reconstruction des particules	89
5.1.2	Reconstruction du W hadronique sans connaître le b hadronique	90
5.1.3	Reconstruction du b hadronique sans connaître le W hadronique	92
5.1.4	Reconstruction du W hadronique connaissant le b hadronique	93
5.1.5	Reconstruction du b hadronique connaissant le W hadronique	94
5.1.6	Conclusion	94
5.2	Définition des coupures de sélection	95
5.2.1	Description des coupures 'douces'	96
5.2.2	Description des coupures 'dures'	97
5.2.3	Conclusion	100
5.3	Spectres de masses	100
5.3.1	Estimation de la masse du W hadronique	100
5.3.1.1	Evénements $t\bar{t}$ semileptoniques e et μ	100
5.3.1.2	Prise en compte du bruit de fond physique	102

5.3.2	Estimation de la masse du Top hadronique	102
5.3.2.1	Événements $t\bar{t}$ semileptoniques e et μ	102
5.3.2.2	Prise en compte du bruit de fond physique	105
5.3.2.3	Erreurs systématiques	105
5.3.3	Masse du Top leptonique	108
5.3.4	Masse invariante de la paire $t\bar{t}$	111
5.4	Ajustement cinématique	113
5.4.1	Définition	113
5.4.2	Détermination des termes de résolution	114
5.4.3	Résultats	114
5.4.4	Estimation de la masse du quark Top	114
5.4.5	Erreurs systématiques	118
5.5	Conclusion	120
6	Amélioration de la statistique du lot de Top reconstruits	121
6.1	Diminution de la coupure de présélection sur le P_T des jets légers	121
6.1.1	Motivation	122
6.1.2	Reconstruction du W et Top hadronique	124
6.1.2.1	Etape N0 : Reconstruction des événements avec relaxe de la coupure en P_T des jets légers	124
6.1.2.2	Etape N1 : Suppression des événements avec plus d'un jet de P_T compris entre 20 et 40 GeV/c	127
6.1.2.3	Etape N2 : Suppression des événements dont le W hadronique reconstruit contient le jet de P_T compris entre 20 et 40 GeV/c	129
6.1.3	Conclusion	131
6.2	Reconstruction des événements $t\bar{t}$ n'ayant qu'un jet b reconstruit	131
6.2.1	Reconstruction des particules	132
6.2.1.1	Reconstruction du W hadronique	133
6.2.1.2	Définition des jets b hadronique et leptonique	134
6.2.1.3	Conclusion	134
6.2.2	Coupages de sélection	136
6.2.3	Spectres de masse	137
6.2.3.1	Masse du W hadronique	137
6.2.3.2	Masse du Top hadronique	139
6.2.3.3	Conclusion	140
6.2.4	Une approche plus conservative	141
6.3	Conclusion	143
7	Étalonnage des jets	145
7.1	L'étalonnage attendu	146
7.1.1	L'étalonnage attendu en fonction de l'énergie du parton	146
7.1.2	L'étalonnage attendu en fonction de l'énergie mesurée dans les calorimètres	149
7.2	Coefficients d'étalonnage à partir de la masse observée du W	153
7.2.1	Considérations générales	153
7.2.2	La méthode de rescaling itératif	155

7.2.3	Les autres méthodes	157
7.3	Conclusions	158
8	Vers une stratégie pour les premiers événements $t\bar{t}$ reconstruits : calibration et mesure de masses	161
8.1	Analyse 0 jet b avec détecteur optimisé	161
8.1.1	Sélection des événements	162
8.1.2	Reconstruction des particules	163
8.1.2.1	Reconstruction du W hadronique	163
8.1.2.2	Reconstruction du Top hadronique	164
8.1.2.3	Conclusion	164
8.1.3	Coupures de sélection	165
8.1.4	Spectres de masse	167
8.1.4.1	Masse du W hadronique	167
8.1.4.2	Masse du Top hadronique	167
8.1.4.3	Conclusion	171
8.2	Stratégie au démarrage du LHC	171
8.2.1	Stratégie générale	171
8.2.2	Présélection des premiers événements	171
8.2.3	Reconstruction des premiers événements $t\bar{t}$	172
8.2.4	Calibration des premiers événements $t\bar{t}$	172
8.3	Conclusion	177
9	Potentiel de découverte de résonances $t\bar{t}$ avec le détecteur ATLAS	179
9.1	Génération des résonances Z'	180
9.2	Reconstruction des particules	182
9.2.1	Comparaison des résonances Z' aux paires $t\bar{t}$ du Modèle Standard à l'étape de présélection	182
9.2.2	Reconstruction du W hadronique	183
9.2.3	Reconstruction du Top hadronique	186
9.2.4	Reconstruction du Top leptonique	186
9.2.5	Spectre de masse $t\bar{t}$	190
9.3	Potentiel de découverte à 5σ	190
9.3.1	Méthodologie	190
9.3.2	Efficacité de reconstruction des résonances $t\bar{t}$	192
9.3.3	Efficacité de reconstruction des paires $t\bar{t}$ du Modèle Standard	192
9.3.4	Calcul du potentiel de découverte	193
9.4	Conclusion	194
	Conclusion	197
	Bibliographie	199

Introduction

Depuis la fin des années 1970, des progrès considérables ont été réalisés dans la compréhension du monde de l'infiniment petit. L'ensemble des connaissances accumulées dans ce domaine sont regroupées de manière cohérente dans le Modèle Standard de la Physique des Particules. Les prédictions sont actuellement toutes validées par l'expérience avec une étonnante précision. Cette correspondance des prédictions avec les mesures conforte ainsi les principes fondateurs de ce modèle.

Néanmoins, les moyens expérimentaux actuels n'ont testé le Modèle Standard qu'à l'échelle d'énergie électrofaible et il semble aujourd'hui évident que le Modèle Standard n'est qu'un modèle effectif valide à basse énergie, notamment à cause de sa description de la brisure de symétrie électrofaible qui soulève un certain nombre d'interrogations. Une nouvelle physique est donc attendue à haute énergie (typiquement à l'ordre du TeV), qu'un grand nombre de modèles tente de décrire.

Pour défricher cette échelle d'énergie vierge de toute observation, et ainsi comprendre la Nature, une nouvelle génération de collisionneurs de particules est nécessaire. C'est le rôle dévolu au LHC, actuellement en cours d'installation au CERN, et aux détecteurs placés le long de son grand anneau d'accélération, tel que le détecteur ATLAS.

Les performances de ce détecteur permettront, entre autres, de mener une étude approfondie des propriétés du quark Top, le dernier des six quarks découverts. D'abord, la masse du quark Top est une donnée capitale qui peut contraindre la masse du boson de Higgs, prédit dans le Modèle Standard mais non découvert à ce jour. De plus, la masse très élevée du quark Top lui confère un couplage fort aux éventuelles nouvelles particules prévues par les modèles alternatifs, faisant du Top une excellente sonde pour explorer ces nouvelles théories.

Avant d'entrer dans le vif du sujet, le chapitre 1 se penche sur la description du Modèle Standard en soulignant ses lacunes, et des modèles au-delà du Modèle Standard. Le chapitre 2 développe ensuite le contexte expérimental en insistant sur les caractéristiques instrumentales et logicielles du détecteur ATLAS. Le chapitre 3 passe en revue notre connaissance des propriétés du quark Top.

Le chapitre 4 présente ensuite les méthodes développées dans le cadre de cette thèse pour caractériser les objets reconstruits par l'environnement logiciel du détecteur ATLAS et les critères de présélection permettant de reconstruire les événements.

Les chapitres qui suivent s'attachent à décortiquer les différentes stratégies de reconstruction des événements $t\bar{t}$ envisagées en fonction des capacités du détecteur ATLAS au fur et à mesure de l'amélioration de notre compréhension de ce détecteur. L'objectif n'est cependant pas de mettre en exergue une stratégie en particulier, mais plutôt d'explorer différentes pistes et de sélectionner quelques unes parmi les plus prometteuses. Ainsi, le chapitre 5 décrit l'analyse standard que représente la reconstruction des événements $t\bar{t}$ ayant les deux jets b

identifiés. C'est cette analyse optimale qui permettra de déterminer le plus précisément la masse du quark Top. Pour ce faire, différentes coupures de sélection seront exploitées pour améliorer la pureté du lot de Tops reconstruits, et plusieurs estimateurs de la masse du Top seront mis à l'épreuve.

Le chapitre 6 s'attache ensuite à présenter les pistes explorées pour augmenter le nombre d'événements reconstruits, soit en relâchant les critères de présélection des événements, soit en reconstruisant les événements n'ayant qu'un jet b identifié.

Le chapitre 7 décrit les problématiques liées aux processus d'étalonnage des jets légers, et souligne les différents points qui devront être considérés lors de la calibration des données réelles.

Le chapitre 8 présente ensuite la démarche envisagée pour le traitement des premières données collectées, de la reconstruction des premiers événements au "commissioning" du détecteur ATLAS à l'aide des événements $t\bar{t}$.

Finalement, le chapitre 9, tirant parti des observations des chapitres précédents, abordera la recherche de résonances $t\bar{t}$ dans le cadre d'un détecteur optimisé. L'objectif sera de donner une estimation du potentiel de découverte à partir de la reconstruction des paires $t\bar{t}$ du Modèle Standard.

NOTE AU LECTEUR : Ce document se veut une synthèse du travail effectué au cours de cette thèse. Néanmoins, il nous est apparu important pour une compréhension fine du sujet d'aborder de manière plus exhaustive certains points. Ceci amoindrit l'aspect synthétique du document, en rend la lecture plus fastidieuse mais plus riche.

Chapitre 1

Le Modèle Standard et au-delà

Le cadre théorique actuel de la physique des particules est le Modèle Standard [1], qui décrit les interactions entre les constituants fondamentaux^a de la Nature. Ce modèle, développé dans les années 1970, synthétise l'ensemble des découvertes réalisées au XX^{ème} siècle dans le domaine de la physique des particules. Il a su s'imposer car il est capable de décrire de façon naturelle trois des quatre interactions fondamentales à l'échelle d'énergie actuellement accessible, en se fondant sur des principes de symétrie de jauge.

Après un bref rappel historique, ce chapitre introduit les concepts sur lesquels repose le Modèle Standard puis présente ses caractéristiques. Pour finir, certaines des théories au-delà du Modèle Standard, développées dans le but de pallier les lacunes de ce dernier, seront brièvement discutées.

1.1 Naissance du Modèle Standard

A l'époque helléniste, les grecs Leucippe et Démocrite pensaient que la matière était composée de corps insécables et immuables : les atomes. Au fil des siècles, ce concept disparut au profit des théories empiriques de l'alchimie. Ce n'est qu'à partir du XVIII^{ème} siècle que la chimie moderne, à travers les travaux de Lavoisier entre autre, redonna ses lettres de noblesse au concept d'atome pour développer la théorie des éléments chimiques.

La compréhension du monde de l'infiniment petit s'accéléra au début du XX^{ème} siècle lorsque Röntgen découvrit les rayons X, en 1895. L'année suivante, Becquerel découvrit la radioactivité naturelle, en observant qu'un sel d'uranium pouvait ioniser l'air environnant et impressionner une plaque photographique. Par la suite, Rutherford identifia les rayonnements α et β (1899) et prouva une dizaine d'années plus tard l'existence du noyau atomique en observant la diffusion de particules α à travers une feuille d'or. Avec la découverte de l'électron par Thomson en 1897, l'atome devint alors aux yeux des physiciens une structure composite formée d'un noyau autour duquel gravite un cortège électronique. En 1932, Chadwick découvrit le neutron, dont l'existence avait été pressentie par le manque de proportionnalité entre la masse atomique et la charge électrique du noyau. Le noyau révélait alors sa nature composite, formé de protons et de neutrons.

^aLes constituants fondamentaux, ou particules élémentaires, sont des éléments ponctuels sans structure interne à l'échelle sondée actuellement entre 10^{-18} et 10^{-19} m.

La communauté comprit alors que la radioactivité β n'était autre qu'un électron éjecté du noyau lors de la désintégration d'un neutron en proton. Mais alors un problème se posait. En effet, par conservation de l'énergie, un neutron qui se transforme en proton doit conduire à un électron mono-cinétique. Or l'expérience montre que le spectre du rayonnement β est continu. Pour résoudre cette difficulté tout en préservant les principes de conservation de l'énergie et du moment angulaire, Pauli proposa, dans une lettre datée du 4 Décembre 1930 [2], l'existence d'une nouvelle particule neutre de spin $1/2$ et de très petite masse interagissant très faiblement avec la matière, le neutrino. La mise en évidence directe de l'existence du neutrino ne fut réalisée qu'en 1956 par Fred Reines et Clyde Cowan [3, 4, 5] auprès du réacteur nucléaire de Savannah River.

En parallèle, la théorie quantique des champs permit à Dirac de proposer l'équation d'onde relativiste qui décrit l'électron. Cette équation conduit à deux solutions faisant intervenir pour l'une des énergies positives et pour l'autre des énergies négatives. La seconde parût d'abord être une solution mathématique sans fondement physique, provenant tout simplement de l'approche adoptée. Puis Dirac s'aperçut que cette solution pouvait s'interpréter comme une nouvelle particule identique à l'électron mais de charge opposée : le positron. La notion d'antimatière venait de jaillir. Cette interprétation fut confortée lorsque qu'en 1933 Carl Anderson découvrit le positron [6].

Par la suite, les expériences de diffusion des années 1950 révélèrent une quantité impressionnante de nouvelles particules qui remirent en question la nature fondamentale des protons et des neutrons. Il s'agissait alors d'expliquer le plus naturellement possible cette moisson de nouvelles particules et de comprendre les interactions auxquelles elles sont soumises. Ces études conduisirent M. Gell-Mann et G. Zweig à supposer en 1964 [7] l'existence de particules élémentaires, les quarks (qui étaient au nombre de trois dans ce modèle : u , d et s), dont les protons et les neutrons seraient formés, de même que les particules nouvellement découvertes. Cette hypothèse fut vérifiée en 1969 à SLAC lors d'une expérience de diffusion profondément inélastique, dans laquelle la structure interne des protons était sondée avec des électrons très énergétiques. En 1970, Glashow, Iliopoulos et Maiani [8] prédirent l'existence d'un quatrième quark, le quark c , qui fut découvert indépendamment par les équipes des physiciens américains Ting et Richter sous la forme d'une nouvelle résonance, le J/ψ [9, 10] en 1974.

La synthèse des avancées en physique des particules réalisées en ce début de XX^{ème} siècle aboutit à l'émergence du Modèle Standard dans les années 1960-1970.

1.2 Description du Modèle Standard

1.2.1 Nomenclature des particules

Dans le cadre du Modèle Standard, les particules élémentaires se divisent naturellement en deux sous-ensembles en fonction de leur spin. D'un côté se trouvent les fermions, particules de spin demi-entier, qui obéissent ainsi à la statistique de Fermi-Dirac. Cette dernière, via le principe d'exclusion de Pauli, interdit à deux fermions de même nature de se trouver dans le même état quantique. Cette propriété conduit à ce que les fermions soient des particules de matière en garantissant le fait qu'elles ne s'interpénètrent pas. De l'autre côté se trouvent les bosons, particules de spin entier, qui obéissent donc à la statistique de Bose-Einstein.

	Leptons			Quarks		
	saveur	masse (GeV/c ²)	charge électrique (e)	saveur	masse (GeV/c ²)	charge électrique (e)
Première famille	e^-	511×10^{-6}	-1	d down	$(3 - 7) \cdot 10^{-3}$	$-\frac{1}{3}$
	ν_e	$< 3 \times 10^{-9}$	0	u up	$(1.5 - 3) \cdot 10^{-3}$	$\frac{2}{3}$
Deuxième famille	μ^-	0.106	-1	s strange	$(70 - 120) \cdot 10^{-3}$	$-\frac{1}{3}$
	ν_μ	$< 0.19 \times 10^{-3}$	0	c charm	1.15 - 1.35	$\frac{2}{3}$
Troisième famille	τ^-	1.777	-1	b beauty	4.1 - 4.3	$-\frac{1}{3}$
	ν_τ	< 0.018	0	t top	170.9 [11]	$\frac{2}{3}$

TAB. 1.1 – Masse et charge électrique des fermions du Modèle Standard. [12]

Cette dernière, au contraire de la précédente, autorise la juxtaposition d'état quantique pour plusieurs bosons. Les bosons sont les particules qui propagent les interactions entre les fermions.

1.2.1.1 Les Fermions

Les fermions se scindent à leur tour en deux catégories : les leptons et les quarks. Les leptons, qui existent à l'état libre, sont au nombre de six : l'électron, le neutrino électronique, le muon, le neutrino muonique, le tau et le neutrino tau. A chacun des leptons et quarks est associée une antiparticule de nombres quantiques additifs opposés (*exemple* : la charge électrique).

Les quarks sont également au nombre de six : up (haut), down (bas), strange (étrange), charm (charme), beauty (beauté) et top (sommet). Contrairement aux leptons, les quarks n'ont pas été observés à l'état libre : ils sont confinés en particules composites nommées hadrons. Les hadrons observés sont de deux types :

- les mésons, qui sont l'assemblage d'un quark et d'un anti-quark.
- les baryons, qui sont formés de trois quarks (*comme par exemple les protons et les neutrons*) ou trois anti-quarks (formant alors un anti-baryon).

La raison de la structure des mésons et hadrons sera discutée ultérieurement.

Les fermions, qui sont répertoriés dans le tableau 1.1, peuvent être divisés selon trois familles. La première famille, qui comporte l'électron, le neutrino électronique et les quarks up et down, forme la matière ordinaire, stable en raison de la légèreté de ces fermions. Pour les deux autres familles, la masse plus élevée des particules permet à celles-ci de se désintégrer. La seule façon d'observer des particules de la deuxième et troisième famille est de les produire par collision de haute énergie dans les accélérateurs, ou par interaction des rayons cosmiques avec l'atmosphère.

1.2.1.2 Les Bosons vecteurs

Les bosons, dont les propriétés sont rappelées dans le tableau 1.2, sont les vecteurs des trois types d'interactions dénombrées entre les fermions et décrites dans le cadre du Modèle Standard.

boson	masse (GeV/c ²)	charge électrique (e)	origine
photon	0	0	interaction électromagnétique
W [±]	80.4	±1	interaction faible
Z ⁰	91.19	0	
gluons	0	0	interaction forte

TAB. 1.2 – Masse et charge électrique des bosons du Modèle Standard. [12]

L'interaction électromagnétique, qui décrit les interactions entre les particules chargées électriquement, est responsable des réactions chimiques et de la neutralité électrique des atomes. Le boson qui propage cette interaction est le photon. La portée d'une interaction étant inversement proportionnelle à la masse du boson qui la véhicule, la masse nulle du photon implique que la portée de l'interaction électromagnétique est infinie.

L'interaction faible se manifeste entre autre lors de la désintégration radioactive β . Elle est véhiculée par les trois bosons W⁺, W⁻ et Z⁰. La portée de l'interaction faible étant de quelques centièmes de fm^b, les bosons vecteurs W[±] et Z⁰ ont une masse de l'ordre de la centaine de GeV/c² ^c.

L'interaction forte est responsable de la cohésion des noyaux atomiques, et plus généralement de celle des hadrons. Ses huit bosons vecteurs, les gluons, transmettent l'interaction entre les particules portant une charge de couleur, à savoir les quarks. Bien que la masse des gluons soit nulle, l'interaction forte a néanmoins une portée finie de l'ordre de quelques fm à cause de l'interaction des gluons entre eux.

L'interaction gravitationnelle, qui régit l'attraction entre les corps massifs, est un cas à part. Elle n'est pas décrite dans le cadre du Modèle Standard car aucune théorie éprouvée à l'heure actuelle ne réussit à incorporer la description de la gravitation dans un formalisme compatible avec les trois autres forces. Cependant, par analogie avec les autres interactions, elle est pourvue d'un boson, le graviton, de spin 2. Aux énergies disponibles actuellement dans les accélérateurs, les effets de la gravitation sont négligeables et par conséquent, le Modèle Standard ne souffre pas de cette absence.

1.2.1.3 Le Boson de Higgs

En l'état, les fermions et les bosons du Modèle Standard sont sans masse. Pour que ces particules acquièrent une masse, le Modèle Standard fait appel à un boson scalaire de spin nul, le boson de Higgs, dont le couplage aux fermions et aux bosons génère une masse à ces derniers. Le mécanisme mis en jeu sera décrit dans la suite.

Cependant, le boson de Higgs n'a toujours pas été mis en évidence expérimentalement, handicapant ainsi la pertinence du Modèle Standard. Cette situation tend ainsi à justifier le développement des théories au-delà du Modèle Standard. Actuellement, la recherche directe du boson de Higgs au LEP n'a permis de borner sa masse que par valeur inférieure : $M_{Higgs} > 114.4 \text{ GeV}/c^2$.

^b1 femtomètre (fm) = 10⁻¹⁵ m

^cL'électron-volt (eV) est l'unité d'énergie couramment utilisée en physique des particules : 1 eV = 1.6 × 10⁻¹⁹ J. En conséquence, les masses s'expriment en multiples de eV/c²

1.2.2 Les idées fondatrices du Modèle Standard

Le Modèle Standard fait appel à des principes fondamentaux qui échappent au sens commun et à la description de la physique classique telle qu'elle était abordée depuis l'époque galiléenne. Cette section a donc pour but d'introduire les principes fondateurs sur lesquels repose le Modèle Standard, avant d'entamer sa description.

1.2.2.1 La Théorie Quantique des Champs

Pour appréhender l'infiniment petit, il est nécessaire de se placer dans le cadre de la mécanique quantique, dans laquelle les interactions sont abordées en terme de probabilité de transition d'un état initial vers un état final. Le principe d'inégalité de Heisenberg impose d'utiliser des sondes de plus en plus énergétiques pour explorer plus finement la matière. Ainsi, les particules-sondes utilisées sont accélérées de sorte que leur impulsion devient très grande devant leur masse : il faut donc recourir à une approche relativiste.

Or, la mécanique quantique (dans sa première élaboration) et la relativité restreinte sont incompatibles. La relativité restreinte stipule que l'espace et le temps sont de même nature et ont donc le même comportement : ils doivent donc être traités de la même façon. A contrario, la mécanique quantique admet des opérateurs de position alors que le temps n'est qu'un paramètre. La théorie quantique des champs [13] résout le problème en associant à chaque particule un champs $\psi(\vec{x}, t)$ ayant pour paramètre l'espace et le temps, renouant ainsi avec la relativité restreinte.

De plus, il est possible dans ce nouveau cadre de faire varier le nombre de champs, et donc d'appréhender la création et l'annihilation des particules, en accord avec la relation d'équivalence masse-énergie énoncée par Einstein, qui permet à la matière de se transformer en énergie et inversement.

L'ensemble des informations sur la théorie considérée est contenu dans le lagrangien \mathcal{L} qui est une fonction des champs et de leurs dérivées partielles utilisée dans le formalisme canonique de la mécanique quantique. L'étude de ce lagrangien permet donc d'extraire la masse des particules, le couplage des interactions ou l'expression des propagateurs des champs. Les équations du mouvement sont issues du lagrangien en demandant que l'action, définie par $S = \int \mathcal{L} dx^4$, soit extrémale.

1.2.2.2 L'Electrodynamique Quantique ou l'avènement de l'invariance de jauge

Un certain nombre de symétries s'observent dans la nature :

- Les symétries d'espace-temps telles que les rotations d'espace, les translations d'espace ou de temps et les transformations de Lorentz.
- Les symétries internes, qui ne dépendent pas de l'espace-temps, et peuvent être discrètes (parité, conjugaison de charge, renversement du temps) ou continues.

Via le théorème de Noether, les symétries, qui témoignent de l'invariance d'un système vis à vis d'une transformation, correspondent à une quantité conservée. C'est ainsi que l'invariance par translation dans le temps est liée à la conservation de l'énergie, que l'invariance par translation d'espace correspond à la conservation de la quantité de mouvement et que l'invariance par rotation dans l'espace conduit à la conservation du moment angulaire.

Le Modèle Standard se fonde sur le principe d'invariance de jauge locale, dans lequel l'invariance du lagrangien vis à vis d'une transformation fait apparaître les termes qui décrivent l'interaction et les bosons vecteurs de cette interaction. Ce principe est illustré ici à travers la description de l'électrodynamique quantique (QED) [14], qui fut son premier succès.

Considérons un champ fermionique ψ libre satisfaisant au lagrangien de Dirac :

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi \quad (1.1)$$

Puisque le changement de phase global est autorisé dans le cadre des théories quantiques, la transformation $\psi \rightarrow e^{ie\xi}\psi$, où ξ est une constante réelle quelconque et e la charge électrique, laisse \mathcal{L} invariant. Cette transformation correspond au groupe abélien $U(1)$.

Par application du théorème de Noether, la charge électrique est globalement conservée par cette invariance (ξ est une constante), et le courant associé s'exprime comme :

$$j^\mu = e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi \quad (1.2)$$

Cependant, la charge électrique doit pouvoir être conservée localement, pour une transformation où ξ est une fonction de l'espace-temps \mathbf{x} , et non une constante. Sous une telle transformation, le lagrangien n'est plus invariant et devient :

$$\begin{aligned} \psi &\rightarrow e^{ie\xi(\mathbf{x})}\psi \\ \mathcal{L} &\rightarrow \mathcal{L} - e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi\partial_\mu\xi \end{aligned} \quad (1.3)$$

Pour compenser le terme $e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi\partial_\mu\xi$ qui viole l'invariance du lagrangien, un nouveau champ vectoriel est ajouté au lagrangien. Ce champ, noté A_μ , se transforme sous le groupe $U(1)$ comme :

$$A_\mu \rightarrow A_\mu + \partial_\mu\xi \quad (1.4)$$

Ce nouveau champ se couple au courant j^μ de sorte que le lagrangien devienne :

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi + A_\mu j^\mu \quad (1.5)$$

$$= \bar{\psi}(i\gamma^\mu(\partial_\mu - ieA_\mu) - m)\psi \quad (1.6)$$

En définissant la dérivée covariante $D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu$, il apparaît que $D_\mu\psi$ se transforme comme le champ ψ sous la transformation $U(1)$:

$$D_\mu\psi \rightarrow e^{ie\xi(\mathbf{x})}D_\mu\psi \quad (1.7)$$

démontrant ainsi l'invariance de ce nouveau lagrangien sous $U(1)$.

A ce stade, le champ A_μ n'est qu'un champ statique qui peut être éliminé en dérivant les équations du mouvement. Un terme cinétique doit donc être ajouté pour permettre la propagation du champ de jauge. La contrainte d'invariance de jauge pour ce terme cinétique conduit à le définir comme :

$$\mathcal{L}_{cin} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \text{ avec} \quad (1.8)$$

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \quad (1.9)$$

Le lagrangien de l'électrodynamique quantique s'écrit finalement :

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \bar{\psi} (i\gamma^\mu D_\mu - m) \psi - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \\ &= \underbrace{\bar{\psi} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi}_{\text{champ } \psi \text{ libre}} + \underbrace{e\bar{\psi}\gamma^\mu A_\mu\psi}_{\text{terme d'interaction}} - \underbrace{\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}}_{\text{Champ } A_\mu \text{ libre}} \end{aligned} \quad (1.10)$$

Les équations du mouvement dérivant de ce lagrangien aboutissent aux équations de Maxwell, connues depuis le XIX^{ème} siècle, validant ainsi l'approche par les symétries de jauge.

Notons que l'ajout d'un terme de masse pour le boson de jauge, du type $m^2 A_\mu A^\mu$, est interdit car il violerait l'invariance de jauge. Le boson de jauge de l'électrodynamique est donc nécessairement de masse nulle, ce qui correspond bien au photon.

Cette dérivation de l'électrodynamique quantique peut paraître "ad hoc" mais son origine se trouve dans l'analogie avec la relativité générale et la géométrie dans un espace non euclidien. Ces théories font appel à la géométrie différentielle où l'idée est de comparer deux points de l'espace temps uniquement s'ils sont dans le même système de coordonnées : il faut donc les déplacer par un transport parallèle [15].

Le principe d'invariance de jauge, appliqué ici pour l'électrodynamique quantique, est comme nous venons de le voir d'une grande richesse. Il sera donc employé par la suite pour décrire les interactions faible et forte, aboutissant ainsi à la formulation actuelle du Modèle Standard.

1.2.2.3 Le développement perturbatif

De nos jours, aucun outil mathématique ne permet de calculer les amplitudes de transition des processus physiques de façon exacte. Par conséquent, les calculs sont menés à l'aide d'un développement perturbatif en série de puissances de la constante de couplage λ de l'interaction. Evidemment, cette méthode implique $\lambda \ll 1$ de sorte que les termes d'ordres supérieurs ne divergent pas.

A chaque terme du développement est associé un ensemble de diagrammes, appelés graphes de Feynman, hiérarchisés en fonction du nombre de vertex qu'ils contiennent. La figure 1.1 montre par exemple ce développement en diagrammes de Feynman pour le processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$. Le premier ordre correspond aux diagrammes en arbre, sans boucle. Les diagrammes d'ordres supérieurs contiennent notamment des boucles relatives aux contributions quantiques du vide. Ces boucles conduisent à des intégrales divergentes car le quadri-moment des particules dans la boucle n'est pas contraint.

1.2.2.4 La renormalisation

La procédure de renormalisation intervient dans les calculs au-delà du premier ordre, pour lesquels le lagrangien doit être reparamétré ou renormalisé. Elle a pour but d'absorber les infinis générés par les boucles du développement perturbatif dans une redéfinition des constantes de couplage et des propagateurs des champs. Ainsi, pour un processus calculé à une échelle d'énergie donnée (l'échelle de renormalisation), les contributions de toutes les boucles aux ordres supérieurs sont absorbées dans la constante de couplage. La constante de

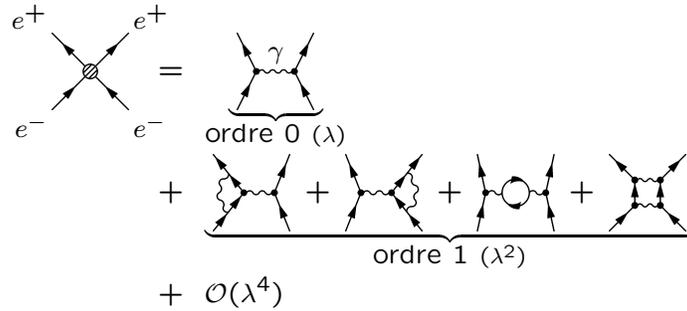


FIG. 1.1 – Un exemple de l’approche perturbative des graphes de Feynman avec le processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$.

couplage initiale est donc remplacée par une constante de couplage effective qui dépend de l’énergie à laquelle est sondé le processus.

A première vue, la renormalisation semble être une astuce mathématique pour absorber les divergences : il n’en est rien. La motivation physique de la renormalisation est que les constantes de couplage mesurées dans les expériences dépendent de l’échelle d’énergie de la sonde. Pour comparer les mesures aux prédictions théoriques, il faut tenir compte dans les calculs de la contribution des échelles d’énergie plus grande.

Ainsi, les constantes de couplage varient en fonction de l’énergie du système. A titre d’exemple, la figure 1.2 montre l’évolution de l’inverse des constantes de couplage des interactions forte, faible et électromagnétique dans le cadre du Modèle Standard en fonction de l’énergie.

1.2.3 Formalisme du Modèle Standard

Les principes fondateurs et les outils du Modèle Standard étant maintenant présentés, la section qui vient s’attache à décrire ses interactions et la façon dont les masses des bosons de jauge sont générées.

Le Modèle Standard est une théorie de jauge invariante sous les transformations du groupe

$$SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \quad (1.11)$$

où $SU(3)_c$ est le groupe de jauge de la chromodynamique quantique qui décrit l’interaction forte et $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ est le groupe de jauge unifiant l’électromagnétisme à l’interaction faible dans le cadre de la théorie électrofaible.

1.2.3.1 La chromodynamique quantique

Le modèle des quarks fut introduit par Gell-Man et Zweig [7] en 1963 pour expliquer le très grand nombre d’états hadroniques observés. Le premier modèle, élaboré à partir des trois quarks connus à l’époque (up, down, strange), suffisait à reconstruire tous les hadrons connus. Il prédisait également l’existence du baryon Ω , qui fut découvert en 1973 [16], validant ainsi cette approche.

Cependant, la particule Ω est un état lié sss de spin $\frac{3}{2}$: les trois quarks s portant les mêmes nombres quantiques, le principe d’exclusion de Pauli est violé sauf si chacun des trois

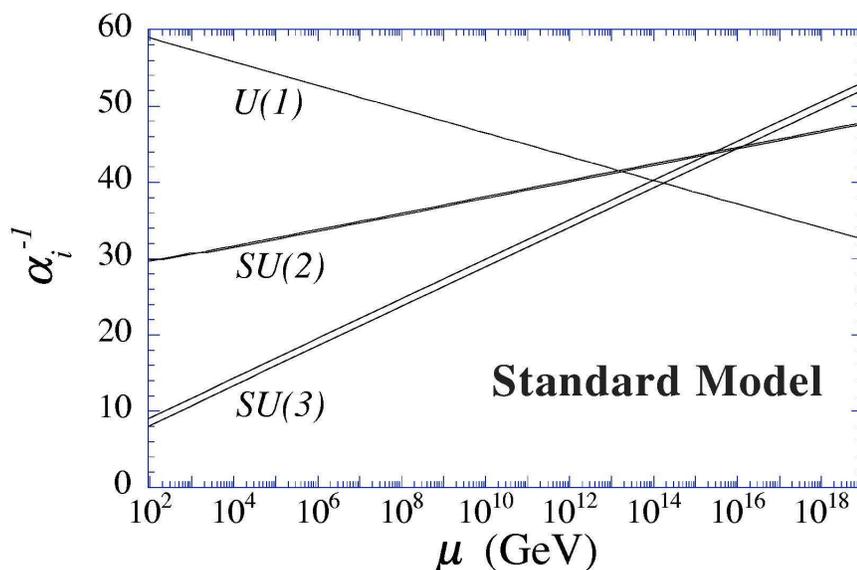


FIG. 1.2 – Evolution de l'inverse des constantes de couplage des interactions électromagnétique ($U(1)$), faible ($SU(2)$) et forte ($SU(3)$) dans le cadre du Modèle Standard.

quarks porte un nouveau nombre quantique de valeur différente pour chacun d'entre eux. Ce nombre quantique est appelé charge de couleur par analogie avec les trois couleurs primaires : rouge (R), vert (G), bleu (B).

La conservation de la charge de couleur par l'interaction forte induit l'existence d'une nouvelle symétrie, dont le représentant le plus simple est le groupe de symétrie $SU(3)_c$, l'indice c rappelant que cette symétrie conserve la couleur. Ainsi, la chromodynamique quantique est la théorie de jauge qui décrit la conservation de la charge de couleur dans l'interaction forte. Contrairement à l'électrodynamique quantique, ce groupe de symétrie n'est pas commutatif. Il possède huit générateurs $\lambda_{a=1\dots 8}$ (les matrices de Gell-Mann) et son algèbre de Lie est donnée par $[\lambda_a, \lambda_b] = f_{abc}\lambda_c$ où les f_{abc} sont les constantes de structure du groupe. Chaque quark s'écrit donc sous la forme d'un triplet de $SU(3)_c$:

$$\Psi = \begin{pmatrix} \Psi_R \\ \Psi_G \\ \Psi_B \end{pmatrix} \quad (1.12)$$

A l'instar de l'électrodynamique quantique, une dérivée covariante est introduite pour conserver l'invariance locale du lagrangien sous la symétrie de couleur. Cette conservation conduit à introduire pour les huit générateurs du groupe les huit bosons de jauge que sont les gluons. Cette dérivée covariante s'écrit :

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_s \lambda_a G_\mu^a \quad (1.13)$$

avec

G_μ^a les générateurs du groupes
 g_s la constante de couplage fort

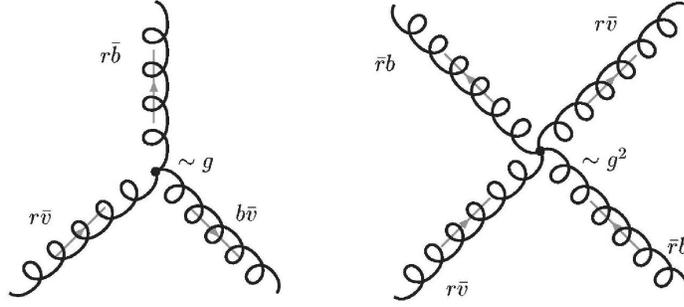


FIG. 1.3 – Vertex à trois branches (gauche) et quatre branches (droite) d’auto-interaction des gluons.

Le terme cinétique des bosons de jauge dans le lagrangien s’obtient de la même façon qu’en électrodynamique quantique. Cependant, le caractère non abélien de la chromodynamique quantique implique que les gluons sont eux-même porteurs de la charge de couleur. Il peuvent donc interagir ensemble via l’interaction dont ils sont les médiateurs. Cette propriété se traduit par des termes supplémentaires dans le lagrangien, lequel s’exprime, pour un quark, comme :

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{QCD} &= \bar{\Psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\Psi - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} \\
 &= \underbrace{\bar{\Psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\Psi}_{\text{terme quarks libres}} + \underbrace{g_s \bar{\Psi}\gamma^\mu \lambda_a \Psi G_\mu^a}_{\text{couplage quarks / gluons}} - \underbrace{\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}}_{\text{terme gluons libres}} \quad (1.14)
 \end{aligned}$$

avec $G_{\mu\nu}^a = \underbrace{\partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a}_{\text{terme analogue à QED}} - \underbrace{f_{bc}^a G_\mu^b G_\nu^c}_{\text{terme non abélien}}$

La partie non abélienne du lagrangien fait apparaître des termes de la forme ∂GGG et $GGGG$ qui correspondent respectivement à des vertex d’auto-interaction à trois et quatre gluons (figure 1.3).

Ces termes introduisent un comportement différent dans les graphes de Feynman d’ordre supérieur à 1. Alors qu’au premier ordre du développement perturbatif, la constante de couplage nue de la chromodynamique quantique s’exprime comme :

$$(\alpha_S)_0 = \frac{g_0^2}{4\pi} \quad (1.15)$$

En poussant le développement à des ordres supérieurs en fixant l’échelle de renormalisation à μ^2 , pour un moment transféré Q^2 dans le domaine d’énergie où la chromodynamique quantique peut se développer de façon perturbative, la constante de couplage de la chromodynamique quantique devient [17] :

$$\alpha_S(Q^2) = \frac{\alpha_S(\mu^2)}{1 + \frac{\alpha_S(\mu^2)}{4\pi} b_0 \ln\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right)} \quad (1.16)$$

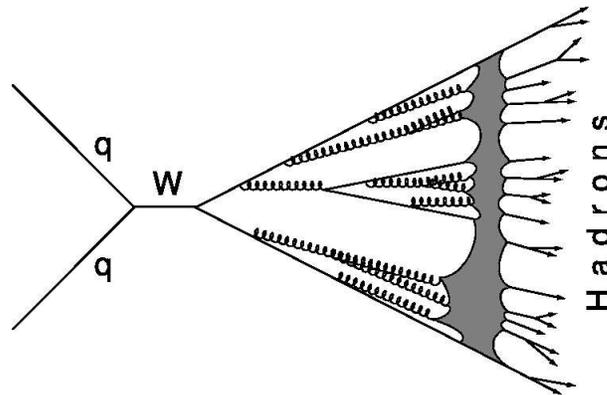


FIG. 1.4 – Schéma représentant l'hadronisation des partons.

avec

$$b_0 = -\frac{2}{3}N_f + \frac{11}{3}N_c$$

où N_f est le nombre de saveurs et N_c est le nombre de couleurs. Puisque dans le Modèle Standard, $N_f = 6$ et $N_c = 3$, on a alors $b_0 = 7$. La constante de couplage diminue donc lorsque la résolution augmente, soit à un grand moment transféré. Cela se traduit par le fait qu'un quark se rapprochant d'un autre quark, la charge de couleur existant entre les deux tend vers 0. Cette propriété dite de liberté asymptotique induit que la chromodynamique quantique devient une théorie quasi libre à courte distance et donc que le développement perturbatif peut s'appliquer.

A contrario, puisqu'aucun quark isolé n'a été observé, ils doivent nécessairement être confinés dans une structure. La démonstration ne peut actuellement provenir de la chromodynamique quantique puisque la description d'un quark isolé interdit l'approche perturbative, et qu'aucune autre méthode mathématique n'est connue à ce jour pour résoudre ces équations. La règle de confinement impose que les états liés de quarks soient blancs de couleur : les quarks peuvent donc s'associer par paire de quark-antiquark (les mésons), les anti-quarks portant une charge d'anti-couleur. Une autre possibilité est d'associer trois quarks (ou trois anti-quarks) de couleur différente (les baryons). En théorie, cette règle de confinement n'interdit pas l'existence de penta-quark (état lié de quatre quarks et un anti-quark) mais la mise en évidence de ces structures [18, 19, 20] est encore sujette à discussion.

Le confinement conduit à ce que les quarks produits par une interaction "s'habillent" ou s'hadronisent tel que représenté sur la figure 1.4 : deux quarks qui s'éloignent voient la constante de couplage qui les lie augmenter jusqu'à ce que l'énergie qu'elle représente soit suffisante pour créer une paire de quark-antiquark, lesquels se lient aux quarks initiaux pour produire des hadrons. Expérimentalement, un détecteur ne verra donc qu'un ensemble de hadrons localisés dans une région (les jets).

1.2.3.2 La théorie électrofaible

En 1956, C.S Wu [21] concluait, suite à ses travaux sur la désintégration β du Cobalt 60, que l'interaction faible se comportait différemment vis à vis des deux projections chirales des champs fermioniques : la parité était violée. L'expérience montre que cette violation de parité est maximale : les courants chargés de l'interaction faible (bosons W^\pm) ne se couplent qu'aux fermions gauches ou anti-fermions droits. Les particules gauches d'une même famille peuvent alors être groupées en doublet. Par analogie avec les doublets de spin, un nouveau nombre quantique est défini, l'isospin faible, qui est conservé par cette nouvelle symétrie. Chaque doublet possède un isospin $T = \frac{1}{2}$, et à chaque composante de ce doublet correspond une projection de l'isospin : $T_3 = \pm \frac{1}{2}$.

Le groupe de symétrie associé à la conservation de l'isospin est $SU(2)_L$, l'indice rappelant que cette symétrie ne concerne que les fermions gauches. Les champs droits sont des singlets de cette symétrie : leur isospin est donc nul. Dans le cadre du Modèle Standard, les neutrinos n'interagissent que par interaction faible. Cette dernière ne se couplant qu'aux champs gauches, il n'existe pas de neutrinos droits.

Dans les années 1960, Glashow, Weinberg et Salam [22, 23, 24] unifièrent dans un même formalisme la description des interactions électromagnétique et faible en utilisant l'invariance du lagrangien sous les transformations du groupe de jauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, à l'instar de l'électrodynamique quantique. Le groupe $SU(2)_Y$ possède trois générateurs introduisant trois bosons de jauge W_μ^a ($a = 1, 2, 3$). $U(1)_Y$ n'a qu'un générateur induisant un dernier boson B_μ .

Cette union permet de définir une nouvelle grandeur conservée, l'hypercharge Y , qui dépend de la charge électrique Q et de la projection T_3 de l'isospin faible à travers la relation de Gell-Mann [25] et Nishijima [26] :

$$Y = 2(Q - T_3) \quad (1.17)$$

Le lagrangien de l'interaction électrofaible s'écrit :

$$\mathcal{L}_{\text{électrofaible}} = \bar{\psi}_L(i\gamma^\mu D_\mu)\psi_L + \bar{\psi}_R(i\gamma^\mu D'_\mu)\psi_R - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} \quad (1.18)$$

avec

$$\begin{aligned} D_\mu &= \partial_\mu + i\frac{g}{2}\tau_a W_\mu^a + i\frac{g'}{2}Y_L B_\mu \\ D'_\mu &= \partial_\mu + i\frac{g'}{2}Y_R B_\mu \end{aligned}$$

où g et g' sont les constantes de couplage respectives de $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$. Les tenseurs $F_{\mu\nu}^a$ et $B_{\mu\nu}$, qui représentent les termes cinétiques des champs de jauge, sont déterminés de manière analogue à l'électrodynamique quantique.

1.2.3.3 Le mécanisme de Higgs

A ce stade de la description du Modèle Standard, les bosons de jauge sont sans masse, de même que les fermions. Or l'expérience montre que les bosons de jauge W^\pm et Z^0 ont une masse car l'interaction faible dont ils sont les médiateurs est de courte portée. Il n'est pourtant pas possible d'ajouter des termes de masse au lagrangien sans violer la conservation de la symétrie $SU(2) \otimes U(1)$. Pour remédier à ce problème, Higgs [27, 28, 29], Brout et Englert [30] proposèrent en 1964 un mécanisme, communément appelé mécanisme de Higgs,

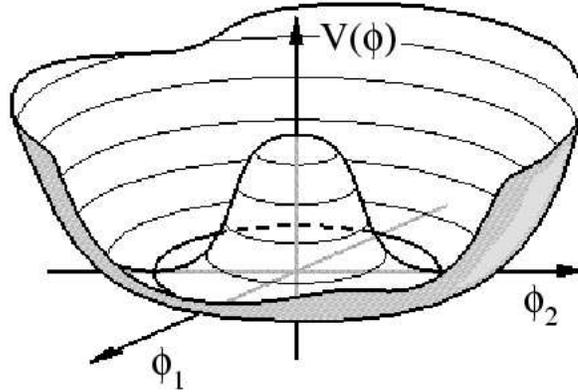


FIG. 1.5 – Forme du potentiel $V(\Phi_H)$ pour $\mu^2 < 0$ et $\lambda > 0$.

qui introduit un nouveau champ scalaire satisfaisant la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ mais dont l'état fondamental se soustrait. La symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ est donc brisée en $SU(1)_{em}$ où $U(1)_{em}$ est le groupe de jauge de l'électrodynamique quantique.

Ainsi, un doublet $SU(2)_L$ complexe d'hypercharge unité est introduit :

$$\Phi_H = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} \quad (1.19)$$

où Φ^+ et Φ^0 sont deux champs scalaires complexes respectivement de charge électrique positive et nulle. Le lagrangien de Higgs qui décrit le comportement de ce champ est :

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (D_\mu \Phi_H)^\dagger (D^\mu \Phi_H) - V(\Phi_H) \quad (1.20)$$

Le premier terme est le terme cinétique du champ de Higgs où D_μ est la dérivée covariante définie plus haut. Le second terme est un potentiel de la forme :

$$V(\Phi_H) = -\mu^2 \Phi_H^\dagger \Phi_H + \lambda \left(\Phi_H^\dagger \Phi_H \right)^2 \quad \lambda > 0 \quad (1.21)$$

où μ et λ sont deux paramètres libres. Si $\mu^2 > 0$, le minimum de ce potentiel est réalisé pour Φ_H nul et n'a pas d'intérêt pour générer la brisure de symétrie électrofaible. En revanche, si μ^2 est négatif, le minimum du potentiel $V(\Phi_H)$ est réalisé pour une valeur non nulle du champ de Higgs, tel que représenté sur la figure 1.5. Le choix d'une paramétrisation du champ de Higgs tel que :

$$\Phi_H = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad \text{avec } v = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}} \quad (1.22)$$

viole la symétrie alors que le lagrangien continue à la conserver. Le vide de la théorie ne vérifie plus la symétrie $SU(2) \otimes U(1)$.

La composante Φ^+ du champ de Higgs est nulle, garantissant ainsi que le vide est électriquement neutre. La composante Φ^0 est réelle. Par un développement en série de Taylor du champ de Higgs autour du vide, il vient :

$$\Phi_H = \frac{e^{\theta_a(x)T^a}}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix} \quad (1.23)$$

où $T^{a=1,2,3}$ sont les générateurs de $SU(2)$ et $\theta_a(x)$ sont trois champs de Goldstone de masse nulle apparaissant lors de la brisure d'une symétrie continue. Par un choix particulier de jauge (jauge unitaire), les bosons de Goldstone peuvent être absorbés par les bosons de jauge W^\pm et Z^0 . Il ne reste alors plus que le champ scalaire $h(x)$ correspondant au boson de Higgs et la valeur constante du champ de Higgs dans le vide v .

En reportant l'équation 1.23 dans le lagrangien 1.20, des termes couplant le boson de Higgs aux bosons de jauge apparaissent à condition de définir de nouveaux champs de jauge combinaisons linéaires des premiers :

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \quad (1.24)$$

$$Z_\mu^0 = \frac{-g'B_\mu + gW_\mu^3}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (1.25)$$

$$A_\mu = \frac{gB_\mu + g'W_\mu^3}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (1.26)$$

Ces combinaisons linéaires sont définies de telle sorte que le champ A_μ associé au photon est de masse nulle. Au premier ordre, la masse des bosons de jauge de l'interaction faible s'exprime comme :

$$M_{W^\pm} = \frac{gv}{2} \quad (1.27)$$

$$M_{Z^0} = \frac{v}{2}\sqrt{g^2 + g'^2} \quad (1.28)$$

$$(1.29)$$

L'angle de Weinberg, qui relie la masse des bosons W à celle du Z , est défini par :

$$\cos \theta_W = \frac{M_{W^\pm}}{M_{Z^0}} \quad (1.30)$$

La masse du boson de Higgs s'exprime quant à elle comme :

$$m_H = \mu\sqrt{2} \quad (1.31)$$

Génération de la masse des fermions

Le mécanisme de Higgs permet également aux fermions d'acquérir une masse à travers le couplage de Yukawa qui couple les fermions de chiralité droite et gauche au champ de Higgs. Se faisant, des termes de masse apparaissent pour les fermions. Les neutrinos qui n'existent que sous la chiralité gauche ne peuvent acquérir de masse.

Le lagrangien de Yukawa s'écrit :

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = g_e \bar{L}_L \Phi e_R + g_d \bar{Q}_L \Phi d_R + g_u \bar{Q}_L \Phi_c u_R + \text{hermitien conjugué} \quad (1.32)$$

$$\text{où } \Phi_c = i\sigma^2 \Phi^* \text{ est le champ de Higgs conjugué} \quad (1.33)$$

$$\text{et } g_e, g_u \text{ et } g_d \text{ sont des matrices } 3 \times 3 \quad (1.34)$$

En combinant cette équation à 1.23, les termes de masse des fermions apparaissent. En se projetant dans la base où les termes non diagonaux des matrices g_e , g_u et g_d sont nuls, il vient :

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = \sum_{f=fermion} m_f f \bar{f} + \frac{\sqrt{2}}{v} m_f f \bar{f} h \quad (1.35)$$

où le premier terme exprime la masse des fermions et le second l'interaction du boson de Higgs aux fermions avec une intensité proportionnelle à la masse des fermions. Cette projection est nécessaire car les matrices g_u et g_d ne sont pas diagonales. La conséquence de la procédure de diagonalisation est que les états propres de masse des quarks ne sont pas les états propres de l'interaction faible. Ce mélange est caractérisé par la matrice unitaire CKM [31, 32] qui donne l'intensité relative des couplages entre les trois familles de quarks :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (1.36)$$

Les modules sont de l'ordre de l'unité pour les termes diagonaux et diminuent au fur et à mesure qu'on s'éloigne de la diagonale. Cette matrice possède quatre paramètres libres : trois angles et une phase. C'est cette dernière qui est la source de la violation de CP dans les interactions faibles.

Limites sur la masse du boson de Higgs

Bien que le boson de Higgs ne soit pas observé et que sa masse soit un paramètre libre du Modèle Standard, il est néanmoins possible de la contraindre par des considérations théoriques.

Il est ainsi possible de définir la borne supérieure de la masse du boson de Higgs en calculant l'échelle d'énergie pour laquelle le Modèle Standard cesse d'être valable : c'est la contrainte de trivialité. Imaginons une théorie scalaire sans boson de jauge ni fermion pour lequel le potentiel de Higgs est donné par l'équation 1.21. L'évolution du terme λ s'exprime en fonction de l'échelle d'énergie Q comme :

$$\lambda(Q^2) = \frac{\lambda(v^2)}{1 - \frac{3}{4\pi^2} \ln \frac{Q^2}{v^2} \lambda(v^2)} \quad (1.37)$$

Si l'énergie est beaucoup plus faible que l'échelle de brisure électrofaible ($Q^2 \ll v^2$), λ tend vers 0 [33]. Le terme $\lambda \left(\Phi_H^\dagger \Phi_H \right)^2$ de l'équation 1.21 est supprimé et la théorie devient triviale car sans interaction. *A contrario*, l'équation 1.37 peut devenir infinie pour une certaine valeur de Q appelée pôle de Landau et notée Λ , qui fixe la limite supérieure d'énergie pour laquelle le Modèle Standard reste valable. Il vient donc d'après l'équation 1.37 :

$$m_H^2 = \frac{8\pi v^2}{3 \ln \Lambda^2 / v^2} \quad (1.38)$$

Les limites suivantes sont obtenues pour différentes valeurs de Λ :

$$\begin{aligned} m_H &< 160 \text{ GeV}/c^2 && \text{pour } \Lambda = 10^{16} \text{ GeV} \\ m_H &< 700 \text{ GeV}/c^2 && \text{pour } \Lambda = 1 \text{ TeV} \end{aligned}$$

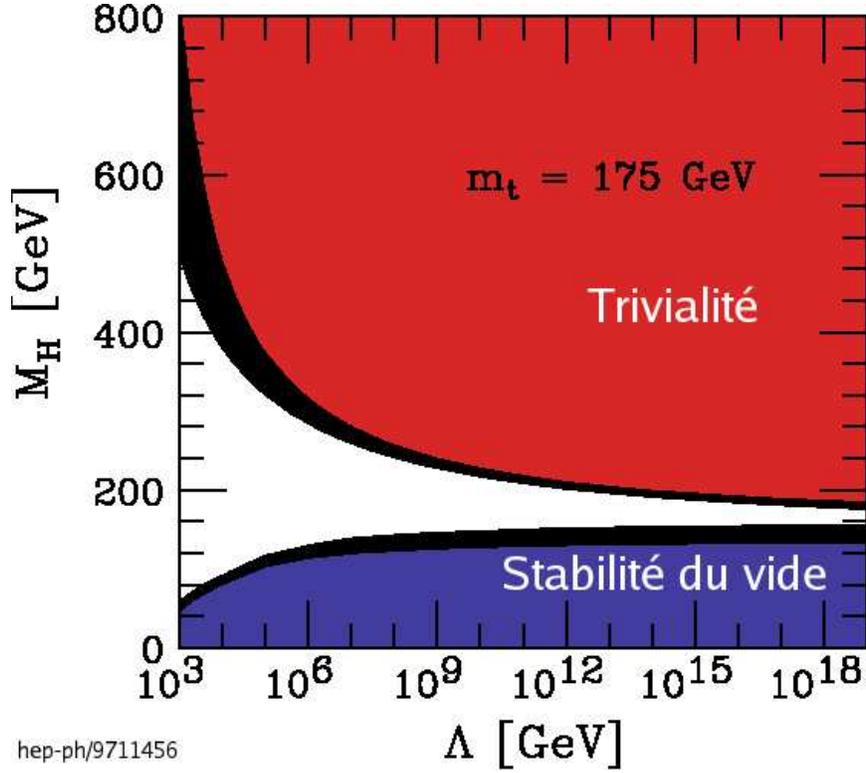


FIG. 1.6 – *Limites théoriques sur la masse du boson de Higgs.*

Ainsi, si le Modèle Standard est valable jusqu'à l'échelle du TeV, la masse du boson de Higgs est inférieure à $700 \text{ GeV}/c^2$ et les signes d'une nouvelle physique devraient apparaître à cette échelle d'énergie.

Pour donner une limite inférieure à la masse du Higgs, l'argument de stabilité du vide est invoqué [34, 35] en incluant cette fois la contribution des fermions à l'évolution de λ , ce qui transforme l'équation 1.37 en :

$$\lambda(Q^2) = \lambda(v^2) + \frac{1}{16\pi^2} \left(\frac{-12m_t^4}{v^4} + \frac{3}{16}(2g^4 + (g^2 + g'^2)^2) \right) \ln \frac{\Lambda^2}{v^2} \quad (1.39)$$

La préservation de la stabilité du vide requiert $\lambda(Q^2) > 0$, conduisant à :

$$m_H^2 > \frac{v^2}{8\pi^2} \left(\frac{-12m_t^4}{v^4} + \frac{3}{16}(2g^4 + (g^2 + g'^2)^2) \right) \ln \frac{\Lambda^2}{v^2} \quad (1.40)$$

La figure 1.6 représente l'évolution des limites inférieure et supérieure de la masse du Higgs dans le cadre du Modèle Standard pour les deux conditions de trivialité et de stabilité du vide. La mesure de la masse du Higgs permettrait donc de connaître l'échelle d'énergie pour laquelle le Modèle Standard cesse d'être valide.

1.2.4 Les succès du Modèle Standard

De nombreuses prédictions du Modèle Standard ont été vérifiées depuis plus de trente ans, validant la démarche de ce modèle. Ainsi, la chambre à bulle GARGAMELLE au CERN [36]

a mis en évidence l'existence des courants neutres en 1973. L'année suivante, le collisionneur e^+e^- DESY à PETRA révéla l'existence des gluons [37]. En 1983, les bosons de jauge W^\pm et Z^0 ont été mis en évidence expérimentalement par le SpS [38, 39]. Les mesures de précision menées au LEP ont permis de mesurer indirectement la masse du quark Top, avant sa découverte effective réalisée par le TeVatron en 1995 [40, 41]. La dernière découverte en date est celle du neutrino tau par l'expérience DONUT au Fermilab, en 2000 [42].

A l'exception du boson de Higgs, toutes les particules décrites par le Modèle Standard ont été découvertes.

En plus de ces succès, la concordance entre les prédictions et les mesures des paramètres électrofaibles du Modèle Standard, résumées dans la figure 1.7 renforce le statut de ce dernier comme le modèle théorique de la physique des particules à l'échelle électrofaible.

1.2.5 Les écueils du Modèle Standard

Malgré ces succès et bien qu'aucune mesure ne l'ait clairement mis à défaut, le Modèle Standard se heurte toujours à un certain nombre de difficultés [43] qui peuvent se répartir en trois catégories. La première se rapporte aux faits observés expérimentalement dont les causes ne sont pas explicitées dans le cadre du Modèle Standard. La deuxième concerne les difficultés théoriques liées aux lacunes conceptuelles du Modèle Standard. Enfin, la troisième catégorie regroupe les difficultés théoriques liées en particulier à la brisure de symétrie électrofaible et au boson de Higgs tels qu'ils sont définis dans le Modèle Standard.

1.2.5.1 Les difficultés expérimentales

Au chapitre des limites expérimentales, le Modèle Standard n'applique aucune contrainte sur le nombre de familles de particules, et n'explique donc pas la raison de l'existence de trois familles uniquement.

De même, le Modèle Standard considère les neutrinos comme étant de masse nulle, or les résultats récents portant sur l'oscillation des neutrinos [44] ne peuvent s'expliquer que par des neutrinos de masse non nulle.

Dans le même esprit, le Modèle Standard est incapable d'expliquer la grande dispersion observée entre les masses des différents fermions. Ainsi, le rapport entre la masse du quark Top et la masse de l'électron qui est de l'ordre de 10^8 reste aujourd'hui un mystère.

Pour finir, Le Modèle Standard ne peut pas rendre compte du confinement observé des quarks dans des structures hadroniques car les outils mathématiques actuels ne le permettent pas. Il se contente de décrire qualitativement la phénoménologie de l'hadronisation.

1.2.5.2 Les difficultés théoriques

Concernant les limites inhérentes à la théorie, le Modèle Standard compte 19 paramètres libres qui sont les masses des neuf fermions (les neutrinos sont sans masse dans ce modèle), les quatre paramètres de la matrice CKM (trois angles et une phase), les trois couplages de jauge, le paramètre de violation de CP pour l'interaction forte et les deux paramètres du potentiel de Higgs. Il serait préférable d'incorporer le Modèle Standard dans une structure pour laquelle ces paramètres sont contraints par un plus petit nombre de paramètres libres.

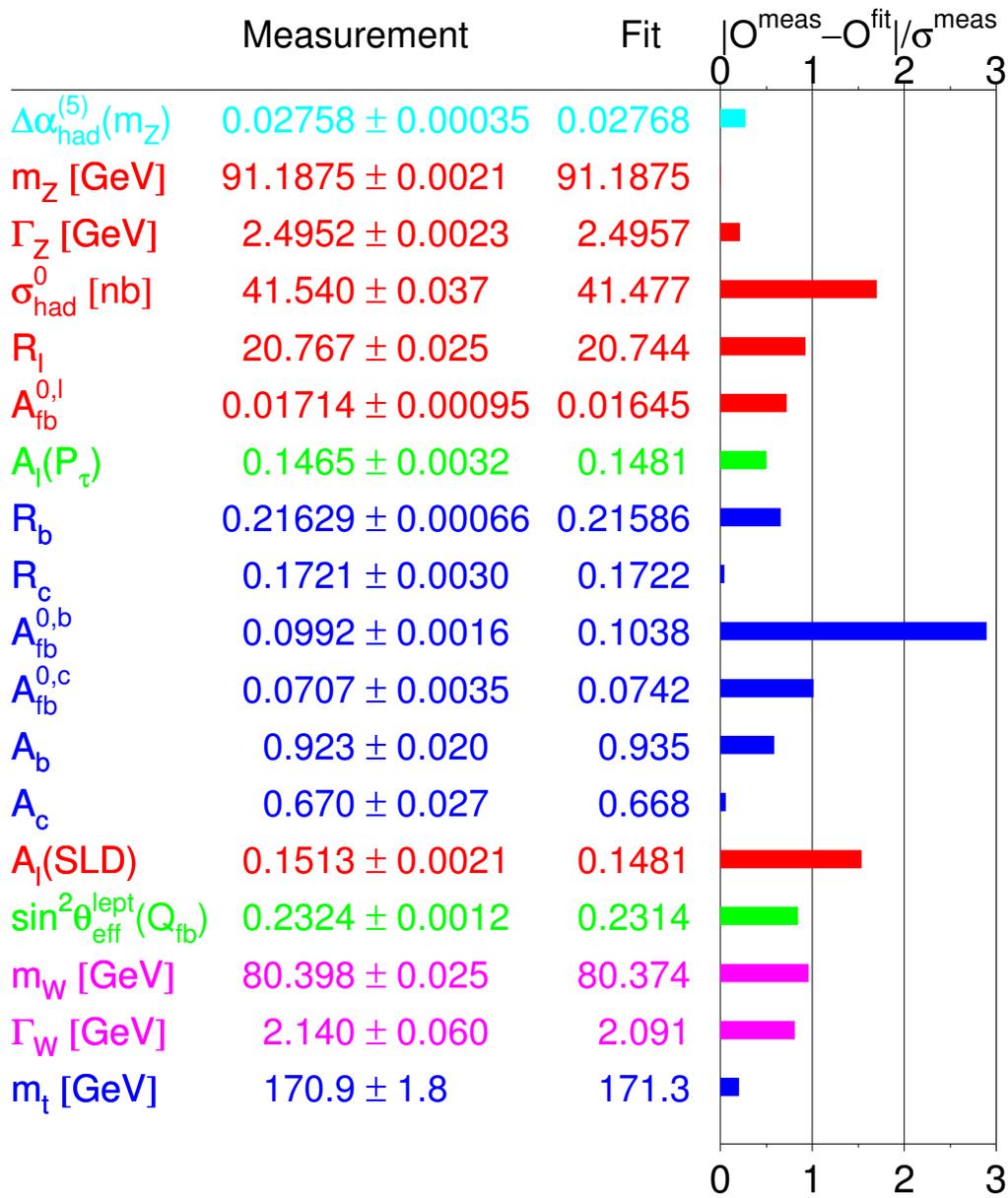


FIG. 1.7 – Les principales observables électrofaibles du Modèle Standard : valeurs mesurées (printemps 2007), valeurs prédites par un jeu de paramètres provenant d'un ajustement global, et déviation relative. L'écart relatif maximal n'excède pas 3σ , confortant la démarche du Modèle Standard. [11]

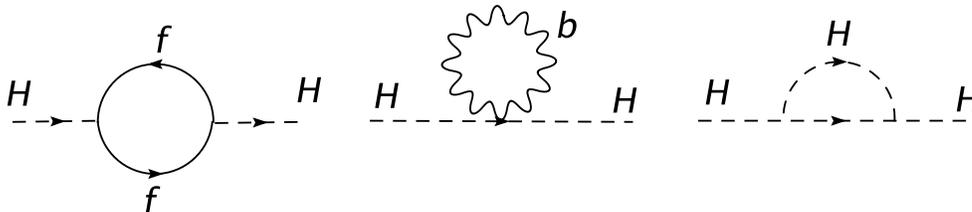


FIG. 1.8 – Contribution des fermions (à gauche) et des bosons (au centre) aux corrections radiatives à la masse du boson de Higgs, et autocouplage du boson de Higgs (à droite) participant aux corrections radiatives.

De plus, il est primordial qu'un modèle décrivant la physique des particules rende compte de la gravitation, ce qui ne peut se faire dans le cadre formel du Modèle Standard. En revanche, les constantes de couplage des interactions décrites par le Modèle Standard évoluent vers un même point à une échelle d'énergie de l'ordre de 10^{14} GeV (figure 1.2) laissant penser qu'il est possible d'unifier les trois forces. Elles ne convergent cependant pas exactement au même point, rendant l'unification impossible.

Enfin, la brisure de symétrie électrofaible est introduite de façon *ad hoc* dans le Modèle Standard et son origine ne s'explique aujourd'hui que par la nécessité de son utilisation. Or, la brisure de symétrie électrofaible, qui peut être considérée comme une sorte de transition de phase a nécessairement une cause.

1.2.5.3 Les difficultés liées à la brisure de symétrie électrofaible

L'échelle d'énergie naturelle du Modèle Standard est l'échelle de brisure de symétrie électrofaible, de l'ordre de la centaine de GeV. De façon grossière, le domaine de validité du Modèle Standard est borné par valeur supérieure par l'échelle de Planck, de l'ordre de 10^{19} GeV. Cette échelle correspond en effet à l'échelle d'énergie pour laquelle la constante de couplage de la gravitation est du même ordre de grandeur que les constantes de couplages des trois autres interactions, nécessitant ainsi une description quantique de la gravitation. Cette différence d'environ 17 ordres de grandeur entre ces deux échelles, qui n'est pas expliquée par le Modèle Standard, s'appelle le problème de hiérarchie.

Ce problème de hiérarchie est à l'origine d'une autre insuffisance du Modèle Standard : le problème de naturalité. Les corrections radiatives à la masse des fermions conduisent à des divergences logarithmiques qui peuvent cependant être régulées par les procédures de renormalisation. Par contre, le boson de Higgs étant un champ scalaire, les corrections radiatives à sa masse, représentées sur la figure 1.8, entraînent des divergences quadratiques extrêmement sévères, supérieures de plusieurs ordres de grandeur à la masse m_0 au niveau de l'arbre. A l'ordre 1, la masse du boson de Higgs s'exprime comme :

$$m_H^2 = m_0^2 - \frac{\lambda^2 \Lambda^2}{16\pi^2} \quad (1.41)$$

où Λ est l'échelle de renormalisation (typiquement 10^{16} GeV) et m_H la masse effective du boson de Higgs à l'échelle sondée (typiquement, l'échelle électrofaible). Or pour respecter le

principe d'unitarité et donc avoir $m_H \leq 1$ TeV, m_0 et λ doivent être ajustés à 32 décimales près. Ce type d'ajustement n'est absolument pas naturel, d'où le nom donné à ce problème.

1.3 Les modèles au-delà du Modèle Standard

Pour remédier aux lacunes du Modèle Standard, diverses théories ont émergé, chacune se développant sur la base d'une difficulté du Modèle Standard. Aucun de ces modèles n'arrive cependant à résoudre toutes les difficultés du Modèle Standard : ils doivent donc être considérés comme des pistes pouvant mener à une meilleure compréhension de l'infiniment petit. Pour autant, le Modèle Standard n'est absolument pas caduc, et toutes ces nouvelles théories, qui tentent essentiellement de couvrir la physique au-delà de l'échelle de brisure électrofaible, doivent absolument avoir le Modèle Standard comme limite pour décrire la physique de plus basse énergie.

1.3.1 Les modèles technicouleur

Dans le Modèle Standard, la brisure de symétrie électrofaible est introduite par le champ de Higgs dont l'état fondamental est non nul. L'actuelle absence du boson de Higgs stimule le développement de théories alternatives dans lesquelles cette brisure de symétrie est réalisée de façon dynamique, en faisant appel à une nouvelle interaction de valeur moyenne dans le vide non nulle.

C'est ainsi que les modèles technicouleur furent introduits par Weinberg [45] et Suskind [46] à la fin des années 1970. Comme la chromodynamique quantique, la Technicouleur est une théorie de jauge avec confinement présentant à haute énergie une liberté asymptotique [47]. Dans ce type de modèles apparaissent des technifermions chiraux soumis à la symétrie technicouleur. La brisure de symétrie chirale des technifermions entraîne la brisure de symétrie électrofaible $SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow U(1)_{e.m}$ [48]. Cette brisure conduit à la masse exacte des bosons de jauge électrofaible lorsque l'échelle caractéristique des interactions technicouleur est de l'ordre du TeV. Ce modèle n'explique cependant pas la génération de la masse des quarks et leptons.

Pour remédier à ce problème, sans toutefois faire appel à un champ scalaire (pour rester dans l'esprit de Technicouleur), une nouvelle interaction de jauge, incluant Technicouleur et connue sous le nom *Extended Technicolor* (ETC) a été proposée [49]. Cependant, ce modèle ne fournit pas une explication plausible et naturelle à la grande masse du quark Top. Parmi ces modèles figure le modèle de Fahi-Suskind [50], dans lequel la désintégration des singlets de couleur P^0 , des octets de couleur P_8 et des mésons vecteurs ρ_{T8} conduisent à la production de résonances $t\bar{t}$ [51].

Parallèlement à la Technicouleur se sont développés les modèles Topcouleur basés sur l'idée que la grande masse du Top est liée à une nouvelle dynamique associée à la brisure de symétrie électrofaible. Ces modèles justifient la grande masse du Top mais, pour reproduire les mesures de précision électrofaibles, ils nécessitent un ajustement fin de leurs paramètres ce qui les rend non naturels [52].

Récemment, C.T. Hill a proposé de relier Technicouleur et Topcouleur au sein du groupe de symétrie

$$SU(N) \otimes SU(3)_1 \otimes SU(3)_2 \otimes U(1)_1 \otimes U(1)_2 \otimes SU(2)$$

où $SU(N)$ est le groupe de jauge technicouleur. Son idée est que la brisure de symétrie électrofaible est menée principalement par les interactions fortes technicouleur vers l'échelle du TeV, et que la masse des quarks légers et des leptons est générée par ETC. Les interactions Topcouleur, agissant elles aussi à l'échelle du TeV, génèrent la très grande masse du quark Top. Ce scénario permet d'éliminer les inconvénients de chacune de ces théories pour ne conserver que leurs avantages : donner une explication dynamique de la brisure de symétrie électrofaible tout en fournissant naturellement une masse élevée au quark Top.

Ainsi, dans le modèle *Topcolor-Assisted Technicolor* de K. Lane [53], la brisure de symétrie $SU(3)_1 \otimes SU(3)_2 \rightarrow SU(3)_c$ conduit à l'apparition de huit bosons vecteurs, octets de couleur, les "colorons" (V_8) qui se désintègrent notamment en paires $t\bar{t}$. La brisure de la symétrie $U(1)_1 \otimes U(1)_2 \rightarrow U(1)_Y$ conduit, quant à elle, à la production d'un boson neutre Z' qui produit également des paires $t\bar{t}$.

1.3.2 Les théories de grande unification

La question à l'origine de ces modèles est la suivante : serait-il possible que le groupe de symétrie du Modèle Standard $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ résulte de la brisure de symétrie d'un groupe plus large, tout comme $U(1)_{em}$ résulte de la brisure du groupe $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ dans le Modèle Standard? Cette démarche est classique dans l'histoire de la physique : avant l'unification électrofaible, les interactions électrostatiques et magnétiques avaient déjà été unifiées par Maxwell et avant lui Newton avait unifié mécanique terrestre et mécanique céleste. De plus, un argument de poids joue en faveur de ce scénario : les constantes de couplage des différentes interactions se rapprochent les unes des autres à une échelle de grande unification de l'ordre de 10^{14} GeV (figure 1.2), laissant penser qu'une seule et même force est à l'origine des trois interactions décrites par le Modèle Standard.

La problématique est donc de trouver un groupe de jauge englobant les symétries du Modèle Standard. Le plus simple de ces groupes est $SU(5)$, proposé par Georgi et Glashow [54]. Les fermions sont distribués dans des représentations irréductibles de ce groupe, le quintuplet $\mathbf{5}$ à partir duquel sont construites les représentations conjuguées $\bar{\mathbf{5}}$, $\mathbf{10}$, $\bar{\mathbf{10}}$... Dans ce modèle $SU(5)$, les fermions de la première famille sont assignés dans les représentations $\bar{\mathbf{5}}$ et $\mathbf{10}$:

$$\bar{\mathbf{5}} : \begin{pmatrix} \bar{d}^1 \\ \bar{d}^2 \\ \bar{d}^3 \\ e^- \\ -\nu_e \end{pmatrix}_L \quad \mathbf{10} : \begin{pmatrix} 0 & \bar{u}^3 & -\bar{u}^2 & u^1 & d^1 \\ -\bar{u}^3 & 0 & \bar{u}^1 & u^2 & d^2 \\ u^2 & -\bar{u}^1 & 0 & u^3 & d^3 \\ -u^1 & u^2 & -u^3 & 0 & e^+ \\ -d^1 & d^2 & -d^3 & -e^+ & 0 \end{pmatrix}_L \quad (1.42)$$

Les bosons de jauge se trouvent dans la représentation adjointe $\mathbf{24}$ du groupe $SU(5)$, qui compte 24 bosons, et qui se décompose dans la base $(SU(3)_c \otimes SU(2)_L)$ selon :

$$\mathbf{24} = (\mathbf{3}, \mathbf{2}) \oplus (\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{2}) \oplus (\mathbf{8}, \mathbf{1}) \oplus (\mathbf{1}, \mathbf{3}) \oplus (\mathbf{1}, \mathbf{1}) \quad (1.43)$$

La représentation $(\mathbf{8}, \mathbf{1})$ décrit les 8 gluons et $(\mathbf{1}, \mathbf{3}) \oplus (\mathbf{1}, \mathbf{1})$ les quatre bosons de jauge électrofaibles. La représentation $(\mathbf{3}, \mathbf{2}) \oplus (\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{2})$ décrit quant à elle douze nouveaux bosons de jauge nommés leptoquarks, qui sont de masse nulle, chargés électriquement, porteurs de la charge de couleur et ont un isospin non nul : il peuvent donc transformer un quark en un

lepton. Pour expliquer qu'ils n'aient pas encore été observés, un double mécanisme de brisure spontanée de symétrie est mis en place pour rendre les leptoquarks massifs :

$$SU(5) \rightarrow SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow SU(3)_c \otimes U(1)_{em} \quad (1.44)$$

Cependant, ce modèle prévoit une durée de vie du proton de l'ordre de 10^{31} années alors que les mesures actuelles réalisées auprès de SuperKamiokande montrent qu'elle est supérieure à 10^{33} ans. Un autre inconvénient de ce modèle $SU(5)$ est de prédire l'existence d'un monopôle magnétique, qui reste désespérément absent des observations.

La solution réside donc dans la recherche de groupes de symétrie encore plus grands qui seraient davantage en adéquation avec les faits expérimentaux, comme $SU(15)$ par exemple. D'autres solutions envisagées sont d'enrichir cette démarche de nouvelles symétries, telles que la supersymétrie qui permet de résoudre le problème de hiérarchie qui persiste dans les modèles de grande unification, ou d'étendre le secteur de Higgs. Parmi ces modèles, certains prédisent l'existence de nouveaux bosons de jauge pouvant se désintégrer en paires de fermions. Même s'il n'est pas le canal de prédilection, l'étude des paires $t\bar{t}$ pourrait dévoiler l'existence de tels bosons.

1.3.3 Les dimensions supplémentaires

Pour supprimer le problème de hiérarchie entre l'échelle électrofaible et l'échelle de Planck, une solution est de considérer des dimensions supplémentaires. L'idée est d'ajouter aux quatre dimensions conventionnelles de nouvelles dimensions enroulées sur elles-mêmes et d'extension inférieure au millimètre pour ne pas être en contradiction avec l'expérience, la gravitation n'ayant pas été testée en-deçà de cette limite [55].

Les pionniers en la matière furent Kaluza et Klein [56, 57] qui proposèrent des dimensions supplémentaires enroulées en cercle. L'excellente surprise fut que les équations de Maxwell et celles de la relativité d'Einstein pouvaient dériver des équations de leur théorie. Ce formalisme pouvant décrire l'une des interactions impliquée dans l'unification électrofaible et la gravitation réfractaire aux tentatives classiques d'unification, sa démarche devenait prometteuse. Au crédit de cette démarche s'ajoute sa propension à expliquer certaines difficultés rencontrées en cosmologie.

On peut montrer que la taille et le nombre n de dimensions supplémentaires affecte directement l'échelle de grande unification dans un espace à $4 + n$ dimensions. En supposant que la gravitation se propage à travers ces nouvelles dimensions, son intensité se trouve diluée dans un plus grand nombre de dimensions, de sorte que son intensité mesurée dans notre espace à quatre dimensions est artificiellement plus faible. En effet, le potentiel de Newton dans un espace à $4 + n$ dimensions s'écrit :

$$V(r) \propto \frac{m_1 m_2}{M_{P(4+n)}^{n+2}} \frac{1}{r^{n+1}} \quad (1.45)$$

où $M_{P(4+n)}^{n+2}$ est la masse de Planck dans l'espace à $4 + n$ dimensions. En se plaçant à la limite où la distance r est beaucoup plus grande que la taille caractéristique de ces nouvelles dimensions, soit typiquement à notre échelle, le potentiel de Newton se développe comme :

$$\lim_{r \gg R} V(r) \propto \frac{m_1 m_2}{M_{P(4+n)}^{n+2} R^n} \frac{1}{r} \quad (1.46)$$

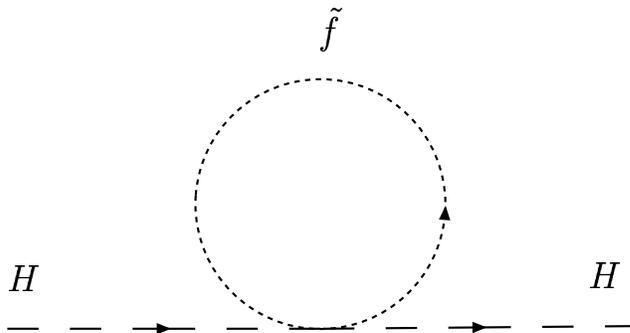


FIG. 1.9 – Contribution supersymétrique aux corrections radiatives sur la masse du boson de Higgs.

La masse de Planck est ainsi une grandeur effective qui s'exprime, en fonction des paramètres fondamentaux, comme :

$$M_P^2 = M_{P(4+n)}^{n+2} R^n \quad (1.47)$$

En jouant sur la taille et le nombre de dimensions supplémentaires, la masse de Planck dans l'espace à $4 + n$ dimensions peut être abaissée à l'ordre du TeV. L'écart entre l'échelle électrofaible et l'échelle de Planck étant réduit, le problème de hiérarchie disparaît pour être remplacé par le choix de la taille et du nombre de dimensions supplémentaires. Néanmoins, des considérations de conservation de symétrie peuvent contraindre ce nombre de dimensions supplémentaires, réduisant le nombre de possibilités.

Les conditions aux limites imposées à ces nouvelles dimensions conduisent à la quantification des niveaux d'énergies des particules du Modèle Standard. Dans l'espace classique à quatre dimensions, les états excités introduits par cette quantification apparaissent sous la forme de nouvelles particules plus lourdes pouvant se désintégrer en paires de fermions. Le spectre de masse $t\bar{t}$ pourrait ainsi mettre en évidence l'existence de telles particules.

1.3.4 La supersymétrie

Les modèles supersymétriques (SUSY) [58, 59] considèrent une nouvelle symétrie discrète reliant les fermions aux bosons. Un nouvel opérateur de supersymétrie Q est donc défini pour changer un boson en fermion et vice-versa :

$$Q|fermion\rangle = |boson\rangle \quad (1.48)$$

$$Q|boson\rangle = |fermion\rangle \quad (1.49)$$

Les théories supersymétriques étant invariantes sous cette transformation, chaque fermion est nécessairement associé à un superpartenaire bosonique et inversement. Ainsi, dans le modèle standard supersymétrique minimal (MSSM), à chacune des 36 particules du Modèle Standard est associée un partenaire supersymétrique de même masse et de mêmes nombres quantiques à l'exception du spin qui diffère de $1/2$. Le nombre de paramètres libres est porté à 124 dans le MSSM, au lieu de 19 dans le Modèle Standard. Cette apparente complication du modèle est cependant capable de résoudre de nombreux problèmes théoriques.

La supersymétrie offre en effet de grands avantages. D'abord, elle introduit un secteur de Higgs ayant un couplage faible, ce qui autorise l'approche perturbative. Elle permet également de résoudre élégamment le problème de naturalité. En effet, les contributions divergentes des boucles de fermions et de bosons de jauge à la masse du Higgs (figure 1.8) sont exactement compensées par la contribution de leurs partenaires supersymétriques (figure 1.9). Toutefois, aucune particule de masse égale à celles des particules du Modèle Standard et de spin différent n'a été observée. Si la supersymétrie existe, elle est donc nécessairement brisée. Ainsi, les corrections radiatives ne s'annulent pas complètement. Cependant, si la différence de masse entre les partenaires supersymétriques n'est pas trop importante (inférieure au TeV) les corrections radiatives resteront faibles. Au-delà du TeV, le problème de naturalité réapparaît et il faut à nouveau procéder à un ajustement fin. Ainsi, pour que la supersymétrie résolve le problème de divergences quadratiques, l'échelle d'énergie caractéristique de la supersymétrie ne doit pas excéder le TeV, ce qui constitue un argument en faveur de la découverte de la supersymétrie auprès des accélérateurs actuels, si elle existe bien évidemment.

Un autre grand avantage offert par la supersymétrie est de pouvoir naturellement faire converger les constantes de couplage des trois interactions exactement au même point [60], comme le montre la figure 1.10, quand le Modèle Standard se contente d'un rapprochement de ces constantes. Par la supersymétrie, les trois forces décrites par le Modèle Standard sont donc rigoureusement identiques à une échelle d'énergie de l'ordre de 10^{16} GeV. La supersymétrie n'étant pas introduite pour résoudre explicitement cette difficulté non triviale, ce "bonus" œuvre en sa faveur.

La supersymétrie permet aussi de résoudre des problèmes cosmologiques. D'une part, la supersymétrie autorise un état fondamental d'énergie positif qui permettrait de couvrir l'actuel fossé entre le calcul et la mesure de la densité d'énergie de l'Univers. D'autre part, les modèles supersymétriques introduisent un nouveau nombre quantique, la R-parité. Dans les modèles supersymétriques qui conservent la R-parité, la particule supersymétrique la plus légère est nécessairement stable et possède une masse au maximum de l'ordre du TeV. Cette particule n'interagit que faiblement avec la matière et est un candidat possible pour expliquer la matière noire.

Pour finir, dans le cadre des modèles supersymétriques, la brisure de symétrie électrofaible apparaît naturellement. En effet, à l'échelle de Grande Unification, le terme μ^2 du potentiel de Higgs est positif et ne devient négatif qu'à basse énergie à cause des corrections radiatives, ce qui conduit à la brisure de symétrie électrofaible. Evidemment, le problème est déplacé car c'est alors la brisure de supersymétrie qui est introduite de façon *ad hoc*.

1.3.5 La théorie des cordes

La théorie des cordes [61, 62] a pour vocation de décrire quantiquement la gravitation. Or, lors des tentatives de quantification de la gravitation, des quantités infinies apparaissent, lesquelles ne peuvent être régulées par la procédure classique de renormalisation, à cause du caractère ponctuel des particules considérées en physique des particules. L'idée est donc de donner une dimension spatiale à ces particules, c'est-à-dire assimiler les particules à des objets de dimension 1, les cordes. Les différentes particules connues sont produites par les différents modes d'oscillation de la corde. Cette théorie est donc très élégante car elle ne

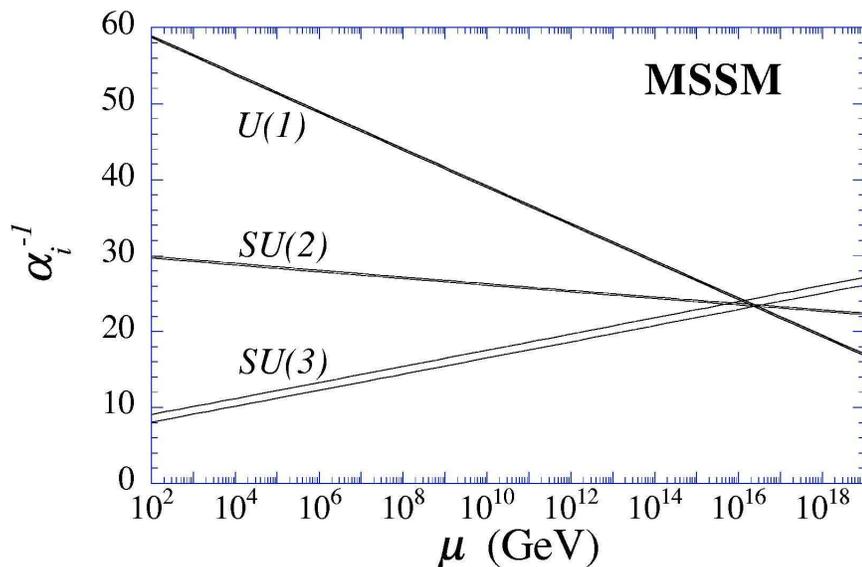


FIG. 1.10 – Evolution de l'inverse des constantes de couplage des interactions électromagnétique ($U(1)$), faible ($SU(2)$) et forte ($SU(3)$) dans le cadre du Modèle Standard Supersymétrique Minimal.

fait intervenir qu'un seul objet fondamental, et une seule constante fondamentale qui est la tension de la corde. La quantification de cette théorie fait naturellement apparaître un boson de spin 2 qui est assimilé au graviton. Dans sa version classique, la quantification de cette théorie fait également apparaître une autre particule nommée tachyon qui a le mauvais goût de posséder une masse de carré négatif. Cette aberration est résolue en introduisant la supersymétrie dans la théorie des cordes, laquelle devient alors la théorie des super-cordes qui fait tout bonnement disparaître le tachyon. Ces théories peuvent exister dans un espace à dix dimensions, les six dimensions supplémentaires nous ayant échappé car enroulées sur elles mêmes. D'autres développements de ces théories supposent l'existence de dimensions supplémentaires infinies (les branes) auxquelles nous serions insensibles.

Ces théories sont très élégantes mais ne peuvent être testées avec les accélérateur en cours de fonctionnement. Elle restent donc pour l'heure purement spéculatives même si le LHC espère les mettre en évidence.

1.4 Conclusion

Comme nous venons de le voir, les difficultés rencontrées par le Modèle Standard font de lui un modèle effectif qui est néanmoins valide à l'échelle électrofaible, comme le montre les mesures de précision. Seule une extension de ce modèle permettra d'appréhender la physique au-delà de cette échelle.

De nombreuses théories se proposent de corriger les lacunes du Modèle Standard mais il reste à vérifier si au moins l'une d'entre elles décrit de manière plus complète le comportement

de la nature. Pour pouvoir discriminer ces nouvelles théories, de nouveaux accélérateurs capables de sonder le mécanisme de brisure électrofaible sont nécessaires, de même que des détecteurs adaptés aux très hautes énergies de l'ordre du TeV. C'est le but poursuivi par le nouvel accélérateur en cours de construction au CERN, thème du chapitre suivant.

Chapitre 2

Le LHC et l'expérience ATLAS

Pour appréhender la physique à l'échelle de la brisure de symétrie électrofaible et au-delà, il est nécessaire de se doter d'accélérateurs capables d'atteindre ces hautes énergies de l'ordre du TeV et de détecteurs suffisamment performants pour analyser les événements recueillis. C'est dans cette optique que le projet LHC (Large Hadron Collider) a vu le jour. Les principales caractéristiques du LHC sont présentées dans ce chapitre avant de s'attarder sur la description du détecteur ATLAS, l'une des quatre expériences principales dont est doté ce collisionneur.

2.1 Le Large Hadron Collider

Le LHC est un accélérateur hadronique implanté au CERN (Laboratoire Européen de Physique des Particules) à la frontière franco-suisse, près de Genève (figure 2.1). Il utilise les infrastructures du précédent collisionneur, le LEP (Large Electron Positron Collider) qui fut en activité jusqu'en 2000, en particulier le tunnel de 27 km accueillant le grand anneau d'accélération.

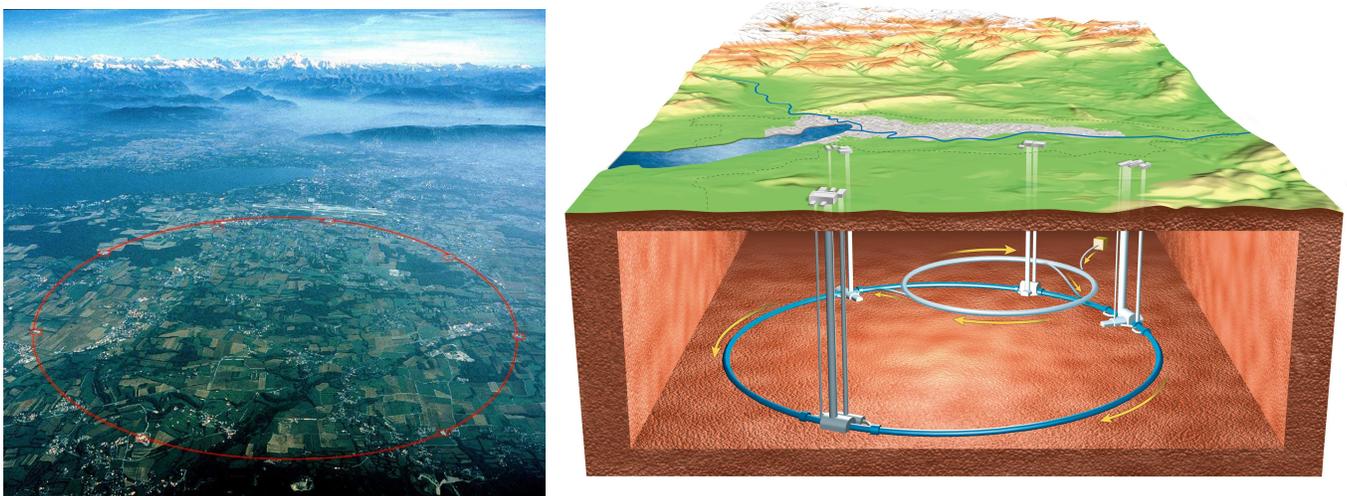


FIG. 2.1 – Le grand anneau du LHC vu du ciel (à gauche) et coupe du sous sol (à droite).

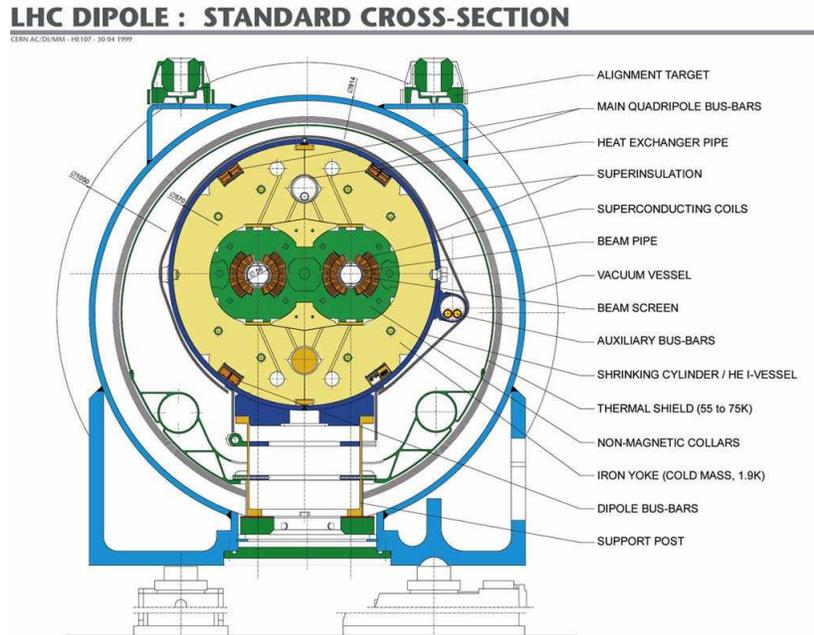


FIG. 2.2 – Coupe transversale d'un dipôle supraconducteur du LHC.

2.1.1 Description et performances

Le LHC accélère deux faisceaux de protons circulant en sens opposés, avec une énergie disponible dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 14$ TeV [63, 64]. Le choix d'un collisionneur hadronique s'est imposé à cause de la contrainte que représente la dimension du tunnel. En effet, le rayonnement synchrotron, qui évolue comme l'inverse de la puissance quatrième de la masse de la particule accélérée, rendrait caduque l'utilisation de faisceaux d'électrons aux énergies atteintes par le LHC. De plus, l'intérêt d'un collisionneur hadronique est de pouvoir couvrir une gamme d'énergie de quelques dizaines de GeV à plusieurs TeV, les partons en interaction ne portant qu'une fraction variable de l'énergie des protons. Pour courber la trajectoire des protons dans la géométrie imposée par le tunnel, le LHC dispose de 1296 dipôles supraconducteurs produisant chacun un champ magnétique de 8.36 Tesla. L'accélération de deux faisceaux de protons en sens inverses nécessite d'avoir un champ magnétique pour chacun de ces deux faisceaux. Pour ne pas alourdir inutilement l'espace et le budget du LHC, des bobines supraconductrices partageant le même cryostat et la même structure métallique pour le retour du champ fournissent deux champs magnétiques anti-parallèles (figure 2.2).

Une luminosité élevée a été décidée pour compenser la décroissance en $1/s$ de la section efficace d'interaction parton-parton et la très faible section efficace de production d'éventuelles particules au-delà du Modèle Standard. La luminosité instantanée sera atteinte en utilisant un grand nombre de paquets formés d'une grande densité de protons. Cette grande luminosité justifie le choix de collisions proton-proton plutôt que des collisions proton-antiproton comme au Tevatron, la technologie actuelle de production d'antiprotons ne permettant pas d'atteindre le nombre suffisant d'antiprotons.

La fréquence de croisement des faisceaux est de 40 MHz, soit une collision toute les 25 ns. Cela conditionne l'utilisation d'une électronique de lecture dans les détecteurs suffisamment

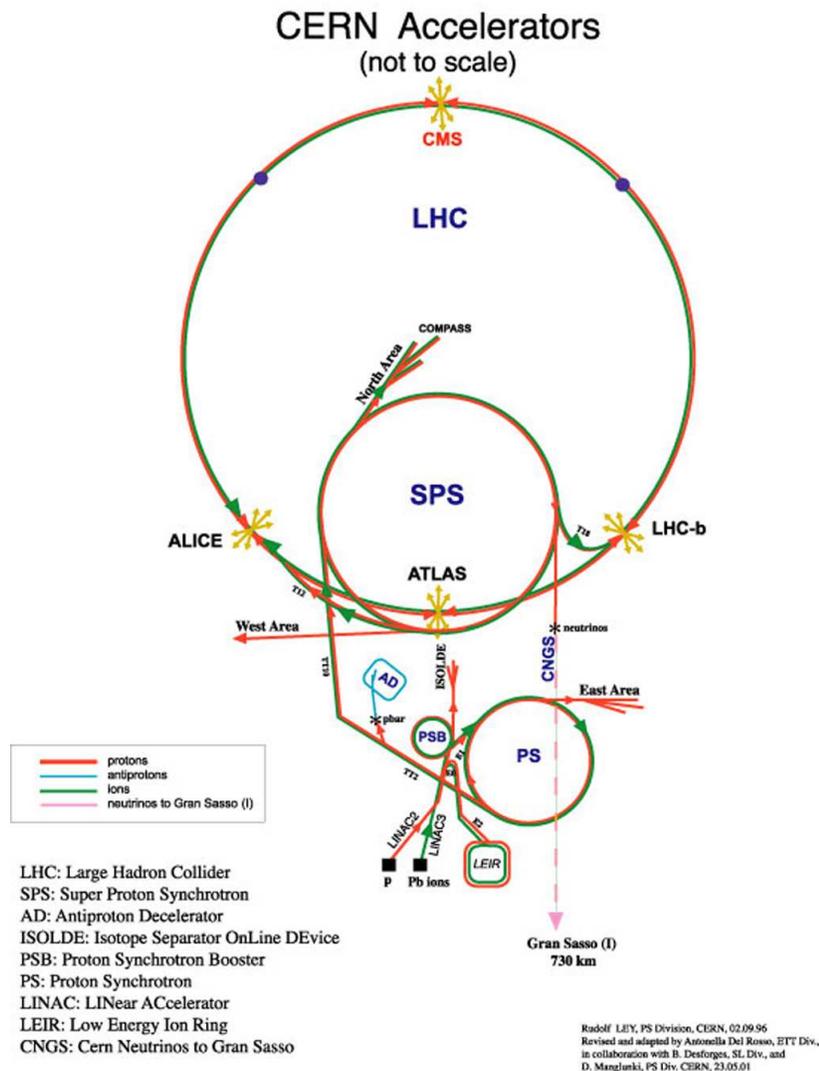


FIG. 2.3 – Ligne d'accélération du LHC.

rapide pour éviter l'empilement des événements. De même, la haute luminosité impose de fortes contraintes sur les détecteurs [65]. Le LHC sera également capable d'accélérer des ions de plomb à une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 1148$ TeV soit 5.5 TeV/nucléon mais à une luminosité plus faible de l'ordre de $10^{27} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ pour limiter les effets d'empilement dans un environnement comportant déjà un très grand nombre de particules issues de l'interaction.

2.1.2 Le système d'accélération

Les protons sont extraits d'un gaz d'hydrogène ionisé, puis injectés dans une cavité radio-fréquence afin d'atteindre une énergie de 750 keV. De là, un accélérateur linéaire (LINAC2) prend en charge les protons pour les porter à une énergie de 50 MeV, puis le PSB (Proton Synchrotron Booster) monte les protons à une énergie de 1.4 GeV. Le PS (Proton Synchrotron) est alors chargé de former des paquets de 1.15×10^{11} protons espacés de 24.96 ns et

Paramètre	Valeur
Circonférence	26.659 km
Energie par faisceau	7 TeV
Fréquence de croisement	40 MHz
Nombre de paquets/faisceau	2808
Fréquence de révolution des paquets	11.25kHz
Nombre de protons/paquet	10^{11}
Luminosité instantanée nominale	$10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Extension Latérale	$\sigma_x = \sigma_y = 15.9 \mu\text{m}$
Extension Longitudinale / paquet	$\sigma_z = 7.55 \mu\text{m}$
Angle de croisement	$285 \mu\text{rad}$
Séparation des paquets	24.95 ns
Remplissage de l'anneau	4.3 min
Temps de vie du faisceau	10 h
Perte d'énergie par tour	7 keV
Energie stockée par le faisceau	350 MJ
Puissance totale dissipée par le faisceau	3.8 kW

TAB. 2.1 – *Caractéristiques du collisionneur LHC en mode proton-proton pour la luminosité nominale.* [66]

de les transmettre à une énergie de 26 GeV au SPS (Super Proton Synchrotron) lequel les porte à 450 GeV avant de les envoyer dans le grand anneau via les lignes des transfert TI-2 et TI-8 (figure 2.3). Ce cycle répété douze fois permet d'insérer 2808 paquets de protons dans l'anneau principal.

L'anneau principal est composé de huit arcs (les octants) formés chacun de vingt trois cellules. Chaque cellule se compose de deux demi-cellules identiques de 53.58 m de longueur, elles-mêmes formées de trois dipôles de courbure supraconducteurs en Nobium-Titane, d'un quadrupôle de focalisation et d'aimants supraconducteurs correcteurs d'orbite : les sextupôles et décapôles. Ces deux derniers éléments forment les courtes sections droites de l'anneau. Les arcs sont reliés entre eux par un ensemble de lentilles magnétiques et de dipôles supprimeurs de dispersion. Les protons acquièrent alors 485 keV par tour d'anneau, les conduisant à leur énergie nominale de 7 TeV par proton au bout d'environ 20 minutes. Cette accélération est réalisée par quatre modules radio-fréquence (deux par faisceau) dont le champ électrique oscille à 400.8 MHz.

Au point d'interaction, la focalisation des paquets est réalisée par un ensemble de quadrupôles (Matching Section) suivis d'aimants triplets (les "low β triplets"). Les paquets de protons du faisceau sont alors contenus dans un ovoïde de $15.9 \mu\text{m}$ de rayon dans le plan transverse à la direction du faisceau et de $7.55 \mu\text{m}$ d'extension longitudinale. Le tableau 2.1 résume les principales caractéristiques du LHC.

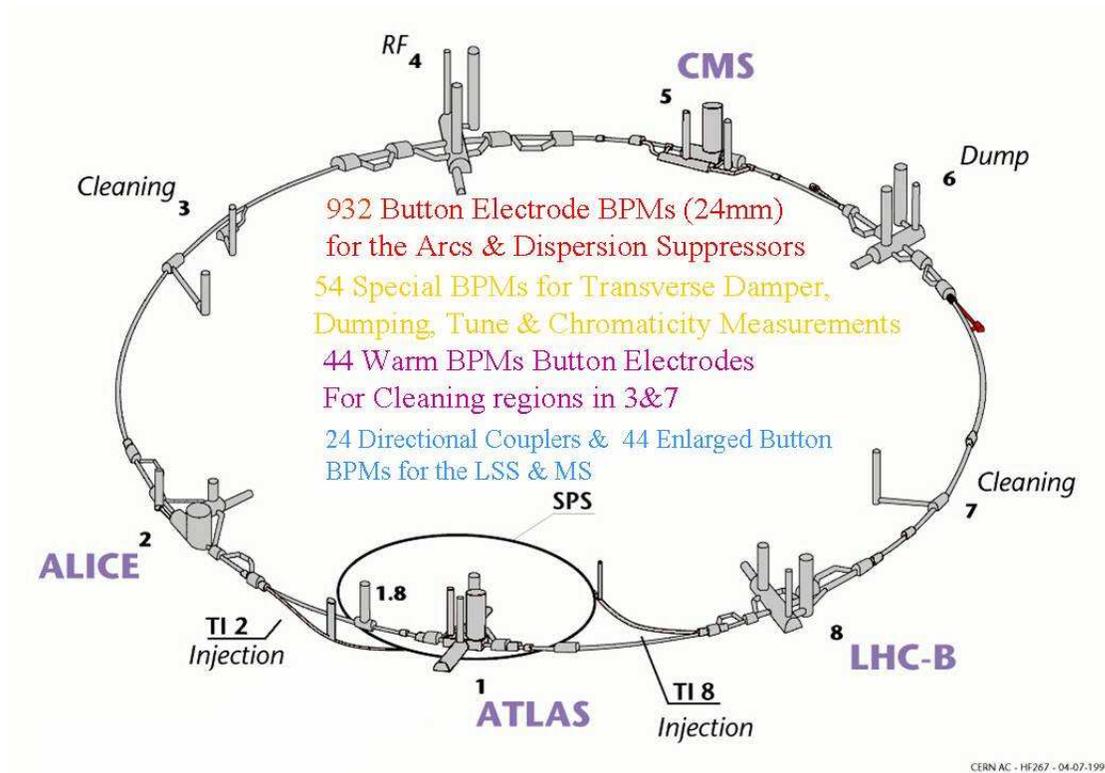


FIG. 2.4 – Disposition des quatre expériences sur le grand anneau du LHC.

2.1.3 Les expériences auprès du LHC

Quatre expériences se partagent les quatre points de croisement des faisceaux du grand anneau du LHC, comme indiqué sur la figure 2.4. Deux d'entre elles, ATLAS [67] et CMS [68], sont des expériences généralistes dédiées à la découverte du boson de Higgs, en passant par l'exploration de l'échelle d'énergie de brisure électrofaible et la recherche de nouvelle physique sans oublier les mesures de précision des paramètres du Modèle Standard tels que la masse du quark Top ou du boson W. L'expérience LHCb [69] se propose d'étudier la violation de la symétrie CP via la physique des hadrons beaux. Durant les phases de faisceaux d'ions lourds, l'expérience ALICE [70] cherchera à mettre en évidence le plasma de quarks et de gluons. Deux plus petites expériences, TOTEM [71] et LUCID [72] se greffent respectivement sur CMS et ATLAS pour mesurer les sections efficaces de collision élastiques et inélastiques proton-proton.

2.1.4 Planning de démarrage

Le planning de démarrage du LHC est régulièrement soumis à des changements en fonction des difficultés rencontrées au quotidien dans la mise en place de la machine et pour l'installation des détecteurs, de sorte qu'il est difficile aujourd'hui de définir un calendrier précis.

Néanmoins, le premier faisceau lançant officiellement le programme LHC est prévu à ce jour pour début 2008. Ce lancement sera suivi d'une phase de montée en puissance de la luminosité et de l'énergie de la machine, permettant de s'assurer de la parfaite maîtrise de l'installation.

Cette phase de test s'achèvera sur une phase de mesure physique à l'énergie nominale des faisceaux mais de luminosité réduite à $10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ pour effectuer les mesures de précision (2008-2010?). Après une période à basse luminosité permettant de collecter 30 fb^{-1} , le LHC fournira des collisions à l'énergie et la luminosité nominale permettant de traquer les phénomènes les plus rares.

2.1.5 Problématiques associées au LHC

La très haute luminosité nominale du LHC et la fréquence de croisement des faisceaux ne sont pas sans poser un certain nombre de contraintes sur les détecteurs. L'interaction des particules produites avec les éléments des détecteurs conduira à un taux de radiations très élevé. Les matériaux utilisés dans la construction des détecteurs ainsi que l'électronique associée devront donc être très résistants aux radiations pour supporter dix années de fonctionnement du LHC.

Les caractéristiques des faisceaux du LHC induisent également de lourdes contraintes sur le traitement des données qui sera décrit dans la suite.

2.1.5.1 Les événements de biais minimum

Un très grand nombre de particules vont être produites chaque seconde dans les collisions à l'énergie du LHC. La section efficace totale d'interaction proton-proton à $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ est

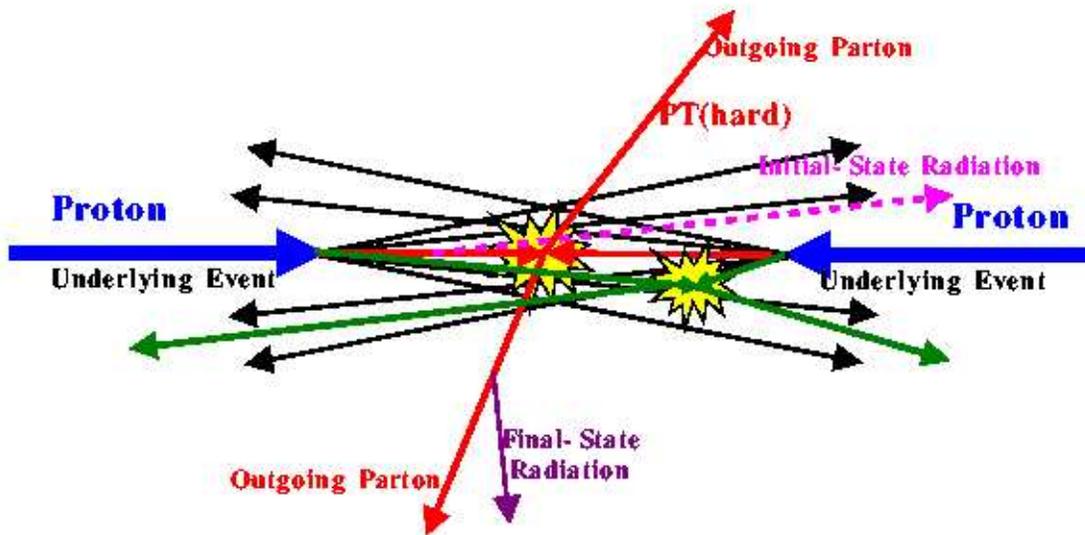


FIG. 2.5 – Représentation des événements sous-jacents.

de l'ordre de 100 mb . Or, elle est dominée par les collisions inélastiques qui représentent environ 70 mb [73]. En conséquence, environ 23 collisions inélastiques sont attendues en moyenne à haute luminosité (2.3 à basse luminosité). Ces interactions produisent principalement des événements de faible impulsion transverse, c'est pourquoi ils sont appelés "événements de biais minimum" (MB pour "minimum bias"). Ces événements sont une pollution qui va occuper les canaux des détecteurs et ainsi dégrader la résolution du détecteur. Cependant, ces événements ayant une faible impulsion transverse, l'application d'une coupure sur cette grandeur réduira considérablement leur impact.

2.1.5.2 Les événements sous-jacents

C'est le caractère hadronique du faisceau fourni par le LHC qui conduit à produire des événements sous-jacents. Lors d'une collision proton-proton donnant lieu à une interaction intéressante de deux partons, les événements sous-jacents (UE pour "underlying events") proviennent de l'interaction des autres partons, ceux qui sont spectateurs de l'interaction dure, comme le montre la figure 2.5. Ces événements sont fortement corrélés par la couleur aux processus durs et ne peuvent donc pas en être soustraits. La démarche consiste alors à inclure le traitement des événements sous-jacents dans les modèles puisqu'ils vont évidemment contribuer à dégrader les mesures en interagissant avec le détecteur. Plusieurs études menées au Tevatron ayant montré un bon accord entre les générateurs d'événements sous-jacents et les mesures, et ce malgré la difficulté de la modélisation, ces générateurs ont été extrapolés à l'énergie du LHC pour simuler les événements sous-jacents, tout en sachant pertinemment que cette démarche comporte des risques.

Parmi les événements sous-jacents comptent également les possibles radiations dans l'état initial (ISR), qui sont les interactions QCD intervenant avant le processus dur sur les partons impliqués dans ce processus, et les radiations dans l'état final (FSR), qui sont les interactions

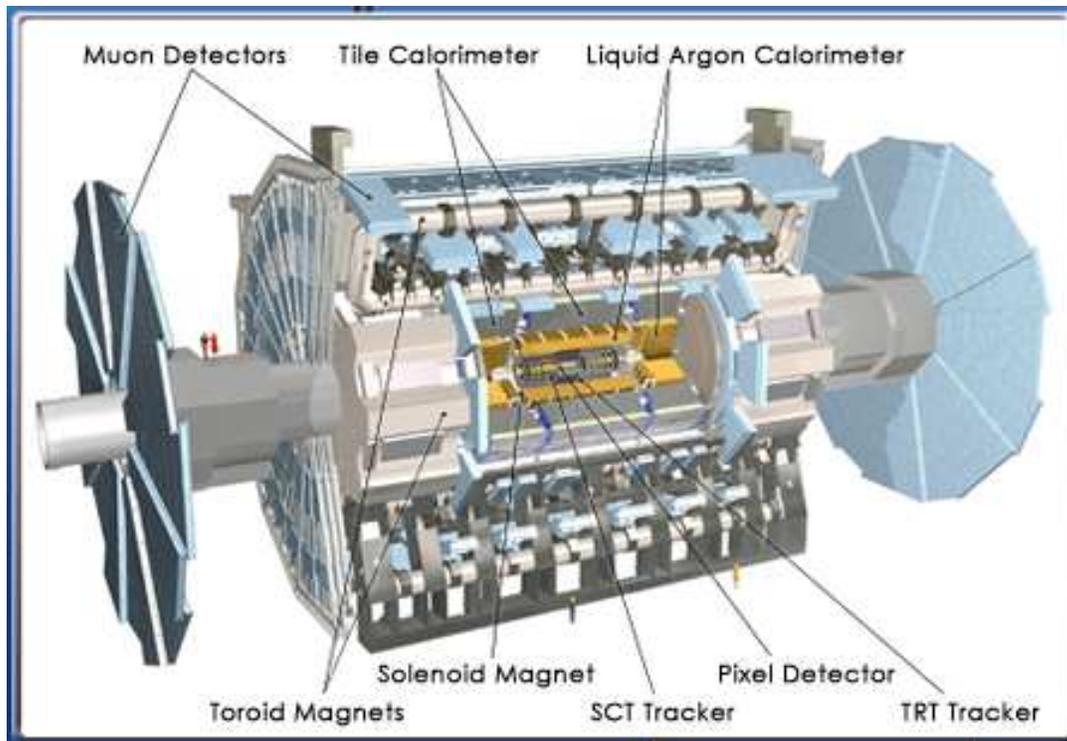


FIG. 2.6 – Vue d'ensemble du détecteur ATLAS.

QCD impliquant les produits de l'interaction dure.

2.1.5.3 L'effet d'empilement

Vu la très haute fréquence des collisions au LHC, les événements de deux collisions successives peuvent être enregistrés simultanément si le temps de réponse des détecteurs est trop important. C'est pourquoi les expériences auprès du LHC sont dotées d'une électronique de traitement du signal extrêmement rapide. Néanmoins, il peut parfois arriver qu'un dépôt d'énergie tardif dans une collision soit comptabilisé dans l'énergie de la collision suivante. Cette dernière sera donc affublée d'un nouveau jet (par exemple) si le dépôt d'énergie est suffisant, conduisant à un bruit de fond supplémentaire dans l'analyse.

2.2 Le détecteur ATLAS

L'expérience ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS), dont le détecteur est représenté sur la figure 2.6, a été approuvée en 1994 et regroupe environ 1800 physiciens répartis dans 164 laboratoires à travers le monde. Le détecteur ATLAS, de symétrie cylindrique autour de l'axe du faisceau et centré sur le point de croisement méridional de l'anneau, a des dimensions colossales qui font de lui le plus grand détecteur installé auprès du LHC : 44 m de long, 25 m de diamètre pour une masse de 7500 tonnes. Il se divise en trois parties : une partie centrale, le tonneau, auquel s'adjoignent deux extrémités, les bouchons.

Par l'énergie de son faisceau et sa luminosité, le LHC offre la possibilité au détecteur ATLAS d'explorer son vaste programme de physique [74, 75], qui compte en plus des axes de recherche cités auparavant l'étude de la violation de CP, la recherche du plasma de quarks et de gluons, la recherche de dimensions supplémentaires,... la liste n'étant pas exhaustive. Ce programme réclame des contraintes fortes sur les performances du détecteur, ce dernier devant être capable de faire face à la grande variété de signatures des phénomènes physiques qu'il veut étudier. Ainsi, le détecteur doit pouvoir reconstruire très efficacement les trajectoires des particules dans un environnement chargé de traces et de bruit. Il doit également discriminer parfaitement les électrons et les photons en plus de mesurer leur énergie, tout en ayant une excellente herméticité pour reconstruire les jets et l'énergie manquante. Il nécessite également une bonne précision sur la mesure de l'impulsion des muons.

Pour répondre à ces exigences, ATLAS est doté de deux systèmes d'aimants et de trois systèmes de détection répartis en partant du point d'interaction de la façon suivante :

Le détecteur interne de traces dont le rôle est de discriminer les trajectoires des particules chargées et de déterminer leur charge et leur impulsion à l'aide du champ magnétique fourni par l'aimant solénoïdal placé en aval. Il doit également déterminer la position du vertex primaire d'interaction et des vertex secondaires.

Le système calorimétrique qui se propose de mesurer l'énergie des différentes particules traversant le détecteur à l'exception des muons qui n'y déposent qu'une très faible partie de leur énergie, et des neutrinos qui n'interagissent quasiment pas avec la matière.

Le système d'aimants toroïdaux qui courbe la trajectoire des muons sortant du système calorimétrique.

Le spectromètre à muons qui identifie les muons et détermine leur impulsion grâce à leur trace courbée par le champ magnétique engendré par l'aimant toroïdal. Il participe également au système de déclenchement.

Chacun de ces sous-détecteurs sera décrit par la suite.

2.2.1 Variables cinématiques utilisées dans ATLAS

Le système de coordonnées utilisé par la collaboration ATLAS est représenté sur la figure 2.7 où l'axe (Oz) est l'axe du faisceau incliné de -1.23° par rapport à l'horizontale, et le plan (xOy) est le plan transverse au faisceau. A partir de ce système de coordonnées sont définies les variables cinématiques suivantes, qui seront très largement employées pour la description du détecteur ATLAS et de ses caractéristiques :

- la rapidité

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + P_z}{E - P_z}$$

où E est l'énergie de la particule et P_z la composante de l'impulsion suivant l'axe (Oz) ;

- la pseudo-rapacité

$$\eta = - \ln \tan \frac{\theta}{2}$$

où θ est l'angle que fait la particule par rapport à l'axe (Oz) ;

- l'angle azimutal

$$\phi \in [-\pi, \pi]$$

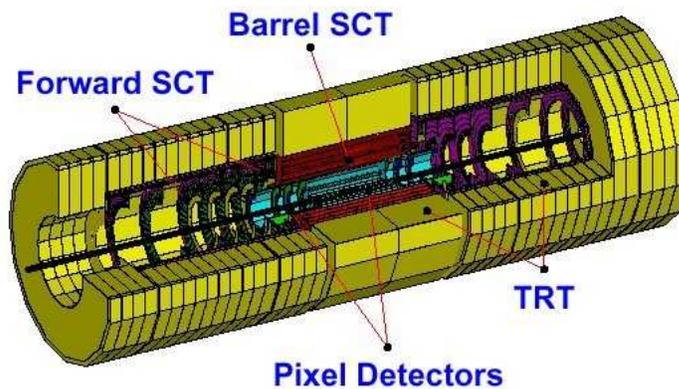


FIG. 2.8 – Le détecteur interne de traces de l'expérience ATLAS.

faible épaisseur pour limiter le nombre de conversions de photons et les pertes d'énergie par rayonnement de freinage des électrons, et ainsi réduire le préjudice causé sur la mesure de l'énergie faite par les calorimètres.

Les performances attendues pour le détecteur interne sont une efficacité de reconstruction supérieure à 95 % pour les traces isolées de plus de 5 GeV et une incertitude de l'ordre de 2 *mrad* sur la mesure des angles polaires. Une efficacité d'étiquetage des jets beaux d'au moins 50 % est prévue par le cahier des charges [76] ainsi qu'un rejet des jets de quarks légers de l'ordre de 100. En association avec le calorimètre électromagnétique, l'efficacité d'identification des photons de $P_T > 50$ GeV/*c* doit être supérieure à 90 % pour un rejet des électrons et des pions neutres isolés respectivement supérieur à 500 et 3.

2.2.2.1 Le détecteur à pixels

Le détecteur à pixels de silicium [78, 79] est le premier détecteur rencontré par les particules issues de l'interaction. Il se compose d'une partie tonneau et de deux parties bouchons, l'ensemble formant un cylindre de 50 *cm* de diamètre et 1.4 *m* de long fixé sur une structure en carbone. Sa partie tonneau est formée de trois couches de granularité $50\mu\text{m} \times 400\mu\text{m}$ permettant de reconstruire chaque trace à partir de trois points de mesure dans un environnement de haute multiplicité. La première couche, la couche B (ou "*B layer*") se situe au plus près du point d'interaction (5.05 *cm*) pour pouvoir déterminer précisément la position des vertex secondaires, les deux autres couches se situant à 8.85 et 12.25 *cm* de l'axe des faisceaux. Chaque partie bouchon du détecteur à pixels est composée de trois disques orthogonaux à l'axe du faisceau placés longitudinalement à 49.5, 58.0 et 65.0 *cm* du point de croisement des faisceaux, et remplissant les mêmes fonctions.

Pour limiter les dommages dus aux radiations, le détecteur à pixels fonctionne à une température de -7 °C. Cependant, malgré la résistance aux radiations des couches de silicium, la couche B devra être régulièrement renouvelée tandis que les autres couches devraient pouvoir supporter 10 années de fonctionnement du LHC.

Le principe de détection, qui consiste à collecter les charges créées par le passage des particules chargées dans un jonction PN polarisée, devrait permettre d'atteindre l'efficacité

d'étiquetage des jets beaux requise (de l'ordre de 60 %) et le facteur de réjection des jets légers attendu (de l'ordre de 100).

2.2.2.2 Le détecteur à micro-pistes de silicium

Le détecteur à micro-pistes de silicium ou SCT (Semi Conductor Tracker) [76, 80] est formé de bandes de silicium sur lesquelles sont placées des micro-pistes de $80 \mu m$ de large et de $126 mm$ de long. La partie tonneau couvre un rayon allant de 30 à 52 cm tandis que la partie bouchon se compose de 9 disques orthogonaux à l'axe du faisceau. Avec quatre points de mesure par trace, il doit compléter la bonne reconstruction des traces avec une efficacité supérieure à 95 % durant toute la durée de fonctionnement du LHC. Sa grande granularité qui facilite la discrimination des traces a été choisie pour limiter le taux d'occupation à moins de 1 % à la luminosité nominale.

Le SCT permettra de reconstruire les traces des leptons isolés d'impulsion transverse supérieure à $5 \text{ GeV}/c$ avec une précision sur l'impulsion transverse $P_T \times \sigma(1/P_T) < 0.3$ pour $P_T = 500 \text{ GeV}/c$ [77], et de séparer les vertex multiples.

2.2.2.3 Le détecteur à rayonnement de transition

Le détecteur à rayonnement de transition [76, 77, 81] ou TRT (Transition Radiation Tracker) forme la couche externe du détecteur interne. Il utilise des tubes à dérive (ou pailles) de 4 mm de diamètre remplis d'un mélange gazeux (70 % Xe+27 % CO₂ + 3 % O₂) et traversés en leur centre par une anode plaquée en or-tungstène. Les électrons provenant de l'ionisation du gaz au passage d'une particule chargée dérivent vers l'anode ou le signal électrique est collecté. Les pailles sont entourées d'un radiateur en feuilles de polypropylène qui produit un rayonnement de transition important lors du passage d'un électron, permettant ainsi d'identifier ces derniers.

Le TRT se compose d'une partie tonneau de 160 cm de long constituée de trois cylindres concentriques couvrant un rayon de 56 à 107 cm où les pailles sont disposées longitudinalement. Les deux parties bouchons comptent chacune 20 disques de pailles rangées orthogonalement à l'axe du faisceau.

Avec 35 points de mesure par trace chargée, l'utilisation combinée du TRT et du calorimètre électromagnétique fournit une efficacité d'identification de 75 % pour les électrons de $P_T > 20 \text{ GeV}/c$ et un facteur de réjection des jets hadroniques de 10^5 .

2.2.2.4 L'aimant solénoïdal

Pour permettre une bonne séparation des traces dans le détecteur interne, un champ magnétique de 2 *Teslas* suivant l'axe (Oz) est produit par un aimant solénoïdal supraconducteur [82, 83] refroidi par de l'hélium à 4.2 K . Les particules chargées sont ainsi courbées dans le plan orthogonal à l'axe du faisceau.

Le solénoïde, de diamètre interne 2.44 m et externe 2.63 m , mesure 5.3 m de long, pèse 5.7 tonnes et couvre une échelle de pseudo-rapacité de $|\eta| < 2.5$. Le champ magnétique produit n'est pas totalement uniforme à grand η : il est donc nécessaire de connaître parfaitement la valeur du champ en tout point pour permettre les mesures de précision. Il est

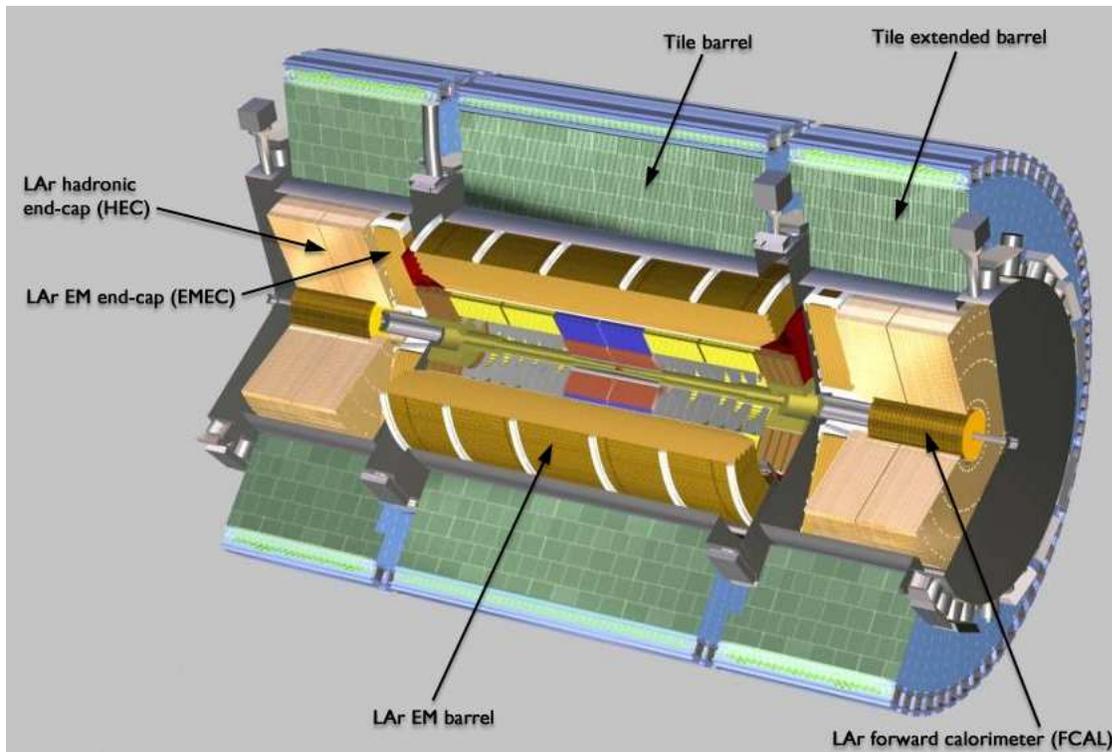


FIG. 2.9 – *Le système calorimétrique de l'expérience ATLAS.*

placé à l'intérieur du cryostat du calorimètre électromagnétique pour minimiser la quantité de matière en amont des calorimètres.

2.2.3 La calorimétrie

Le rôle des calorimètres est de mesurer l'énergie des photons et des électrons ainsi que celle des jets dans une gamme en pseudo-rapacité $|\eta| < 4.9$. Ils contribuent aussi à discriminer les électrons des pions et les photons des jets, et permettent de mesurer l'énergie perdue par des muons isolés. Le système calorimétrique d'ATLAS [84, 85] se compose d'un calorimètre électromagnétique et d'un calorimètre hadronique, tout deux formés d'une partie tonneau et de deux parties bouchons. Un calorimètre vers l'avant est également installé le long de l'axe du faisceau de part et d'autre du point d'interaction pour garantir l'herméticité de l'ensemble. Ces trois calorimètres sont représentés sur la figure 2.9.

2.2.3.1 Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique [85, 86] est essentiellement chargé de mesurer l'énergie des photons et des électrons. Il permet également de reconstruire la direction des particules et de distinguer les photons isolés de ceux de la désintégration d'un pion neutre. Il mesure de plus la composante électromagnétique des jets.

La technologie adoptée est celle d'un calorimètre à échantillonnage plomb/argon liquide, dans lequel l'argon est refroidi à une température de 90 K pour éviter la formation de bulles.

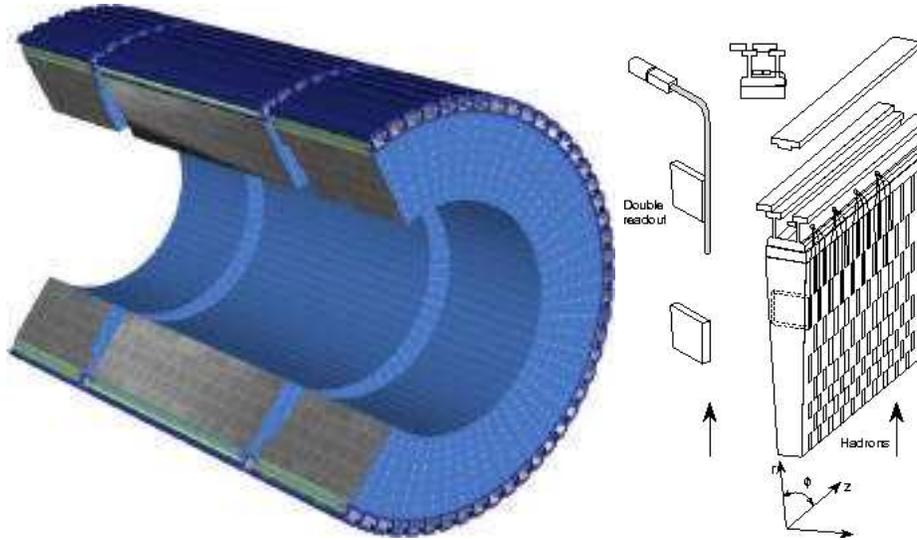


FIG. 2.10 – Le calorimètre hadronique tonneau de l'expérience ATLAS (gauche) et schéma de l'un de ces modules (droite).

Le plomb joue le rôle d'absorbeur pour le milieu actif que représente l'argon d'où les signaux d'ionisation sont collectés par des électrodes.

Il se compose de deux demi-tonneaux centraux couvrant la région en pseudo-rapacité $|\eta| < 1.475$ placés dans le même cryostat que l'aimant solénoïdal, et de deux bouchons à ses extrémités couvrant la région $1.375 < \eta < 3.2$ situés dans le même cryostat que le calorimètre vers l'avant. Il se couple à un pré-échantillonneur qui évalue l'énergie perdue par des particules ayant interagi avec la matière inerte entre le point d'interaction et le calorimètre, améliorant ainsi la résolution en énergie.

La résolution attendue sur la mesure de l'énergie dans l'intervalle [10-300] GeV est [84] :

$$\frac{\Delta(E)}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E \text{ (GeV)}}} \oplus < 1\% \quad (2.1)$$

2.2.3.2 Le calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique [87] se charge de la mesure de l'énergie des hadrons et participe à celle des jets en mesurant leur composante hadronique. Il contribue aussi à l'estimation de l'impulsion transverse manquante. Sa profondeur est suffisante pour contenir les gerbes hadroniques et réduire le fond hadronique dans les spectromètres à muons placés en aval. Il se compose d'une partie tonneau et de deux parties bouchons utilisant des technologies différentes.

La partie tonneau se divise en une partie centrale de 5.64 m de long couvrant la région $|\eta| < 1$ et de deux extensions de 2.91 m chacune couvrant les régions $1 < |\eta| < 1.7$. Le rayon interne du tonneau est de 2.28 m pour un rayon externe de 4.23 m. Chacun des trois cylindres est formé de 64 modules (figure 2.10) disposés en corolle autour de l'axe du faisceau. Chaque module se compose de trois compartiments de granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ pour les deux plus proches du faisceau et $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.1$ pour le dernier. La géométrie semi-

projective des modules suivant η améliore la résolution et autorise une meilleure identification et reconstruction de la direction des jets.

Dans ce calorimètre à échantillonnage fer/scintillateur, le passage des hadrons à travers le fer initie une gerbe qui excite les molécules des tuiles scintillantes de 4 *mm* d'épaisseur. La lumière produite lors de la désexcitation des molécules est recueillie par deux fibres optiques à décalage de longueur d'onde au niveau des tuiles, puis transportée jusqu'aux photo-multiplicateurs, placés sur la face externe du tonneau, qui se chargent de transformer le signal lumineux en signal électrique.

La résolution attendue pour des pions dans le calorimètre à tuiles est la suivante :

$$\frac{\Delta(E)}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E} \text{ (GeV)}} \oplus 3\% \quad (2.2)$$

en accord avec les tests en faisceau [88, 89].

Les parties bouchons du calorimètre hadronique [85], qui couvrent la région en pseudo-rapacité $1.5 < |\eta| < 3.2$, constituent un calorimètre à échantillonnage cuivre/argon liquide présentant l'avantage d'une bonne tenue aux radiations. Elles sont formées chacune de deux roues indépendantes de 64 modules disposés selon ϕ et d'épaisseur 82 *cm* et 96 *cm* dont la granularité varie avec la pseudo-rapacité : $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ pour $1.5 \leq |\eta| \leq 2.5$ et $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$ pour $2.5 \leq |\eta| \leq 3.2$. La première roue possède 24 couches absorbeur-électrode tandis que la seconde en a 16. L'épaisseur de l'absorbeur est respectivement de 25 *mm* et 50 *mm*. Un intervalle de 8.5 *mm* entre deux absorbeurs est réalisé par des espaceurs alvéolés en forme de nid d'abeille.

2.2.3.3 Le calorimètre vers l'avant

En assurant l'herméticité du détecteur, le calorimètre vers l'avant [85] participe à l'évaluation de l'impulsion transverse manquante. Il joue également un rôle important dans l'étude des canaux où le boson de Higgs est produit par fusion de bosons vecteur, conduisant à deux jets vers l'arrière et vers l'avant du détecteur. Il couvre la région $3.2 < |\eta| < 4.9$ et se situe dans le même cryostat que les bouchons électromagnétiques et hadroniques.

Puisqu'il sera très fortement soumis aux radiations (10^{16} *Gy/an* et un flux de neutrons de l'ordre de 10^9 *cm⁻²s⁻¹*), il est formé de matériaux denses ayant une bonne tenue aux radiations, et sa technologie a été choisie en conséquence. Il se compose de quatre roues. La première est un calorimètre électromagnétique à échantillonnage cuivre/argon liquide optimisé pour la reconstruction des électrons. Les deux roues suivantes sont des calorimètres hadroniques à échantillonnage tungstène/argon liquide. La quatrième et dernière roue n'est pas instrumentée et sert de blindage pour les roues du spectromètre à muons situées en aval.

Chacune des trois roues instrumentées est formée d'une matrice d'absorbeur percée de trous de 5 *mm* de diamètre dans lesquels sont placées des électrodes tubulaires métalliques de 4.5 *mm* de diamètre parallèlement à l'axe du faisceau. L'intervalle, occupé par l'argon liquide, est volontairement faible pour réduire le temps de dérive des charges induit par la différence de potentiel entre la matrice et l'électrode.

La résolution en énergie attendue des pions dans ce calorimètre est de

$$\frac{\Delta(E)}{E} = \frac{100\%}{\sqrt{E} \text{ (GeV)}} \oplus 10\% \quad (2.3)$$

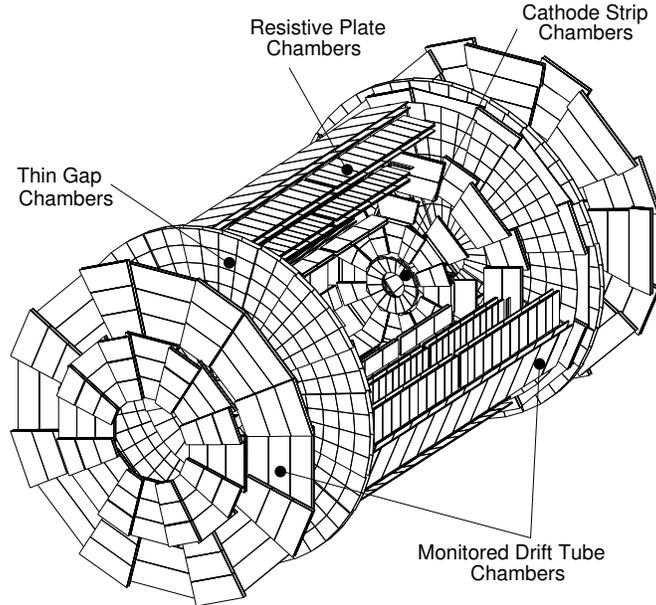


FIG. 2.11 – *Le spectromètre à muons de l'expérience ATLAS.*

et a été validée par les tests en faisceaux.

2.2.4 Le spectromètre à muons

Le spectromètre à muons [90] (figure 2.11) est utilisé dans l'identification des muons et la mesure précise de leur impulsion et de leur trajectoire. Il participe également au système de déclenchement de niveau 1 et doit ainsi répondre suffisamment vite pour être efficace à haute luminosité.

Un système d'aimants supraconducteurs produit un champ magnétique toroïdal qui courbe la trajectoire des muons entrant dans le spectromètre pour permettre la mesure de leur impulsion. La partie tonneau de ce système d'aimants ($|\eta| < 1.1$) (figure 2.12) est constituée de huit bobines supraconductrices de 25.3 m de long et pesant 830 tonnes qui produisent un champ intégré de 2.6 Tm . Les deux parties bouchons ($1.1 < |\eta| < 2.6$) sont composées de 8 bobines supraconductrices de 5 m de long et génèrent un champ intégré de 6 Tm .

La reconstruction des traces est effectuée à partir de deux types de détecteurs : les MDT (Monitored Drift Tubes) et les CSC (Cathop Strip Chambers).

Les MDT sont des tubes à dérive constitués de deux plans de trois à quatre rangées de tubes de 30 mm de diamètre. Ces tubes sont remplis d'un mélange argon/gaz carbonique comportant une électrode sur leur axe de révolution. La résolution spatiale des MDT est de $60\text{ }\mu\text{m}$ et le temps de dérive à l'intérieur des tubes est de 600 ns .

Les CSC sont quant à elles des chambres multi-fils fonctionnant en mode proportionnel, de résolution spatiale meilleure que $50 \mu m$.

Ainsi, dans la partie centrale du spectromètre à muon, la reconstruction des traces est réalisée par trois cylindres concentriques comportant des MDT de rayon $5 m$, $7.5 m$ et $10 m$. Les parties bouchons comptent également trois disques de MDT couvrant la région $1 \leq |\eta| \leq 2$ et un disque de CSC couvrant la région $2 \leq |\eta| \leq 2.7$ où la réjection de l'important bruit de fond attendu réclame une haute granularité.

Le déclenchement se base dans la partie centrale sur des RPC (Resistive Plate Chambers) alors que dans les parties bouchons cette tâche est confiée à quatre disques de chambres à fils TGC (Thin Gap Chambers).

Les RPC sont formées d'une paire de plaques parallèles isolantes en bakélite entre lesquelles se trouve un mélange gazeux formé d'argon, butane et SF_6 . La surface externe des plaques de bakélite est recouverte de graphite de façon à pouvoir appliquer un champ électrique ($4.5 kV mm^{-1}$) entre deux plaques. Les électrodes sont constituées de pistes de graphite qui sont isolées de la haute tension de polarisation de la chambre. Deux plans de RPC sont nécessaires pour reconstruire une coordonnée sans ambiguïté. Les RPC ont une résolution temporelle de l'ordre de la nanoseconde et un temps de montée du signal inférieur à $3 ns$ ce qui justifie leur emploi dans le système de déclenchement de niveau 1 de l'expérience.

Les TGC sont des chambres à fils fonctionnant en mode saturé dans lesquelles la couche de gaz mesure $3.2 mm$ d'épaisseur. Leur temps de montée du signal de l'ordre de $10 ns$ en fait un détecteur très rapide utilisable dans le système de déclenchement.

Les performances attendues sont une grande efficacité ($\sim 90 \%$) d'identification des muons de $P_T > 6 GeV/c$ avec une résolution de l'ordre du pour cent sur l'estimation de leur impulsion transverse et une résolution spatiale de $60 \mu m$.

2.2.5 Le système de déclenchement

La fréquence de collision élevée du LHC ($40 MHz$) ainsi que la rareté des phénomènes recherchés font du système de déclenchement un outil capital pour l'acquisition des événements intéressants. En effet, 10^9 interactions sont attendues par seconde, parmi lesquelles la plupart sont des événements de biais minimum donc sans intérêt physique. La haute multiplicité des canaux de chaque sous-détecteur (10^8 pour les détecteurs internes, 10^5 pour les calorimètres et 10^6 pour le spectromètre à muons) implique qu'un événement occupe environ $1 Mo$. La limitation sur la capacité de stockage et sur la puissance de calcul impose de réduire la fréquence d'enregistrement des événements à environ $100 Hz$ tout en sélectionnant efficacement les événements utiles par des signatures claires.

Pour ce faire, un système de déclenchement capable de décider très rapidement de l'intérêt d'un événement est requis. L'expérience ATLAS a choisi de hiérarchiser son système de déclenchement, représenté sur la figure 2.13, en trois niveaux : le premier se charge de faire un tri grossier mais très rapide des événements en appliquant des critères, inscrits dans la chaîne d'acquisition, sur les informations en provenance des sous-détecteurs les plus rapides. Les deux niveaux suivants appliquent par la suite des algorithmes de plus en plus complexes nécessitant une ferme d'ordinateur pour affiner la sélection.

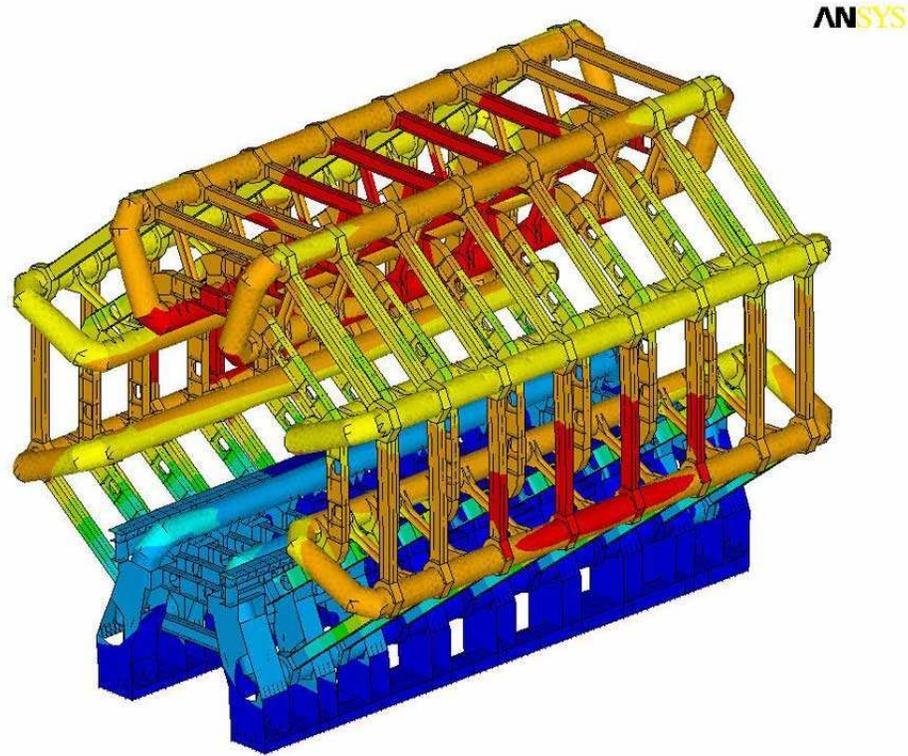


FIG. 2.12 – Le système d'aimants toroïdaux (partie centrale) de l'expérience ATLAS.

Selection	Symbole	Seuil basse luminosité	Seuil haute luminosité
un électron isolé	EM25(30)I	25 GeV	30 GeV
un muon	MU20	20 GeV	20 GeV
un jet	J200(290)	200 GeV	290 GeV
un jet et énergie manquante	J60(100)+ × E60(100)	60 GeV+ 60 GeV	100 GeV+ 100 GeV

TAB. 2.2 – Exemple de signatures définies pour sélectionner les événements au niveau LVL1 du système de déclenchement.

2.2.5.1 Déclenchement de niveau 1

Le niveau 1 (LVL1) [91], qui opère à la fréquence de croisement des faisceaux, doit être capable de décider en moins de $2.5 \mu s$ de l'intérêt d'un événement à partir des données enregistrées dans une mémoire tampon analogique qui évite les temps morts dans l'acquisition des données par le détecteur. Il s'appuie pour cela sur les dépôts calorimétriques et les informations en provenance du spectromètre à muon. Il se fonde pour motiver son choix sur des signatures prédéfinies de multiplicité, d'isolation, d'énergie totale ou encore d'impulsion transverse, puis définit des régions d'intérêt (RoI) à partir de ces informations. La table 2.2 fournit une liste d'exemples pour ces critères. Lorsqu'un événement est accepté, il est traité par les ROD (ReadOut Drivers) qui le lisent et mettent en forme ces signaux avant de le stocker dans les ROS (ReadOut System), en attendant la décision du niveau 2. Le déclenchement de niveau 1 réduit la fréquence d'enregistrement des événements à 75 kHz.

2.2.5.2 Déclenchement de niveau 2

Le niveau 2 (LVL2), à partir des RoI définis au niveau 1, reconstruit les objets plus complexes en se basant sur les sous-détecteurs plus lents tels que le détecteur interne de traces et en considérant cette fois-ci la granularité des dépôts calorimétriques. C'est ainsi que les électrons et les τ sont reconstruits à partir des traces laissées dans le détecteur interne et à partir de la granularité complète du calorimètre électromagnétique. De plus, les électrons sont plus finement définis par l'utilisation de leur signature propre dans le TRT. La sélection des muons est affinée par l'utilisation conjointe des traces dans le détecteur interne, des informations des RPC et TGC, et du dépôt d'énergie dans la dernière couche du calorimètre hadronique. Durant cette étape, les jets sont également reconstruits à partir de la granularité complète des calorimètres électromagnétiques et hadroniques, l'utilisation du détecteur interne contribuant dans le même temps à l'étiquetage des jets beaux. L'énergie manquante est également évaluée au niveau 2.

Le traitement de niveau 2 prend environ 10 *ms* et réduit la fréquence d'enregistrement des événements à 1 kHz. Les événements validant cette étape sont transférés des ROS au système de stockage du dernier niveau de déclenchement.

2.2.5.3 Déclenchement de haut niveau

Le déclenchement de haut niveau, également appelé filtre d'événements (EF), utilise les algorithmes de reconstruction hors-ligne pour reconstruire les traces et les vertex d'interaction à partir de tous les canaux distincts des sous-détecteurs. Il se base également sur les dernières constantes de calibration et d'alignement et sur les cartes de champ magnétique les plus récentes pour affiner à son tour le choix des événements intéressants. Le taux d'enregistrement des événements à la suite de cette dernière étape du système de déclenchement est réduit à 100 Hz, ce qui correspond néanmoins à une capacité de stockage de 10 *To* par jour à la luminosité nominale.

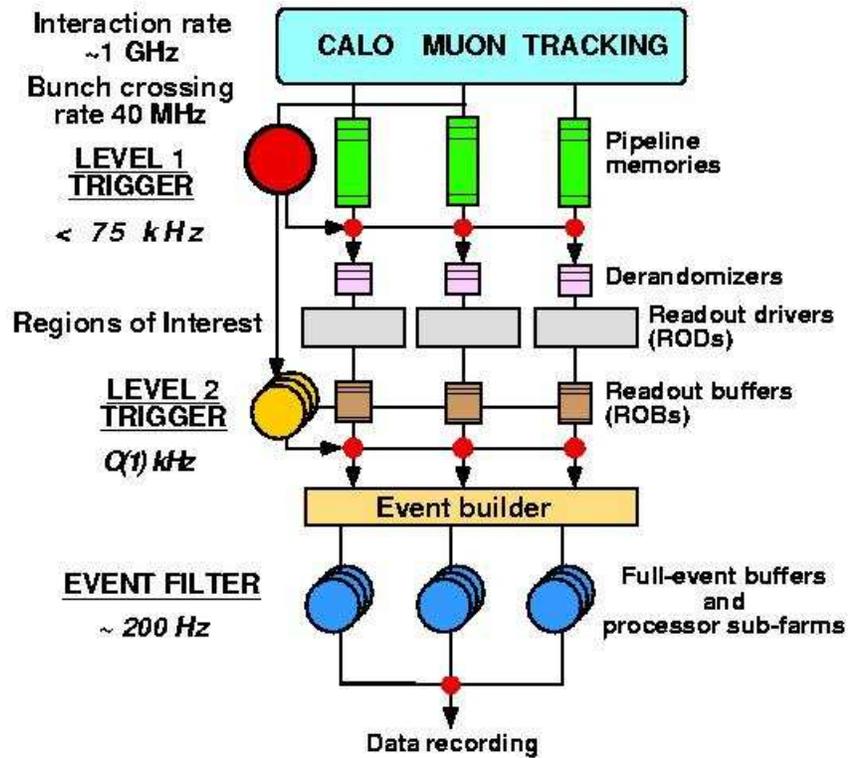


FIG. 2.13 – Le système de déclenchement de l'expérience ATLAS.

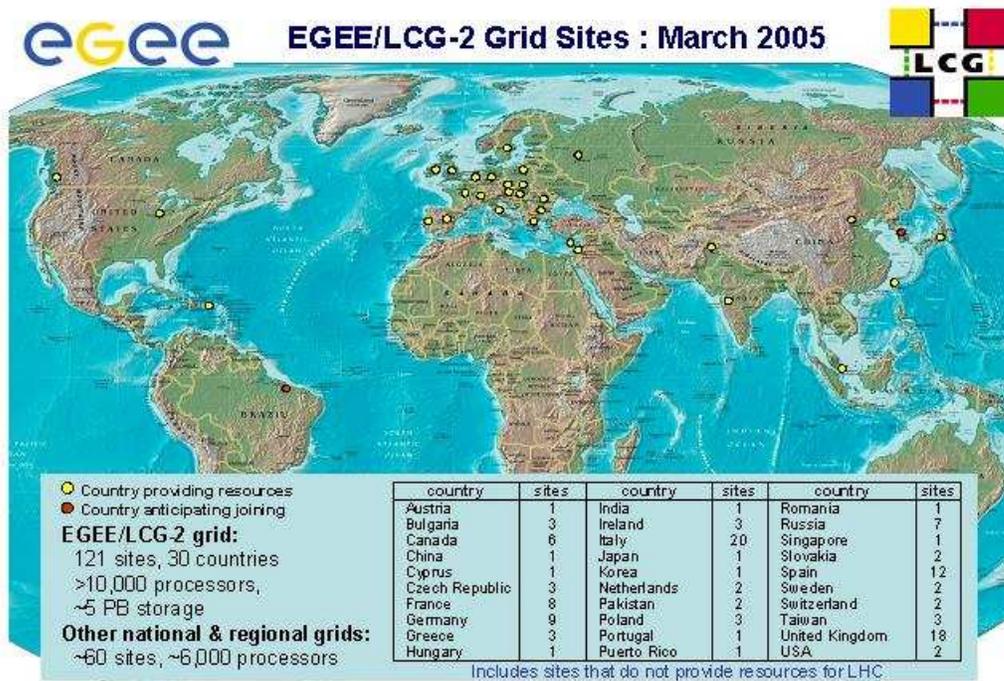


FIG. 2.14 – Répartition des centres de calcul impliqués dans la grille LCG. [92]

2.3 L'analyse des données dans ATLAS

2.3.1 La grille de calcul

Malgré le système de déclenchement de chacune des expériences qui réduit le nombre d'événements collectés aux seuls événements utiles, le LHC nécessitera néanmoins une capacité de stockage d'environ quinze mille tera-octets pour chaque année de prise de données [93], soit l'équivalent de trois millions de DVD, ce qui est considérable. Il est inenvisageable pour des raisons d'accès aux données que le traitement et le stockage d'une telle quantité d'informations soit confiée à un seul site. C'est pourquoi un réseau mondial hiérarchisé (LCG pour Lhc Computing Grid) regroupant les centres de calcul répartis à travers le monde a été créé pour partager le traitement des données ainsi que leur stockage.

Ainsi, le centre de calcul du CERN (Tier-0) est le premier maillon de cette chaîne. Il est chargé de collecter les données auprès des détecteurs puis de les répartir sur les centres de calculs nationaux des pays membres (les Tier-1) où il seront stockés et analysés. Les Tier-1 répartissent le stockage des données sur les autres centres de calcul du pays (les Tier-2), lesquels ont aussi la charge de produire les événements Monte-Carlo qui seront stockés sur les Tier-1. La figure 2.14 représente les divers centres de calcul mondiaux participant à la grille de calcul.

Cette répartition du traitement et du stockage des données représente un défi technologique dans la mesure où elle nécessite de très hauts débits entre les différents centres de calcul participants (de l'ordre du terabits par seconde) et donc une adaptation constante des protocoles d'échange. Les centres de calcul doivent également disposer de machines suffisamment puissantes pour traiter rapidement le flot de données produits par le CERN.

Notons également que cette structure, initialement prévue et orchestrée par la communauté des physiciens des particules, est très largement utilisée par d'autres disciplines notamment la médecine. C'est ainsi qu'en début d'année 2006, la grille de calcul fut utilisée pour la recherche d'inhibiteurs de la grippe aviaire à la suite de la pandémie qui frappait le monde [94].

2.3.2 La production de données avec ATHENA

ATHENA [95, 96] est l'environnement logiciel de la collaboration ATLAS destiné principalement au traitement hors ligne des données en provenance du détecteur (exception faite du traitement en ligne des données issues des niveaux LVL2 et EF du système de déclenchement). ATHENA est un logiciel écrit en langage C++, structuré en modules, sur la base de l'architecture développée en commun avec LHCb : Gaudi. Ce logiciel est en constante évolution ce qui entraîne la validation d'une nouvelle version environ tous les six mois.

2.3.2.1 Simulation complète du détecteur ATLAS

L'objectif de l'environnement ATHENA est de reconstruire les objets physiques utiles à l'analyse, tels que le quadri-moment des particules et un certain nombre de variables discriminantes permettant d'identifier la nature de ces particules. En vue du développement et de la validation de ce code, mais aussi pour préparer les analyses de physique en attendant le démarrage du LHC, ATHENA est doté de modules supplémentaires permettant de simuler toute la chaîne de désintégration, de la génération des événements à la simulation de la réponse du détecteur. Durant la phase de fonctionnement du LHC, ces modules permettront également de confronter les données réelles à notre connaissance actuelle. Ainsi, les différentes étapes nécessaires à la production complète de données simulées sont :

- **la génération** : Cette première étape simule les canaux de physique choisis. De nombreux générateurs sont accessibles dans ATHENA parmi lesquels PYTHIA [97], Mc@NLO [98], ou TopRex [99]. Certains d'entre eux génèrent les événements à l'ordre 0 des diagrammes de Feynman tandis que d'autres poussent leurs calculs jusqu'à des ordres bien supérieurs.
- **la simulation** : Cette seconde étape simule complètement le passage des particules à travers les différents matériaux du détecteur à l'aide de Geant4 [100]. Pour ce faire, des cartes détaillées des matériaux présents dans le détecteur sont utilisées.
- **la digitisation** : Cette étape permet de simuler la réponse de l'électronique de lecture du détecteur ATLAS, en considérant les bruits électroniques et l'empilement des événements.
- **la reconstruction** : C'est au cours de cette ultime étape que les objets physiques (jets, jets b, électrons, muons, photons, taus) sont reconstruits à partir des données simulées ou réelles en provenance des différents sous-détecteurs d'ATLAS. Les algorithmes utilisés lors de cette étape seront discutés ultérieurement.

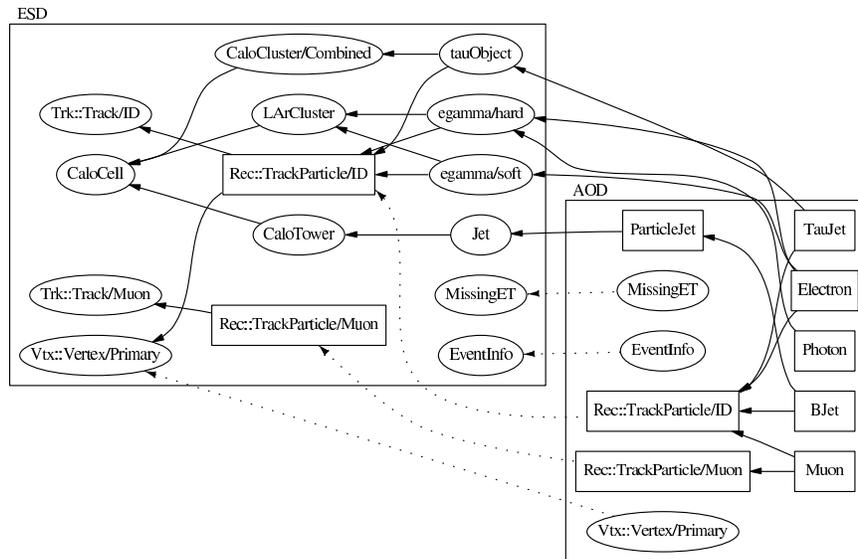


FIG. 2.15 – Schéma montrant la dépendance entre les ESD et AOD. [102]

2.3.2.2 Simulation rapide du détecteur ATLAS

L'étape de simulation est excessivement gourmande en ressources informatiques (environ 15 min par événement), conduisant à un temps d'attente très long avant de pouvoir disposer d'un lot d'événements simulés suffisamment conséquent. Pour remédier à ce handicap, le module ATLFAST [101] est utilisé. Il s'agit d'un logiciel qui simule rapidement (environ 1 s par événement) la réponse du détecteur à partir de la paramétrisation des acceptances et des résolutions des particules interagissant dans le détecteur. La dégradation de la position et de l'énergie des particules est paramétrée sur la base des résultats des simulations complètes et des tests en faisceaux.

Ainsi, chacun peut produire des lots privés de statistique suffisante en faisant appel à ATLFAST pour mener son analyse. En parallèle, les grandes ressources de la grille de calcul sont régulièrement mises à contribution à travers des campagnes de production d'événements complètement simulés mis à la disposition de chacun. Ceci permet d'une part d'affiner la paramétrisation utilisée par ATLFAST en tenant compte des nouvelles fonctionnalités introduites dans le code de simulation complète. D'autre part, la production d'événements complètement et rapidement simulés permet de comparer systématiquement les analyses menées sur l'un ou l'autre de ces lots, ce qui est recommandé pour la validation de toute analyse.

2.3.3 La reconstruction des objets physiques dans ATHENA

L'étape de reconstruction produit deux types de fichiers. Les premiers, les ESD (Event Summary Data) [102], sont relativement lourds car ils contiennent toutes les informations relatives aux objets physiques reconstruits telles que le quadri-moment évidemment, mais aussi le détail du dépôt d'énergie dans les différentes cellules, les traces relatives à ces objets, et toute autre information en provenance des sous-détecteurs d'ATLAS.

Pour pallier la gêne occasionnée par la manipulation de gros fichiers, les seconds, les AOD (Analysis Object Data) [102], ne regroupent que les informations les plus utiles à la reconstruction des événements : quadri-moments et paramètres permettant de caractériser les objets reconstruits, comme l'illustre la figure 2.15. Toutefois, il est possible, si nécessaire, de remonter à partir des AOD aux informations contenues dans les ESD sans avoir à traiter directement les ESD par un processus appelé "back navigation".

Les données contenues dans les ESD et AOD sont structurées dans le format ROOT [103] qui est le programme de traitement des données utilisé dans ATHENA. Ces fichiers sont enregistrés au format POOL (Pool Of persistency Objects for LHC) et ne sont lisibles qu'à travers ATHENA, ce qui permet d'assurer la persistance des données de physique avec ROOT et de rendre la localisation des données transparente sur la grille.

L'environnement ATHENA étant dédié à l'ensemble de la collaboration, il doit être capable de reconstruire les objets physiques en tenant compte des spécificités de chacun des sujets du programme de physique. Ainsi, plusieurs algorithmes doivent être disponibles pour que l'utilisateur puisse choisir les objets physiques en fonction de l'algorithme dont ils sont issus, en fonction du thème de l'analyse et des performances connues de chacun des algorithmes. Dans la suite, ces différents algorithmes sont brièvement décrits. Toutefois, seule sera développée la reconstruction des objets utiles à l'analyse que présente cette thèse, à savoir les produits de la désintégration semi-leptonique des paires $t\bar{t}$ que sont les électrons, les muons et les jets. Notons au préalable que ces algorithmes sont en évolution constante, et que la description faite ici ne prétend pas couvrir l'ensemble des nouveaux développements.

2.3.3.1 Reconstruction des électrons

Le détecteur ATLAS disposant d'un détecteur interne de traces et d'un calorimètre électromagnétique, la reconstruction des électrons peut être réalisée à partir des informations de ces deux détecteurs. Deux algorithmes sont implémentés dans ATHENA [104] : *egamma* pour les électrons de haut P_T et *soft*e pour les électrons de bas P_T . Le choix entre ces deux algorithmes dépend de la physique étudiée en gardant cependant à l'esprit qu'ils ne décrètent pas qui est électron et qui ne l'est pas, mais définissent un lot de candidats les plus probables pouvant être identifiés comme des électrons.

L'algorithme *egamma* prend comme point de départ de l'identification les dépôts calorimétriques, à partir desquels des variables discriminantes sont calculées. Ces variables discriminantes se basent sur les premier et deuxième étages du calorimètre électromagnétique, le calorimètre hadronique, et les informations en provenance du détecteur interne tel que le nombre de points de reconstruction des traces, le signal du TRT ou l'adéquation spatiale des traces avec les dépôts calorimétriques. Une fois les variables discriminantes évaluées, deux voies sont possibles : le code *egamma* standard applique des coupures sur les variables pour sélectionner les objets alors que le code *egamma* multivariable se base sur des fonctions de densité de probabilité, réseaux de neurones, etc... Si une trace est géométriquement associée au dépôt d'énergie, l'objet sélectionné est un candidat électron. Dans le cas contraire, il est un candidat photon.

L'algorithme *soft*e est dédié à l'identification des électrons de faible énergie qui se trouvent dans les processus impliquant le J/Ψ ou dans la physique du quark beau. Les électrons issus de cet algorithme peuvent également participer à l'identification des jets beaux. La contrainte à l'origine du développement de cet algorithme est que les électrons de faible énergie ne

peuvent pas être facilement discriminés des pions à partir du seul dépôt d'énergie dans les calorimètres. En effet, ces électrons sont souvent très proches des jets quand il ne sont pas compris dans leur cône : il est donc difficile d'estimer leur énergie. Le code *softe* débute sur l'information fournie par le détecteur interne de traces. Il sélectionne des traces de bonne qualité et bien reconstruites d'où est extrapolée la position de l'électron dans le deuxième compartiment du calorimètre électromagnétique. Un cluster est construit autour de cette position pour compléter un lot de variables discriminantes se basant sur les informations des deux sous-détecteurs mis en jeu. Ces variables sont utilisées pour définir des fonctions de densité de probabilité permettant de sélectionner les candidats électron.

2.3.3.2 Reconstruction des muons

La reconstruction des muons dans ATHENA [105] n'est pas chose aisée car l'ensemble des sous-détecteurs d'ATLAS est utilisé pour accomplir cette tâche. En effet, les traces des muons dans le spectromètre doivent d'abord être définies. La bonne reconstruction des muons doit également s'appuyer sur les traces laissées par les muons dans le détecteur interne de traces. Des algorithmes doivent ensuite évaluer la pertinence avec laquelle les traces de ces deux sous-détecteurs peuvent être corrélées. La perte d'énergie des muons dans les calorimètres doit également être traitée de même que les muons de faible P_T .

La première étape consiste à utiliser les MDT et les CSC pour définir des segments. Suite à une grande émulation entre les équipes travaillant sur le sujet, ATHENA dispose de quatre modules concurrents pour effectuer ce travail. La problématique est de définir les points qui serviront de base à la détermination des traces de muons. Une batterie de tests est de plus réalisée, en tenant compte des autres segments reconstruits, pour éliminer les points ambigus et parasites.

Deux algorithmes sont ensuite disponibles pour reconstruire les traces dans le spectromètre à muons : Muonboy et MOORE. Pour ce faire, ces deux algorithmes s'appuient sur les régions d'activité soulignées par le système de déclenchement et sur les segments définis précédemment. La différence entre les deux algorithmes vient essentiellement de la façon d'ajuster les traces sur les segments.

Combinés à l'un des deux codes de reconstruction des traces dans le détecteur interne, les deux algorithmes disponibles, STACO et MuIDCombined, cherchent à corréler les traces du détecteur interne à celles du spectromètre à muons. STACO profite du mélange statistique des informations du détecteur de traces et du spectromètre prises indépendamment alors que MuIDCombined procède à un réajustement global des points de reconstruction dans les deux sous-détecteurs en tenant compte de la traversée des calorimètres.

Les muons de bas P_T posent un problème supplémentaire. Leur trace est généralement très bien définie dans le détecteur interne mais leur faible impulsion ne leur permet pas de laisser une trace complète dans le spectromètre à muons. Ils sont en effet si peu énergétiques qu'ils ne parviennent pas à traverser l'ensemble des couches de MDT à cause du fort champ magnétique qui courbe leur trajectoire.

Il se peut également que les muons déposent de l'énergie dans les calorimètres mais n'en sortent pas, ou, s'ils en sortent, ne laissent qu'un signal marginal dans le spectromètre. Pour estimer ces muons, ATHENA dispose de plusieurs algorithmes parmi lesquels MuTag, MuGirl ou encore TileCalMuId.

2.3.3.3 Reconstruction des jets

En interagissant avec le détecteur, les jets hadroniques initiés par la fragmentation des quarks déposent leur énergie dans les calorimètres électromagnétiques et hadroniques. La reconstruction de ces jets se fait alors en trois étapes [106]. La première étape consiste à organiser les dépôts d'énergie dans les cellules en "clusters". Dans une deuxième étape, les jets sont définis en regroupant les "clusters" précédemment définis. La troisième et dernière étape effectue la calibration des cellules composant les jets pour tenir compte de la non-compensation du détecteur ATLAS, des matériaux morts, des champs magnétiques et de tout autre effet préjudiciable à la bonne mesure de l'énergie des jets. Cette dernière étape sera plus amplement discutée aux chapitres 4 et 7.

Définition des clusters

Les cellules excitées par un dépôt énergétique sont regroupées en "clusters" sur la base de critères géométriques. Classiquement, les "clusters" sont définis par une approche bi-dimensionnelle en reconstruisant des tours calorimétriques dans le plan (η, ϕ) . Actuellement, une nouvelle approche prometteuse est en cours de développement, dans laquelle les clusters sont reconstruits par une approche tri-dimensionnelle. Cette méthode dite de clusters topologiques considère la gerbe dans tout son déploiement spatial et non plus comme une simple projection à deux dimensions (η, ϕ) ce qui permet d'améliorer au final la qualité de reconstruction des jets.

Reconstruction des jets

L'étape de reconstruction des jets est réalisée dans ATHENA par deux types d'algorithmes au choix de l'utilisateur. Ils s'appuient sur les clusters définis à l'étape précédente et éventuellement les regroupent pour former les jets. Le premier, l'algorithme de cône, est relativement intuitif : il s'agit de considérer l'énergie déposée dans un cône de taille fixée [107]. Les algorithmes de cône peuvent être implémentés sans graine, c'est-à-dire que les jets sont construits à partir de tous les clusters recherchés systématiquement dans tout l'espace. Cet algorithme est très gourmand en ressource informatique, c'est la raison pour laquelle la collaboration ATLAS a choisi l'algorithme de cône avec graine, également plus facile à implémenter, qui définit les jets autour de graines vérifiant $E_T > 2$ GeV. La taille du cône est au choix de l'utilisateur en fonction de son analyse : soit un cône suffisamment large ($\Delta R = 0.7$ par exemple) pour éviter que l'énergie des jets de bas P_T soit sous évaluée, soit un cône plus petit ($\Delta R = 0.4$ par exemple) pour limiter le recouvrement des jets. Les jets sont reconstruits de façon itérative dans le cône autour de la graine jusqu'à ce que la position du barycentre du jet devienne stable. Dans une dernière étape, lorsque deux cônes de définition de jets se chevauchent, les jets concernés sont soit séparés, soit regroupés en fonction du pourcentage de recouvrement. Finalement, ne sont conservés comme candidats jets que les jets vérifiant $E_T^{jet} > 10$ GeV.

Les jets peuvent également être reconstruits selon l'algorithme K_T où la forme du jet n'est pas fixé *a priori* [108]. Cet algorithme existe lui aussi dans une version sans graine excessivement lente pour laquelle le temps de traitement évolue comme le nombre de clusters au cube. Pour se soustraire de ce problème, l'algorithme K_T habituellement utilisé dans ATHENA se base sur des graines, ou "preclusters", pour réduire le nombre d'objets cinématiques disponibles, et donc le temps de traitement. Cet algorithme regroupe les clusters en

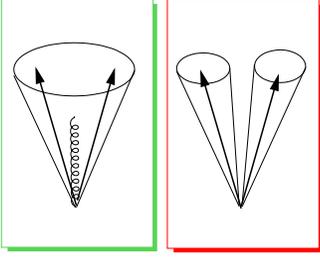


FIG. 2.16 – Illustration de la sensibilité infrarouge.

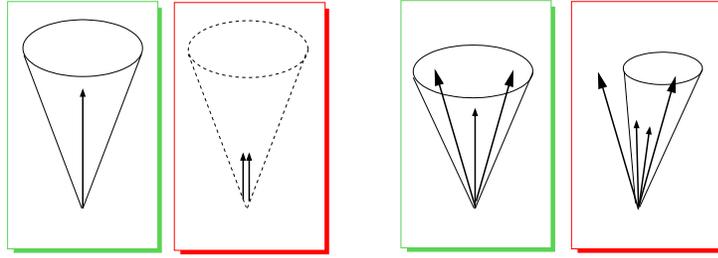


FIG. 2.17 – Illustration de la sensibilité colinéaire.

proto-jets en exploitant les corrélations cinématiques entre eux [109]. Les proto-jets sont ainsi systématiquement comparés deux à deux, et ce de façon itérative. Les quantités $d_{ii} = P_{T_i}^2$ et $d_{ij} = \min(P_{T_i}^2, P_{T_j}^2) \frac{\Delta R_{ij}^2}{D^2}$ sont calculées pour deux proto-jets i et j , D étant un paramètre fixé au préalable. Si $d_{ii} < d_{ij}$, le proto-jet i est considéré comme un jet, et sort de la liste des proto-jets disponibles. Dans le cas contraire, les proto-jets i et j sont regroupés et définissent un nouveau proto-jet. L'itération est stoppée dès que la situation se fige, c'est-à-dire quand il n'est plus possible de regrouper deux proto-jets. Les candidats jets sont définis parmi les proto-jets vérifiant $E_{proto-jet} > 10$ GeV.

Ces deux types d'algorithme ne sont pas équivalents. L'algorithme K_T reste particulièrement lent, malgré une récente amélioration. Par contre, il est théoriquement plus adapté que l'algorithme de cône. En effet, un algorithme de reconstruction de jets doit répondre à certaines contraintes : il doit être indépendant du détecteur, invariant sous les boosts, et évidemment doit pouvoir identifier correctement tous les jets. Or, l'algorithme de cône pose des problèmes dits de sensibilité infrarouge (deux jets en provenance du même quark peuvent être artificiellement séparés en l'absence de rayonnement de gluon entre ces jets, voir figure 2.16), ou de sensibilité colinéaire (certains proto-jets ne sont pas considérés à cause du seuil imposé par la graine initiale, voir figure 2.17), auxquels l'algorithme K_T n'est pas soumis. En outre, divers effets vont influencer sur l'efficacité de reconstruction des jets dans un événement, quel que soit l'algorithme employé. Quelques uns de ces effets sont l'énergie déposée en dehors de l'amas de définition du jet qui conduit à sous-estimer l'énergie du jet en question, les événements sous-jacents et l'empilement qui ajoutent ou retranchent artificiellement des dépôts énergétiques, ou le bruit de fond électronique qui dégrade la résolution en énergie des jets.

2.3.3.4 L'identification des jets b

Une fois les jets reconstruits, des algorithmes d'identification sont chargés de reconnaître les jets b parmi les jets reconstruits. Chacun de ces algorithmes calcule la vraisemblance qu'à un jet de provenir d'un quark b plutôt que d'un quark léger. Plusieurs algorithmes ont été développés afin de calculer le paramètre d'impact transverse et la position des vertex secondaires à partir des informations du détecteur interne et des jets reconstruits.

Tout d'abord, le paramètre d'impact est défini comme la distance orthogonale entre le vertex primaire et la direction de la trace, et signé par la direction du jet (figure 2.18).

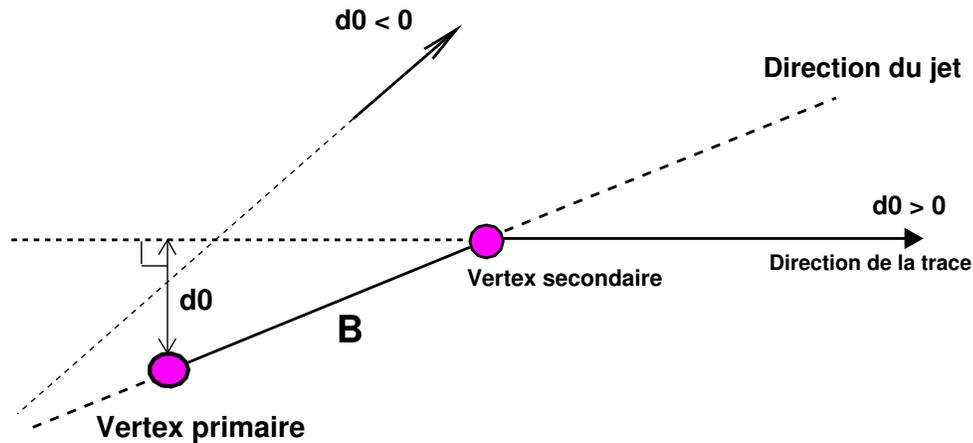


FIG. 2.18 – Représentation du paramètre d'impact transverse, dans le plan (xOy) .

Cette distance peut être mesurée dans le plan longitudinal (LifeTime1D), transverse (IP2D ou LifeTime2D) ou en coordonnées tridimensionnelles (IP3D ou LifeTime3D). Pour estimer la position des vertex secondaires, les deux outils SV1 (méthode de localisation de vertex secondaire de type “bottom-up”) et SV2 (méthode de localisation de vertex secondaire de type “tear-down”) sont les plus utilisés.

Parmi les algorithmes implémentés pour identifier les jets b, les deux plus performants se basent sur les combinaisons d'outils suivants :

- l'algorithme *weight()* qui se fonde sur SV1 pour localiser les vertex secondaires et IP3D pour déterminer le paramètre d'impact ;
- l'algorithme *lhsig()*, basé sur les outils de mesure du paramètre d'impact LifeTime1D et Lifetime2D.

2.3.3.5 Evaluation de l'énergie manquante

L'énergie transverse manquante est évaluée à partir de trois quantités :

- l'énergie recalibrée des cellules calorimétriques (conteneur MET_calib dans ATHENA). La contribution est évaluée à l'aide des cellules calorimétriques recalibrées de manière plus fine en fonction des objets physiques auxquels elles appartiennent (électron, photon, tau, jets, muons ou cellules non utilisées).
- l'énergie des muons (conteneur MET_Muon dans ATHENA).
- l'énergie perdue par les jets en traversant le cryostat (conteneur MET_Cryo dans ATHENA). Cette contribution est déterminée de manière empirique à partir des dépôts observés pour les jets dans les calorimètres électromagnétiques et hadroniques.

2.3.4 L'analyse des AOD

De part leur faible taille, les fichiers les plus communément utilisés pour l'analyse sont les AOD. Mais la collaboration ATLAS a fait le choix de la plus grande flexibilité quant à la définition des particules. L'étape de fabrication des AOD définit des conteneurs de jets, de jets b, de muons, d'électrons sans pour autant imposer que les objets reconstruits appartiennent exclusivement à l'un ou l'autre des conteneurs. C'est donc à l'utilisateur de définir ce que sont les muons, les électrons et les jets b à travers une dernière phase d'identification des objets et de présélection des événements, en préambule de toute analyse de physique.

Il est parfaitement possible de coder une analyse de physique dans l'environnement ATHENA. Cependant, le manque d'interactivité de cette interface rend difficile le développement de ce code d'analyse. L'utilisation d'ATHENA est donc recommandée sur un code d'analyse finalisé, validé et certifié.

Généralement, le développement d'une analyse est mené dans le cadre de ROOT. Les AOD n'étant lisibles, pour l'instant, qu'à travers l'environnement ATHENA, il est nécessaire de produire, à partir d'ATHENA, des fichiers ROOT (les Ntuples) dont les conteneurs identifient les particules selon les critères définis par l'utilisateur.

Cependant, ces critères, qui définissent la façon dont les particules sont identifiées, ne peuvent pas être identiques pour toutes les analyses de physique qui sont au programme de l'expérience ATLAS. Chaque groupe de travail se doit donc de définir des coupures sur les variables discriminantes qui lui sont propres, en fonction de l'efficacité de ces coupures et de l'analyse de physique considérée.

Le groupe Top de l'expérience ATLAS s'est pour cela doté d'un outil, TopView [110], dont le but est de fournir une structure commune à toutes les équipes travaillant sur le sujet, afin que la comparaison des analyses de chacun soit facilitée. Cependant, ce travail de thèse ayant débuté avant le développement de TopView, les Ntuples utilisés ici ont été produits à partir des AOD officiels et avec un module personnel (sur la base d'AlgTools ATHENA) ayant les mêmes fonctionnalités que TopView.

Chapitre 3

Le quark Top dans le Modèle Standard

Dès que le quark beau fut découvert en 1977 [111, 112], de nombreux indices, qui seront présentés dans la suite, suggérèrent l'existence d'un nouveau quark : le quark Top. Or, l'existence de ce sixième quark peut notamment être dévoilée par les corrections radiatives à la masse du boson W . C'est ainsi que les mesures de précision menées au LEP permirent une première mesure indirecte de la masse du Top.

Ce n'est qu'en 1995 que le quark Top fut directement mis en évidence par CDF et D0 à Fermilab. Outre le fait que le quark Top est le dernier quark découvert et donc qu'un certain nombre de ses paramètres n'ont pas encore été mesurés avec précision, son étude est capitale pour mettre en évidence l'existence du boson de Higgs avant toute mesure directe. En effet, comme indiqué au chapitre 1, le boson de Higgs se couple très fortement au quark Top dans la mesure où sa masse est très élevée.

Ce chapitre décrit les études qui ont permis jusqu'à aujourd'hui de mesurer la masse du quark Top, puis présente l'intérêt de cette mesure. Les modes de production et de désintégration du quark Top seront également présentés. L'étude du quark Top réalisée au Tevatron, ainsi que les limites de ce collisionneur seront brièvement discutées. Les attentes du LHC et en particulier de l'expérience ATLAS seront ensuite mises en avant.

3.1 Les indices de l'existence du quark Top

L'existence du quark Top était pressentie dès 1977, bien avant son observation directe en 1995. Cette section décrit les différents indices pressentis.

3.1.1 L'annulation des anomalies

Comme indiqué au chapitre 1, un certain nombre de diagrammes de Feynman conduisent à des divergences pour lesquelles la procédure de renormalisation habituelle est sans effet [113, 114, 115]. La figure 3.1 présente l'un de ces diagrammes.

Pour supprimer ces divergences, la méthode la plus simple est de postuler que chaque fermion gauche possède un partenaire d'isospin faible. Ainsi, la contribution de chaque fermion du doublet d'isospin s'annule avec celle de son partenaire. La découverte du quark b impliquait ainsi l'existence d'un sixième quark sous peine de voir diverger ce diagramme.

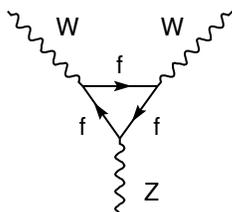


FIG. 3.1 – Exemple de diagramme présentant une anomalie, avec une boucle de fermions.

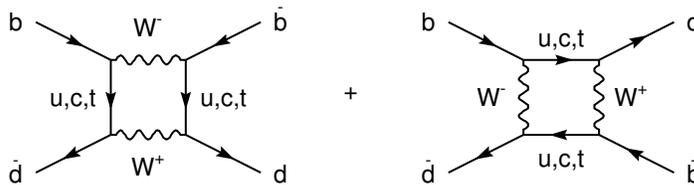


FIG. 3.2 – Diagramme en boîte de mélange des B^0 et \bar{B}^0 .

3.1.2 Désintégration du quark b

Si le quark beau était un singlet de $SU(2)_L$, la désintégration par courant chargé lui serait impossible, ce type de désintégration ne s'appliquant que sur les doublets de $SU(2)_L$. Dans ce cas, la seule façon d'expliquer la désintégration observée du quark beau est de faire appel à des courants neutres avec changement de saveur (FCNC pour "Flavor Changing Neutral Currents"). De tels courants n'étant pas observés à l'heure actuelle, les limites expérimentales sur ce type d'interaction sont évaluées [116, 117]. Ces limites sont de plusieurs ordres de grandeur en dessous des prédictions, laissant penser que le quark b appartient à un doublet de $SU(2)_L$.

3.1.3 L'oscillation $B^0 - \bar{B}^0$

L'observation de l'oscillation des mésons B^0 et \bar{B}^0 s'explique par les diagrammes en boîte de la figure 3.2 qui font intervenir des lignes internes de quarks. La dynamique de ce mélange est commandée par le nombre de familles de quarks intervenant dans ces lignes. En confrontant l'observation aux prédictions du modèle, il apparaît nécessaire d'introduire une nouvelle particule de masse supérieure à $45 \text{ GeV}/c^2$ [118]. Un candidat désigné était le quark Top.

3.1.4 L'asymétrie avant-arrière dans les réactions $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$

Les particules pour lesquelles le nombre quantique d'isospin faible est non nul sont sensibles à l'interaction faible. La projection T^3 de l'isospin faible est entière si la particule appartient à un singlet d'isospin et demi-entière si elle appartient à un doublet. La projection T^3 intervient dans le calcul de l'intensité de l'interaction par courant neutre, comme le

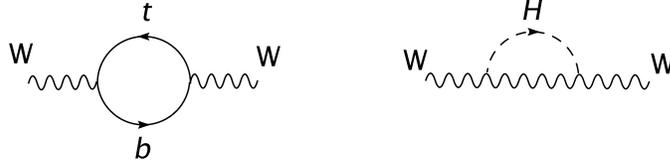


FIG. 3.3 – Diagramme des corrections radiatives de type fermionique (à gauche) et relative au boson de Higgs (à droite) pour le propagateur du boson W .

montre l'équation 1.18. La valeur de T^3 pour un fermion peut donc être contrainte expérimentalement.

Ainsi, les valeurs T^3 pour les quarks beaux de chiralité gauche (T_{bL}^3) et droite (T_{bR}^3) ont pu être mesurées à l'aide des réactions

$$e^+e^- \rightarrow (\gamma, Z^0) \rightarrow b\bar{b} \quad (3.1)$$

où l'état intermédiaire peut être soit un photon soit un boson Z^0 . L'interférence entre ces deux contributions conduit à une asymétrie dans la distribution angulaire des quarks b produits, dont l'ampleur est reliée à T_{bL}^3 et T_{bR}^3 . Les mesures donnent $T_{bL}^3 = 0.504_{-0.011}^{+0.018}$ et $T_{bR}^3 = -0.008_{-0.056}^{+0.056}$ [119, 120, 121], conduisant à ce que b_L appartienne à un doublet d'isospin et b_R à un singlet.

3.2 La mesure indirecte de la masse du Top

Une fois supposée l'existence du quark Top, on a voulu estimer sa masse. Celle-ci peut être évaluée de manière indirecte car le quark Top, comme tout autre fermion, intervient dans les corrections radiatives d'un grand nombre de processus. Ainsi, la masse du boson W est affectée d'un terme correctif induit par des boucles dans son propagateur, tel que représenté sur la figure 3.3.

A l'ordre de l'arbre, la masse du W s'exprime comme :

$$M_W^2 = \frac{e^2}{4\sqrt{2}G_F \sin^2 \theta_W} \quad (3.2)$$

où G_F est la constante de couplage de Fermi qui vaut $1.16637 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}c^4$ [12]. En poussant les calculs à l'ordre 1, la prise en compte des corrections radiatives entraîne des termes supplémentaires dans l'expression de la masse du W qui devient alors :

$$M_W^2 = \frac{e^2}{4\sqrt{2}G_F \sin^2 \theta_W (1 - \Delta r)} \quad (3.3)$$

où Δr est la somme des contributions des bosons et fermions.

La contribution due au quark Top s'exprime à l'ordre 1 comme :

$$\Delta r_{Top} = -\frac{3G_F M_{Top}^2}{8\sqrt{2}\pi^2 \tan^2 \theta_W} \quad (3.4)$$

alors que celle du boson de Higgs est :

$$\Delta r_{Higgs} = -\frac{11G_F M_Z^2 \cos^2 \theta_W}{24\sqrt{2}\pi^2} \ln \frac{M_{Higgs}^2}{M_Z^2} \quad (3.5)$$

Ces corrections dépendent de la masse de la particule impliquée dans la boucle et interviennent de façon quadratique pour le Top et logarithmique pour le Higgs. Ainsi, les masses du W, du quark Top et du boson de Higgs sont reliées par la relation 3.3, ce qui permet de contraindre la masse du quark Top en connaissant la masse du W. Les mesures réalisées au LEP et auprès d'autres expériences (CDF, UA2, CDHS, CHARM, CCFR) en 1994 [122] ont permis de poser des limites sur la masse du quark Top avant son observation directe :

$$M_{Top} = 178 \pm 11_{-19}^{+18} \text{ GeV} \quad (3.6)$$

La valeur moyenne et l'incertitude de gauche ont été calculées pour une masse de boson de Higgs de $300 \text{ GeV}/c^2$. L'incertitude de droite est obtenue en faisant varier la masse du Higgs de sa limite inférieure de l'époque ($60 \text{ GeV}/c^2$) à la limite supérieure théorique de $1 \text{ TeV}/c^2$.

3.3 L'intérêt de l'étude du quark Top

Outre l'intérêt inhérent aux propriétés d'une particule nouvellement découverte, la mesure de la masse du quark Top revêt un caractère tout particulier. En effet, l'équation 3.3, qui fut utilisée pour estimer la masse du Top avant son observation, peut aussi permettre de borner la masse du boson de Higgs. Pour cela, la masse du quark Top doit être mesurée avec la meilleure précision possible pour contraindre les limites sur la masse du boson de Higgs.

Connaissant la masse du W et avec la mesure de la masse du Top réalisée par les expériences CDF et D0, cette démarche conduit aux graphiques de la figure 3.4.

D'après les dernières mesures [11] et dans le cadre du Modèle Standard, la masse la plus probable pour le boson de Higgs est $76_{-24}^{+33} \text{ GeV}/c^2$.

Pour vérifier le Modèle Standard, il est également nécessaire de mesurer la charge et le spin du quark Top. Les mesures les plus récentes excluent, dans le cadre de trois familles, une charge électrique de $\frac{4}{3}$ à 92 % de niveau de confiance [123]. Concernant la mesure du spin du quark Top, le nombre d'événements $t\bar{t}$ reconstruits jusqu'à maintenant n'est pas assez grand pour mesurer cette grandeur.

L'autre intérêt, et non des moindres, de l'étude du quark Top est la recherche de nouvelle physique. En effet, au cours du chapitre 1, il a été montré que les éventuelles nouvelles particules se coupleraient préférentiellement au quark Top à cause de sa très haute masse. Ainsi, l'existence de ces nouvelles particules pourrait se manifester à travers le spectre de masse $t\bar{t}$ observé. Elle conduirait, de la même façon, à des écarts par rapport au Modèle Standard dans la mesure de la section efficace de production du Top.

Si de telles particules venaient à être découvertes, l'un des bruits de fond physique importants pour ces particules serait la production du quark Top. La connaissance approfondie du spectre de masse $t\bar{t}$ dans le Modèle Standard conditionne donc l'extraction des signaux de la nouvelle physique.

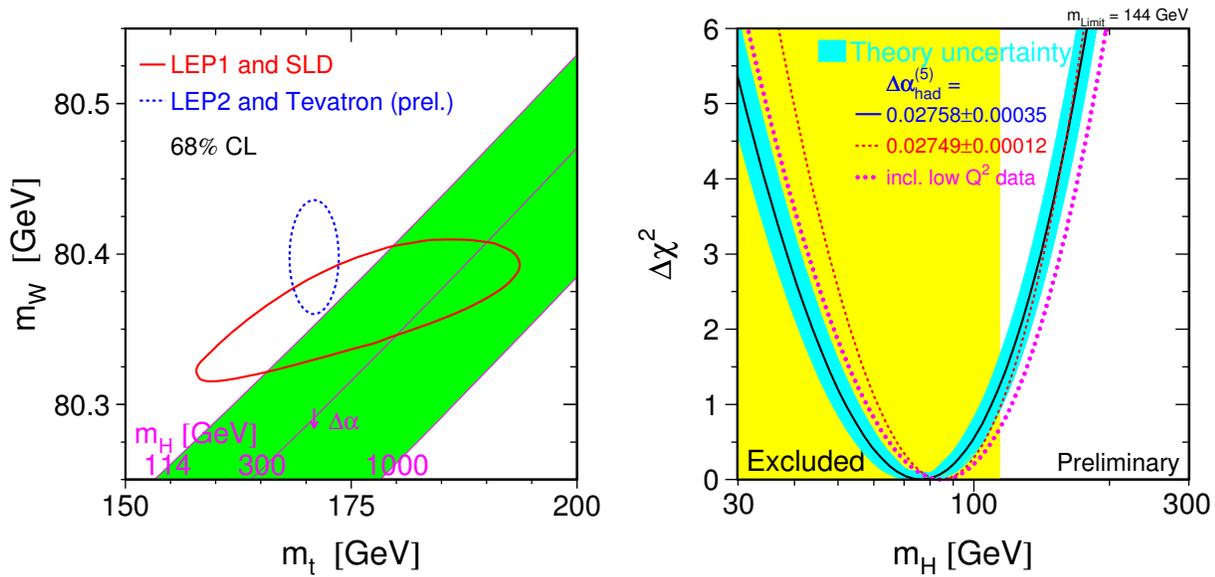


FIG. 3.4 – Contraintes sur la masse du boson de Higgs.

Pour finir, au vu de l'importante section efficace de production des paires $t\bar{t}$ au LHC, la collaboration ATLAS a prévu d'étalonner^a les jets légers^b à partir, entre autres, des jets issus des paires $t\bar{t}$.

3.4 Physique du quark Top dans le Modèle Standard

3.4.1 Production du quark Top

Dans le cadre du Modèle Standard, deux voies de production du quark Top sont autorisées. La première est la production individuelle de Top [75] par interaction faible. Pour ce type de production, le quark Top est produit par couplage avec un boson W. Ce type de couplage fait intervenir la matrice CKM qui impose aux vertex produisant le quark Top de contenir un boson W et un quark beau. La figure 3.5 représente les diagrammes de Feynman à l'ordre 0 correspondant à cette production individuelle. Les deux premiers diagrammes sont les processus dominants, dont la section efficace attendue au LHC est de l'ordre de 244 pb [75, 124]. Le troisième diagramme est une production associée Top-W, de section efficace d'environ 60 pb . Le dernier processus conduit à produire un quark Top et un quark b par production d'un boson W hors couche de masse. La section efficace prédite pour ce processus est de l'ordre de 10 pb au LHC.

^aComme nous le verrons dans le prochain chapitre, l'étalonnage consiste à corriger l'énergie mesurée par les calorimètres de sorte qu'elle corresponde à l'énergie des particules qui ont initié le dépôt.

^bDans ce document, les jets légers sont les gerbes hadroniques produites par les quarks u, d, s, c. Nous appellerons jets b les gerbes issues de quarks beaux.

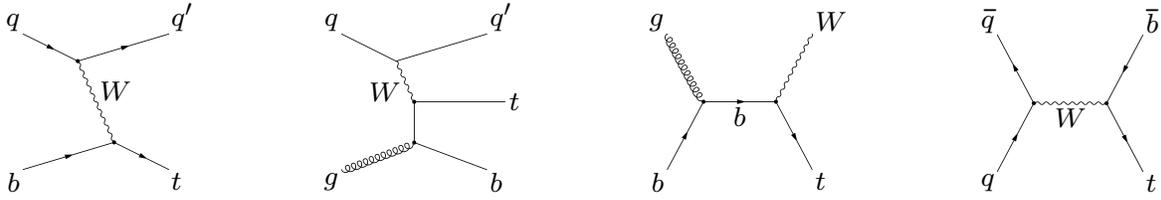
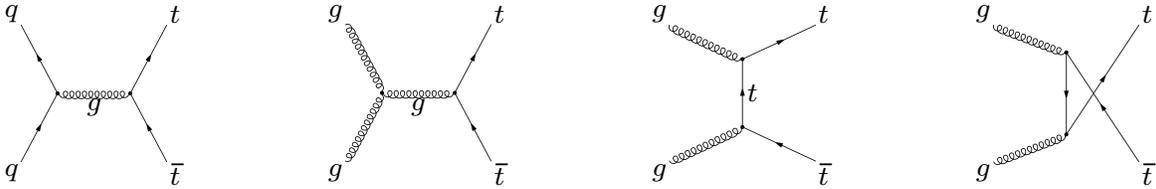


FIG. 3.5 – Diagramme de production de Top individuels.

FIG. 3.6 – Diagrammes de production de paires $t\bar{t}$.

La seconde voie de production du quark Top est la formation par interaction forte qui est le canal prédominant dans les collisionneurs hadroniques. Elle est au cœur de l'analyse conduite. L'interaction forte conservant la saveur, le quark Top ne peut être produit qu'accompagné de son antiparticule. Cette voie produit donc des paires $t\bar{t}$, dont les diagrammes de Feynman à l'ordre de l'arbre sont donnés par la figure 3.6, par fusion de gluons ou par annihilation de quarks.

3.4.2 Désintégration du quark Top

Dans le cadre du Modèle Standard, du fait de la grande valeur de V_{tb} devant V_{ts} et V_{td} , le quark Top se désintègre à plus de 99.9 % suivant $t \rightarrow W^+b$. Le rapport de branchement correspondant s'exprime comme :

$$Br(t \rightarrow W^+b) = \frac{\Gamma(t \rightarrow W^+b)}{\Gamma(t \rightarrow W^+q)} = \frac{|V_{tb}|^2}{|V_{tb}|^2 + |V_{ts}|^2 + |V_{td}|^2} \quad (3.7)$$

Les différentes voies de désintégration du Top sont donc déterminées par les modes de désintégration du boson W. Celui-ci se désintègre en deux quarks dans environ 68 % des cas, et pour chacun des modes leptoniques $e^-\nu_e$, $\mu^-\nu_\mu$ et $\tau^-\nu_\tau$ dans environ 10.7 % [12] des cas.

Dans le cadre de modèles alternatifs au Modèle Standard, tels que le modèle supersymétrique minimal ou les modèles à deux doublets de Higgs, le quark Top pourrait se désintégrer en un boson de Higgs chargé H^+ et un quark b si la masse du Higgs est plus faible que la masse du Top moins la masse du b : $t \rightarrow H^+b$. Dans les modèles MSSM avec violation de la parité R, le quark Top pourrait se désintégrer en trois corps en produisant un neutralino ou un chargino : ce canal pourrait être observé au LHC [125].

La grande masse du quark Top lui confère de plus une largeur de désintégration de l'ordre de 1.42 GeV [126], correspondant à un temps de vie de l'ordre de 0.4×10^{-24} s. Le temps caractéristique d'hadronisation étant de 3×10^{-24} s, le quark Top se désintègre donc avant hadronisation : contrairement aux autres quarks, le Top peut être observé directement au travers de ses produits de désintégration.

3.4.3 Désintégration des paires $t\bar{t}$

Les canaux de désintégration du quark Top, et plus particulièrement ceux du boson W, conduisent à trois modes de désintégration de la paire $t\bar{t}$:

- Mode de désintégration tout hadronique,
- Mode de désintégration tout leptonique,
- Mode de désintégration semi-leptonique.

3.4.3.1 Canal tout hadronique

Dans ce canal, les deux quarks Top formant la paire $t\bar{t}$ se désintègrent naturellement en un boson W et un quark b, et chacun des deux W se désintègre à son tour en deux quarks légers (paires formés de quarks u,d,c,s essentiellement). Le canal tout hadronique conduit donc à la production de six quarks dans l'état final, en supposant l'absence de radiations dans les états final et initial. Le rapport de branchement de ce canal étant d'environ 46 %, une année de prise de données à basse luminosité au LHC devrait donner 3.8 millions d'événements de ce type.

Le LHC étant un collisionneur hadronique, tout comme le Tevatron, il est difficile d'extraire les jets issus de la désintégration de la paire $t\bar{t}$ de la multitude de jets produits par la collision des deux protons. De plus, il est difficile de définir une procédure de déclenchement efficace pour ce canal. Enfin, le rapport signal sur bruit étant de l'ordre de 1/19 [127], les erreurs systématiques liées à la présence du bruit de fond sont importantes.

3.4.3.2 Canal tout leptonique

Ici, les deux W issus de la désintégration de la paire $t\bar{t}$ se désintègrent suivant les canaux :

$$\begin{aligned} W^+ &\rightarrow e^+ \nu_e \\ W^+ &\rightarrow \mu^+ \nu_\mu \\ W^+ &\rightarrow \tau^+ \nu_\tau \end{aligned} \tag{3.8}$$

Le rapport de branchement total pour le canal tout leptonique est d'environ 10 %, ce qui conduit à la production d'environ 800 000 événements de ce type après une année de prise de données à basse luminosité au LHC.

Dans l'état final, la présence de deux neutrinos rend difficile la reconstruction directe et complète d'au moins un des quarks Top. Dans ce canal, la position couramment adoptée est de mener l'étude du quark Top à l'aide d'ajustement des spectres expérimentaux sur les modèles théoriques.

3.4.3.3 Canal semi-leptonique

Ce mode de désintégration est le compromis idéal entre les deux modes précédents. La désintégration de la paire $t\bar{t}$ conduit à deux W, l'un se désintégrant suivant le mode hadronique, l'autre suivant le mode leptonique. D'une part, la production moins abondante de quarks dans le canal semi-leptonique permet de reconstruire plus aisément le quark Top qui se désintègre par la voie hadronique [75]. D'autre part, il est plus facile de définir une procédure de déclenchement pour ce canal grâce à la présence d'un lepton dans l'état final.

Le rapport de branchement correspondant à ce canal est d'environ 44 % ce qui produira 3.6 millions d'événements au bout d'une année à basse luminosité.

Dans l'analyse qui suit, pour ce canal semi-leptonique, la reconstruction du W se désintégrant en $\tau\nu_\tau$ ne sera pas utilisée car trop complexe à mettre en œuvre. Seuls seront considérés les modes de désintégration du W en $\mu\nu_\mu$ et $e\nu_e$. Le taux de production correspondant à chacun de ces deux canaux ($t\bar{t} \rightarrow bj\bar{j}b\mu\nu_\mu$ et $t\bar{t} \rightarrow bj\bar{j}be\nu_e$) est d'environ 14 %, conduisant à la production de 1.2 millions d'événements par mode de désintégration après une année à basse luminosité.

3.4.4 Phénoménologie et bruit de fond physique

Dans le cadre de cette thèse, nous nous préoccupons de la reconstruction des événements $t\bar{t}$ se désintégrant par la voie semileptonique. Ce type d'événements conduit à la présence d'un lepton dans l'état final, de l'énergie manquante et d'au minimum quatre jets. Un certain nombre de canaux physiques conduisent à un état final identique formant ce que l'on appelle le bruit de fond physique. L'extraction du signal $t\bar{t}$ ne pourra se faire proprement sans appliquer des critères qui élimineront préférentiellement ce bruit de fond.

3.5 La mesure directe de la masse du Top au Tevatron

3.5.1 Le Tevatron en bref

Le Tevatron est l'anneau principal de 6.28 km de circonférence du collisionneur proton-antiproton installé au Fermi National Accelerator Laboratory [128] à Batavia dans la banlieue de Chicago. Ce collisionneur possède deux points d'interaction où sont placés les deux détecteurs D0 [129] et CDF (Collider Detector at Fermilab)[130]. Le choix d'un collisionneur hadronique se justifie comme pour le LHC par la volonté d'atteindre de très hautes énergies dans un collisionneur circulaire. Le choix d'interaction proton-antiproton résulte de critères technologiques : un même champ magnétique peut faire tourner en sens inverse des particules de signes opposés. Cependant, ce choix contraint la luminosité par la capacité de production d'antiprotons.

Ce collisionneur, en fonctionnement depuis 1992, a recueilli 125 pb^{-1} de luminosité intégrée durant sa première phase de fonctionnement, le Run I, de 1992 à 1996. L'énergie disponible dans le référentiel du centre de masse durant cette première phase était de $\sqrt{s} = 1.8$ TeV soit 0.9 TeV par faisceau, pour une luminosité instantanée de l'ordre de $10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Ce sont les données collectées durant ce Run qui ont permis de découvrir le quark Top et de faire une première mesure directe de sa masse.

L'effervescence autour de cette découverte rendait prioritaire la mesure des propriétés des quarks Top et beau (ou bottom) et les mesures de précision concernant le boson W. De plus, la possibilité de découverte du boson de Higgs et de nouvelle physique était relancée. Pour cela, une amélioration des installations devenait nécessaire. Ainsi, le Run IIa collecta entre 2001 et 2006 environ 2 fb^{-1} de données à une luminosité instantanée maximale de l'ordre de $10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ pour une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 1.96$ TeV (0.98 TeV par faisceau). Le Run IIb, en cours depuis 2006, opère à une luminosité instantanée de $2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ et devrait s'achever en 2009 après avoir collecté de 4 à 8 fb^{-1} . Dans la

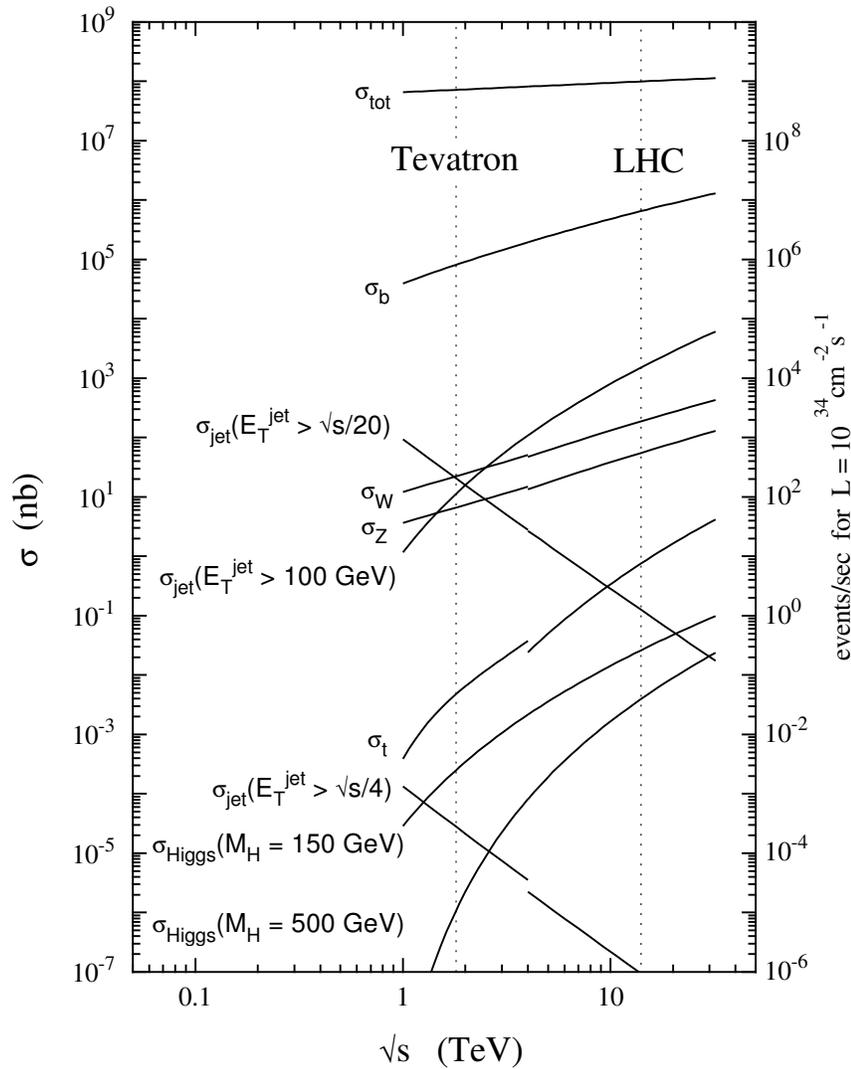


FIG. 3.7 – Comparatif des sections efficaces de production des processus majeurs au LHC et au Tevatron.

configuration actuelle de la machine, la section efficace de production des paires de Top est d'environ 6.8 pb (figure 3.7). Ce sont donc environ 300 événements $t\bar{t}$ par fb^{-1} [131] qui sont disponibles dans le canal (lepton+jets) compte tenu de l'acceptance.

3.5.2 Le quark Top au Tevatron

Le Run I a été l'occasion pour D0 et CDF de découvrir le quark Top et de mesurer sa masse par mesure directe. Avec les caractéristiques actuelles de la machine, le nombre d'événements disponibles après sélection finale est donc très restreint et pollué à hauteur de 25 % par des événements bruit de fond (essentiellement le processus W +jets). Il a donc fallu développer des analyses spécifiques. Parmi celles-ci, on peut citer :

- La méthode des “templates”, qui consiste à bâtir des observables fortement corrélées à la masse du Top (masse invariante de triplets de jets par exemple) puis de comparer les données avec des templates Monte-Carlo réalisés avec différentes masses de Top et en y incluant les contributions de bruit de fond. Un lissage de maximum de vraisemblance permet de définir le meilleur template et d'extraire la masse du Top. Cette méthode nécessite que tous les effets soient correctement simulés dans le Monte-Carlo.
- La méthode des éléments de matrice qui s'appuie sur une probabilité définie événement par événement en utilisant l'élément de matrice $t\bar{t} \rightarrow 6$ corps. Cette méthode quantifie ainsi la probabilité qu'un processus $t\bar{t}$ ou bruit de fond produise l'événement observé. Cette méthode prend en compte tous les objets de l'événement avec leur propre résolution et conduit à un meilleur pouvoir discriminant par la pondération appliquée événement par événement. Là encore, la description du détecteur par la simulation doit être parfaitement paramétrisée.

La figure 3.8 montre les mesures actuelles de la masse du quark Top réalisées à l'aide des données du LEP (mesure indirecte) et au Tevatron. Cette masse est aujourd'hui estimée à [11] :

$$M_{\text{Top}} = 170.9 \pm 1.8 \text{ GeV} \quad (3.9)$$

Dans les machines hadroniques telles que le Tevatron ou le LHC, la production de quark Top se fait prioritairement par interaction forte, donc par production de paires. Au Tevatron, les paires $t\bar{t}$ sont produites juste au dessus du seuil essentiellement par fusion de quarks (85 %) plutôt que par fusion de gluons. En effet, la probabilité pour qu'un parton de saveur a emporte une fraction x_i de l'impulsion du hadron h_j est donnée par la fonction de structure $f_a^{h_j}(x_i, Q^2)$. La figure 3.9 montre qu'à grand x (cas du Tevatron), la densité de parton est dominée par les quarks de valence, alors qu'à petit x (cas du LHC), ce sont les gluons qui contribuent le plus. La production de paires $t\bar{t}$ au LHC sera à 90 % réalisée par fusion de gluons.

3.6 La mesure directe de la masse du Top avec le détecteur ATLAS

Les caractéristiques du LHC conduisent à une plus grande luminosité et à une plus haute énergie dans le centre de masse. A cette énergie, la section efficace de production de paires $t\bar{t}$ est de l'ordre de 833 pb [133] soit plus de deux ordres de grandeur au dessus de celle du

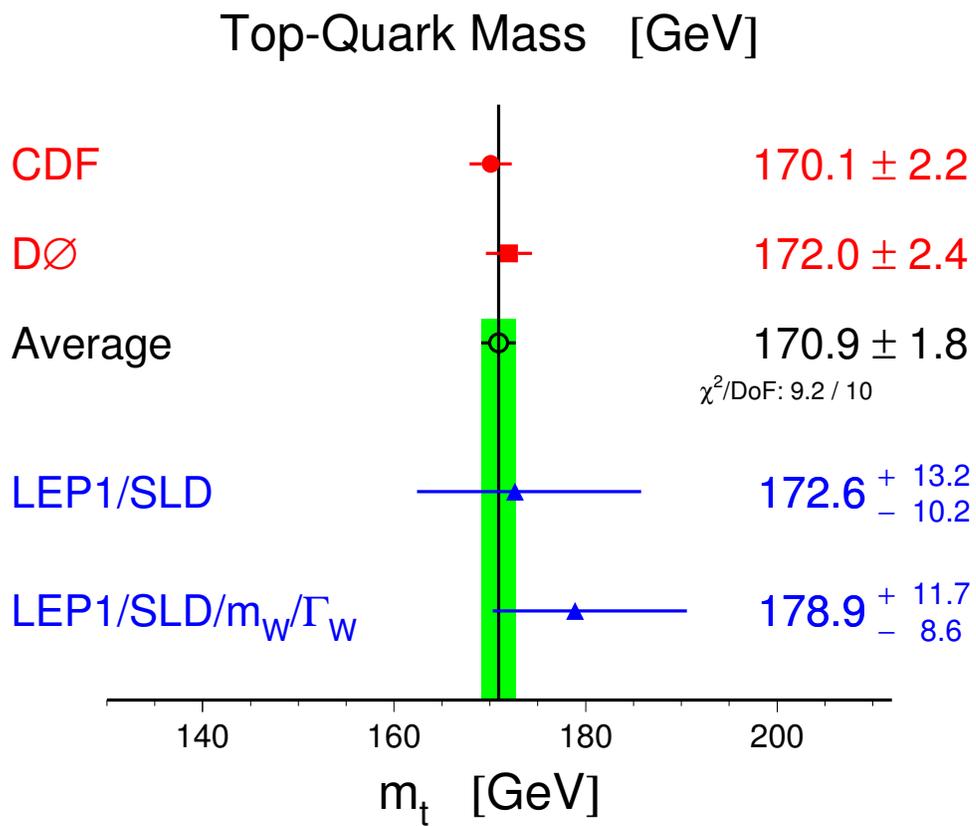


FIG. 3.8 – Moyenne mondiale de la mesure de la masse du quark Top (printemps 2007).

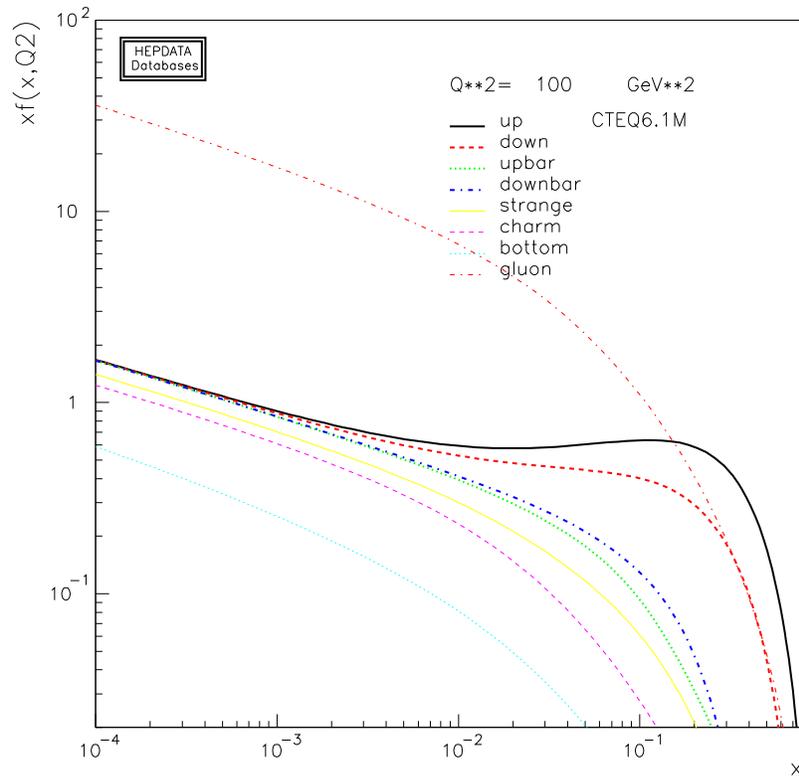


FIG. 3.9 – Fonction de structure du proton déterminé par CTEQ6M [132] pour le moment transféré $Q^2 = 100^2 \text{ GeV}^2$. L'axe des abscisses représente la fraction x d'énergie du proton emportée par le parton. L'axe des ordonnées donne la densité de probabilité $f_a^{h_j}(x_i, Q^2)$ en fonction de la nature du parton. La section efficace d'interaction hadron-hadron s'exprime alors comme : $\sigma(h_1 h_2 \rightarrow X) = \sum_{a,b} \int f_a^{h_1}(x_1, Q^2) f_b^{h_2}(x_2, Q^2) \hat{\sigma}(ab \rightarrow X) dx_1 dx_2$

Tevatron. En prenant en compte la luminosité prévue lors de la première phase, 20 fois plus élevée qu’au Tevatron, la production de paires $t\bar{t}$ est environ trois mille fois plus importante au LHC : une journée de prise de données au LHC correspondra à la production de dix années au Tevatron.

La statistique disponible en événements Top sera donc très importante. Les stratégies d’analyse seront très différentes de celles mises en place au Tevatron. Ceci est d’autant plus vrai que corrélativement la section efficace du principal bruit de fond (W +jets) n’augmente que d’un facteur 100 par rapport au Tevatron. Les lots d’événements $t\bar{t}$ seront donc plus purs et conduiront à une incertitude statistique très faible sur la masse du quark Top. Cela reste cependant une mesure difficile, d’autant plus délicate que l’on veut atteindre une précision extrême.

Dans la voie “royale” que constitue le canal “lepton+jets”, les difficultés principales à surmonter sont liées au fait que :

- toutes les particules de l’événement ne sont pas mesurées (neutrino(s) non détecté(s)) ;
- il est nécessaire d’associer correctement par paires (W) et par triplets (Top) les jets de l’état final afin de réduire la combinatoire. ;
- la mesure de la masse du Top nécessite un étalonnage du détecteur au même niveau que la précision de la mesure que l’on veut effectuer ;
- il est beaucoup plus difficile de mesurer les caractéristiques d’un parton que d’un lepton ou photon, car les partons se révèlent sous forme de jets dans l’appareillage ;
- le processus étudié n’est pas produit isolément, l’événement complet intégrant également les autres produits de la collision (événement sous-jacent), les interactions additionnelles (essentiellement de biais minimum, ISR).

La compréhension du détecteur est primordiale pour dominer ces difficultés et réduire les erreurs systématiques sur la mesure de la masse du Top. Le Tevatron et ses détecteurs, en opération depuis plus d’une décennie, ont une longueur d’avance sur ce point. Comme ce sont les erreurs systématiques qui domineront la mesure de la masse du Top au LHC, celle-ci sera d’autant plus précise que le détecteur sera mieux compris. En conclusion, le LHC ne tirera pas immédiatement parti de l’importante statistique disponible.

Nous venons de décrire la problématique principale de notre sujet. Les chapitres suivants s’attaquent au cœur du problème et vont un à un développer les stratégies et les méthodes employées pour relever les défis soulignés ci-dessus.

Chapitre 4

Pré-traitement des événements dans ATHENA

Les données contenues dans les AOD ne sont pas directement exploitables. Dans la mesure où un même objet reconstruit peut appartenir à plusieurs banques (ou conteneurs), il est nécessaire d’opérer une identification des objets. Par la suite, des critères de sélection sont appliqués aux objets identifiés en vue de réduire l’impact du bruit de fond physique. Enfin, les jets légers^a et les jets b doivent être calibrés afin de mesurer précisément la masse du quark Top. Ce sont ces procédures, que nous avons implémentées sous forme d’“AlgTools” (format particulier d’algorithme propre à l’environnement ATHENA), que s’attache à décrire ce chapitre.

4.1 Lots d’événements utilisés

Les événements $t\bar{t}$ utilisés dans cette analyse ont été produits avec la version 10.0.1 d’ATHENA pour le “Rome Data Challenge”. Ces événements ont été générés avec Mc@NLO qui est un générateur simulant les processus jusqu’au second ordre du développement perturbatif, en tenant compte des radiations dans les états final et initial. L’hadronisation et la simulation des événements sous-jacents sont réalisés respectivement à l’aide des programmes HERWIG [134] et JIMMY [135]. Ces événements n’incluent cependant aucun empilement des événements (“pile-up”) et supposent une géométrie parfaite du détecteur ATLAS. Nous disposons de 242166 événements $t\bar{t}$, soit une luminosité intégrée de 540 pb^{-1} (6 jours à basse luminosité), se désintégrant dans tous les canaux disponibles à l’exception du canal tout hadronique.

Bien que l’actuelle version d’ATHENA soit la version 12, le choix de ces événements produits avec la version 10 s’explique par le fait que ce soit le seul lot de paires $t\bar{t}$ suffisamment conséquent pour minimiser les effets statistiques. Les lots d’événements produits depuis sont moins importants (à l’exception du dernier en cours de production) et servent essentiellement à la validation des versions successives d’ATHENA.

Comme indiqué dans le Chapitre 3, seul le canal (lepton + jets) de désintégration des paires $t\bar{t}$ est utilisé dans cette analyse. Ainsi, l’état final devra compter au moins 1 lepton

^aLes jets légers sont dans le cadre de ce document tous les jets non b.

Processus	$(\sigma \times Br)(pb)$
$b\bar{b} + jets \rightarrow l(\mu, e)\nu + jets$	4.4×10^6
$W + jets \rightarrow l(\mu, e)\nu + jets$	1.6×10^4
$Z + jets \rightarrow \mu^+\mu^- + jets$	1.2×10^3
$W + W \rightarrow l(\mu, e)\nu + jets$	34.2
$W + Z \rightarrow l(\mu, e)\nu + jets$	6.8
$Z + Z \rightarrow \mu^+\mu^- + jets$	9.2

TAB. 4.1 – *Section efficace de production du bruit de fond physique des événements $t\bar{t}$.*

(électron ou muon), au moins 4 jets et de l'impulsion transverse manquante. Il nous faut donc considérer les canaux physiques conduisant à une topologie semblable dans l'état final pour estimer la part de bruit de fond physique dans les événements reconstruits. Comme le montre le tableau 4.1, les deux principales sources de bruit de fond physique sont les canaux $b\bar{b} + jets \rightarrow l\nu + jets$ et $W + jets \rightarrow l\nu + jets$. Cependant, seul ce dernier canal est disponible avec la version 10.0.1 d'ATHENA, comprenant environ 200000 événements soit une luminosité intégrée de 1300 pb^{-1} (2 semaines à basse luminosité).

4.2 La présélection des événements

En vue de réduire l'impact du bruit de fond physique, des coupures cinématiques sont appliquées sur les objets reconstruits. Il a été montré que les coupures de présélection suivantes, qui sont couramment employées, suffisent à rejeter efficacement une grande partie des événements de bruit de fond physique, et plus particulièrement celui qui provient des paires $b\bar{b}$ [127] :

- lepton isolé (électron ou muon) vérifiant $P_T > 20 \text{ GeV}/c$ (muons) ou $P_T > 25 \text{ GeV}/c$ (électrons) et $|\eta| < 2.5$ (Ces coupures correspondent aux signatures du système de déclenchement.)
- une impulsion transverse manquante supérieure à $20 \text{ GeV}/c$
- aux moins 4 jets d'impulsion transverse $P_T > 40 \text{ GeV}/c$

En plus d'appliquer ces critères de présélection, il est nécessaire de “nettoyer” les banques en supprimant les éléments qu'ils peuvent avoir en commun. Il faut donc choisir des critères d'identification pour définir le type des objets reconstruits (électron, muon, jet léger, jet b). Il s'agit essentiellement de supprimer les leptons de la banque de jets b, et les jets b de la banque de jets légers. Au final, chaque objet reconstruit n'appartient qu'à une seule et unique banque.

La question qui se pose est de déterminer dans quel ordre ce nettoyage doit être réalisé. Ce sujet n'est pas encore tranché aujourd'hui [136]. L'ordre choisi dans cette étude est d'identifier en premier lieu les jets b, puis les leptons et enfin, les jets légers (c'est-à-dire les objets non b et non leptons). Les sections suivantes décrivent cette procédure.

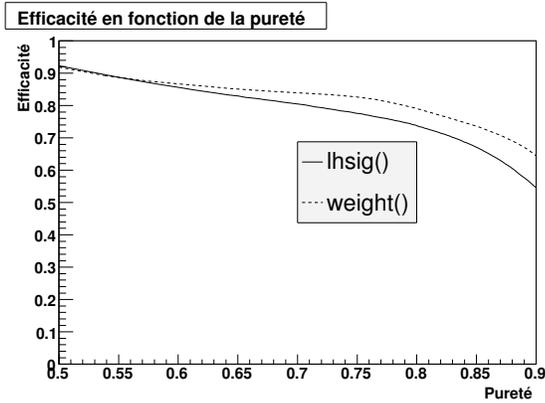


FIG. 4.1 – *Efficacité d'identification des jets b en fonction de la pureté pour les candidats jet b satisfaisant les coupures en P_T et $|\eta|$.*

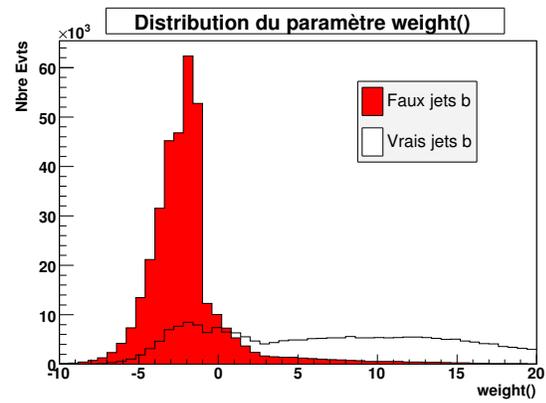


FIG. 4.2 – *Distribution du paramètre $weight()$ des candidats jet b correspondant aux quark b Monte-Carlo (blanc) et des candidats non b (rouge).*

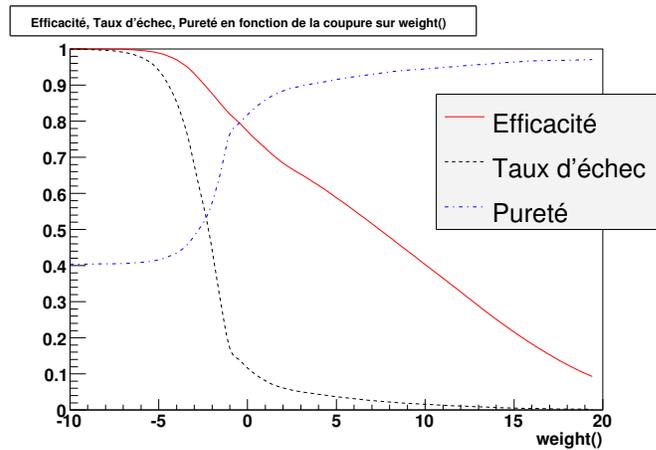


FIG. 4.3 – *Efficacité, pureté et taux d'échec en fonction de la coupure sur le paramètre $weight()$ pour les candidats jet b satisfaisant les coupures en P_T et $|\eta|$.*

Objet	électron, muon, jet b ou jet léger
Efficacité de reconstruction	$\frac{\text{Nombre de vrais objets présélectionnés}}{\text{Nombre de vrais objets reconstruits et disponibles dans la banque}}$
Pureté du lot	$\frac{\text{Nombre de vrais objets présélectionnés}}{\text{Nombre total d'objets présélectionnés}}$
Taux d'échec	$\frac{\text{Nombre de faux objets présélectionnés}}{\text{Nombre de faux objets reconstruits et disponibles dans la banque}}$

TAB. 4.2 – *Définitions de l'efficacité de reconstruction, pureté et taux d'échec dans ce chapitre.*

4.2.1 Présélection des jets b

Parmi les divers algorithmes de reconstruction des jets disponibles dans ATHENA (cône $\Delta R = 0.4$, cône $\Delta R = 0.7$, K_T , voir §2.3.3.3), cette étude n'utilise que les jets reconstruits par l'algorithme de cône $\Delta R = 0.4$. Plusieurs variables sont disponibles pour identifier les jets b parmi lesquelles les 2 plus efficaces sont $lhsig()$ et $weight()$ (§2.3.3.4). Comme le montre la Figure 4.1, $weight()$ est plus efficace que $lhsig()$ et est donc utilisé dans cette analyse. La distribution du paramètre $weight()$ pour les vrais^b et les mauvais jets b est représentée sur la Figure 4.2. L'efficacité, la pureté et le taux d'échec ("fake rate") (définis dans la table 4.2) en fonction de la coupure appliquée sur le paramètre $weight()$ sont donnés par la Figure 4.3.

Pour identifier comme un jet b un objet de la banque de jets b, il est demandé d'avoir $weight() > 3$. Cette coupure, en complément des coupures sur l'impulsion transverse et η permet d'atteindre une pureté de 89.7 % et une efficacité de sélection du jet b de 65.3 %. Le taux d'échec est de 5.1 % pour un taux de rejet^c de 19.7.

4.2.2 Présélection des muons

Dans ATHENA, comme nous l'avons suggéré au chapitre 2, les muons peuvent être reconstruits suivant deux algorithmes : l'algorithme *haut* P_T et l'algorithme *bas* P_T . Cette analyse utilise uniquement les muons reconstruits par l'algorithme *haut* P_T . Le paramètre $\chi^2()$, issu d'un ajustement de traces entre les différents détecteurs impliqués, est utilisé pour discriminer les muons. La Figure 4.4 montre la distribution du paramètre $\chi^2()$ pour les vrais et les mauvais muons (ne provenant pas de la désintégration du W leptonique) alors que la Figure 4.5 représente l'efficacité, la pureté et le taux d'échec en fonction de la coupure appliquée sur le paramètre $\chi^2()$. Pour être identifié comme un muon, un candidat doit vérifier $\chi^2() < 10$: ce critère, en sus des coupures de présélection sur P_T et $|\eta|$, permet d'atteindre une efficacité de sélection des muons de 91.9 % et une pureté de 88.2 %.

Cette étude nécessite des leptons isolés. Pour ce faire, l'énergie dans des cônes de différentes tailles autour de la direction du muon est utilisée. La Figure 4.6 donne l'efficacité en fonction de la pureté pour les différents cônes implémentés : un muon sera déclaré isolé si l'énergie transverse dans un cône de taille $\Delta R = 0.2$ autour du cône de définition est inférieure à 6 GeV : $E_T^{cône\ 0.2} < 6\ GeV$.

Cependant, cette coupure n'empêche pas la présence d'autres particules reconstruites à proximité du candidat muon. Comme le montre la Figure 4.7, des muons présélectionnés sont contenus dans le cône de définition de jets b présélectionnés ($\Delta R = 0.4$), soit parce qu'ils proviennent de la désintégration leptonique d'un quark b, soit parce que leur dépôt d'énergie recouvre celui d'un jet bien qu'ils soient issus de la chaîne de désintégration d'un quark Top. Ainsi, les candidats muons contenus dans un cône $\Delta R < 0.4$ autour d'un jet b présélectionné sont rejetés. C'est la raison pour laquelle les jets b sont identifiés et présélectionnés avant les leptons. Au final, l'efficacité de sélection des muons est de 85.2 % et la pureté de 99.6 %.

^bDans ce chapitre comme dans les suivants, une particule est qualifiée de "vraie" si elle est associée au parton initiateur. Dans le cas contraire, la particule sera qualifiée de "fausse" ou "mauvaise". L'association est basée sur un critère topologique, la particule devant être contenue dans un cône $\Delta R < 0.4$ autour du parton correspondant.

^cLe taux de rejet se définit comme l'inverse du taux d'échec.

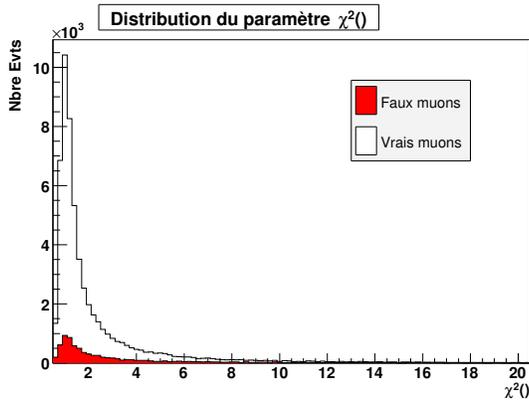


FIG. 4.4 – *Distribution du paramètre $\chi^2()$ pour les vrais candidats muons (blanc) et les faux candidats muons (rouge) satisfaisant les coupures en P_T et $|\eta|$.*

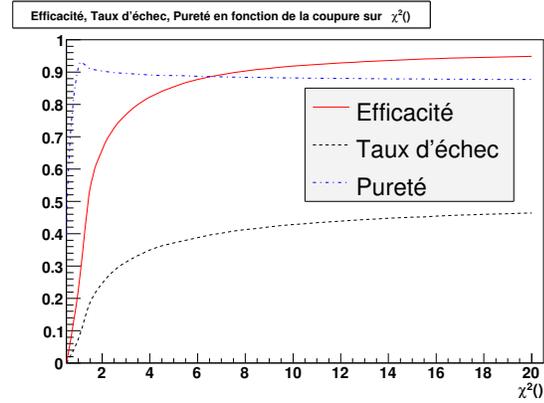


FIG. 4.5 – *Efficacité, pureté et taux d'échec en fonction de la coupure sur le paramètre $\chi^2()$ pour les candidats muons satisfaisant les coupures en P_T et $|\eta|$.*

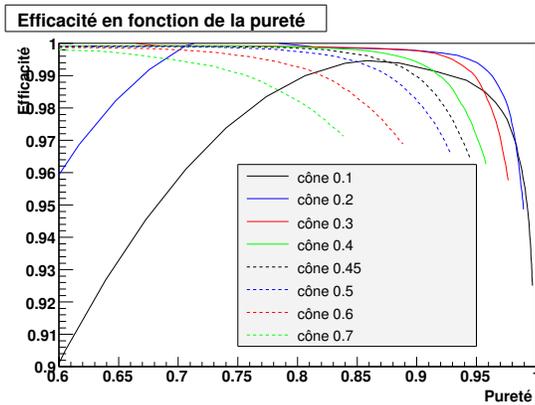


FIG. 4.6 – *Efficacité en fonction de la pureté des paramètres d'isolation des muons satisfaisant les coupures en P_T , $|\eta|$ et $\chi^2()$.*

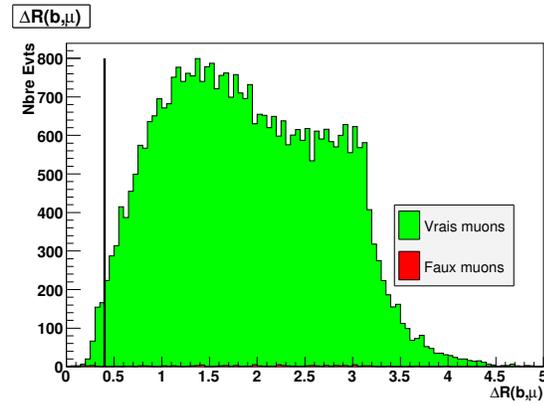


FIG. 4.7 – *ΔR entre les muons et les plus proches jets b pour les muons satisfaisant les coupures en P_T , $|\eta|$, $\chi^2()$ et la coupure d'isolation.*

4.2.3 Présélection des électrons

L'identification des électrons nécessite que le candidat ait été reconstruit par l'algorithme *egamma* implémenté dans ATHENA, et que des traces lui soient associées. En plus des coupures en P_T et $|\eta|$, la présélection des électrons utilise le paramètre $\frac{P(e)}{P(e)+P(\pi)}$: probabilité d'identification comme électron ($P(e)$) normalisée à la probabilité d'identification comme électron ou comme pion ($P(\pi)$) (Figures 4.8 et 4.9). Cette analyse requiert $\frac{P(e)}{P(e)+P(\pi)} > 0.95$ pour identifier un candidat comme étant un électron.

De même que pour les muons, le critère d'isolation se base sur l'énergie contenue dans des cônes de différentes tailles autour de la direction du candidat électron. La Figure 4.10 représente l'efficacité de sélection en fonction de la pureté pour les différents cônes implémentés : un candidat électron doit vérifier $E_T^{cône=0.2} < 8 \text{ GeV}$ pour être identifié comme tel.

Comme pour les muons, les électrons contenus dans un cône $\Delta R < 0.4$ autour d'un jet b présélectionné sont rejetés (Figure 4.11). Cette sélection affecte 1.3 % des candidats électrons satisfaisant les coupures précédentes. Finalement, l'efficacité de présélection des électrons atteint 88.4 % pour une pureté de 96.8 %.

4.2.4 Présélection des jets légers

Le conteneur de jets b utilisé étant celui reconstruit par l'algorithme de cône $\Delta R = 0.4$, les candidats jets légers sont à prendre dans le conteneur reconstruit par le même algorithme. En plus des coupures en P_T et $|\eta|$, à cause du recouvrement entre les banques, tous les candidats de la banque des jets légers contenus dans un cône $\Delta R < 0.4$ autour d'une des particules présélectionnées (jets b ou leptons) sont systématiquement exclus. L'efficacité de présélection des jets légers est de 60.1 % et la pureté de 46.9 %. Cette faible pureté s'explique par la présence d'un grand nombre de jets provenant d'ISR ou FSR.

4.2.5 Conclusion

Parmi les 129141 événements $t\bar{t}$ se désintégrant dans les canaux semileptoniques électronique et muonique, 17369 passent les critères de présélection, soit une efficacité de présélection de 13.2 %. Parmi ces événements, au vu de l'efficacité d'identification des jets b (de l'ordre de 65 %), il faut s'attendre à avoir 36 % d'événements avec 2 jets b, 48 % d'événements avec 1 jet b et 16 % d'événements sans jet b. Le détail du nombre d'événements en fonction du nombre de jets b est donné dans la Table 4.3 : ces valeurs correspondent bien aux attentes.

En fonction du nombre de jets b reconstruits dans l'événement, la procédure de reconstruction optimale ne peut être la même du fait de l'augmentation de combinaisons possibles pour la reconstruction des particules quand le nombre de jets identifiés b diminue. Dans les chapitres suivants sont décrites les méthodes développées pour la reconstruction de chaque type d'événements. Pour une efficacité d'identification des jets b de l'ordre de 60 %, le nombre d'événements sans jet b reconstruit est négligeable et leur étude n'a que peu d'intérêt. Cependant, il est évident qu'au lancement de l'expérience, l'efficacité d'identification des jets b sera loin d'être aussi bonne. Il faudra donc reconstruire des événements $t\bar{t}$ sans identification de jets b. Cette étude sera présentée dans la suite.

Il est à noter que l'ordre de traitement des objets choisi ici est induit par la volonté de supprimer les leptons contenus dans les cônes des jets b, et repose donc sur une bonne

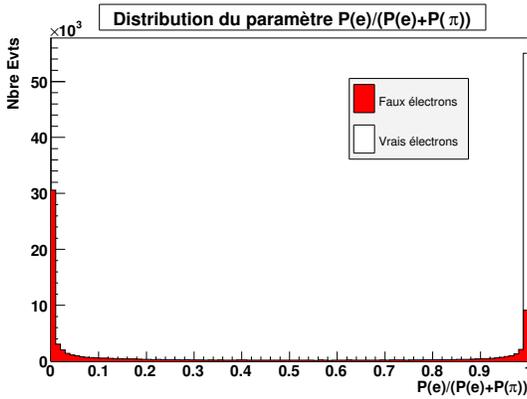


FIG. 4.8 – Distribution du paramètre $\frac{P(e)}{P(e)+P(\pi)}$ pour les vrais électrons (blanc) et les faux (rouge) satisfaisant les coupures en P_T et $|\eta|$.

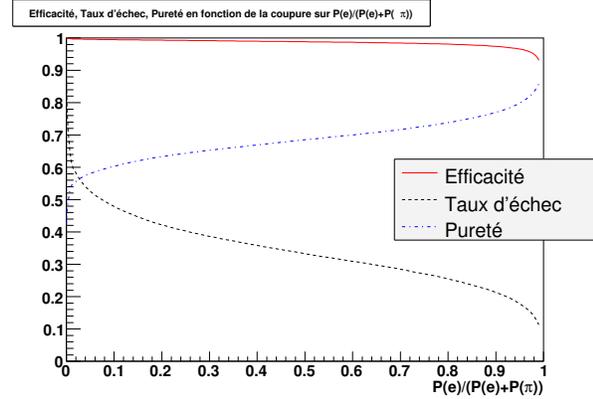


FIG. 4.9 – Efficacité, pureté et taux d'échec en fonction de la coupure sur le paramètre $\frac{P(e)}{P(e)+P(\pi)}$ des candidats électrons satisfaisant les coupures en P_T et $|\eta|$.

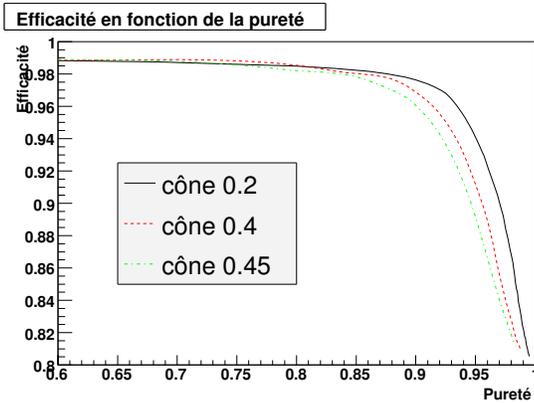


FIG. 4.10 – Efficacité en fonction de la pureté des paramètres d'isolation des électrons satisfaisant les coupures en P_T , $|\eta|$ et $\frac{P(e)}{P(e)+P(\pi)}$.

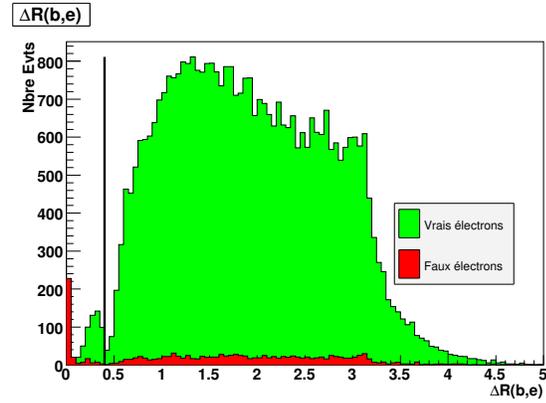


FIG. 4.11 – ΔR entre les électrons et les plus proches jets b pour les électrons satisfaisant les coupures en P_T , $|\eta|$, $\frac{P(e)}{P(e)+P(\pi)}$ et les coupures d'isolation.

Nombre de jets b	Nombre d'événements reconstruits	Fraction expérimentale (%)	Fraction théorique attendue(%)
≥2 jets b	6590	38	36
1 jet b	8195	47	48
0 jet b	2584	15	16
TOTAL	17369	100	100

TAB. 4.3 – Nombre d'événements reconstruits en fonction du nombre de jets b dans les événements présélectionnés.

confiance de la procédure d'identification des jets b. Il a été montré que l'ordre dans lequel s'effectuait cette procédure de “nettoyage” influait sur le nombre de particules reconstruites dans chacune des catégories [136]. La discussion n'est pas close aujourd'hui, mais il est certain qu'un travail détaillé est nécessaire pour connaître l'ordre de nettoyage le plus efficace.

4.3 Calibration des jets

La calibration (ou l'étalonnage) des jets est un enjeu capital pour atteindre les objectifs que s'est fixée la collaboration en terme de mesure de précision. L'un de ces objectifs est la mesure de la masse du quark Top avec une précision de $1 \text{ GeV}/c^2$. Pour ce faire, l'échelle d'énergie des jets doit être maîtrisée au pour cent. Le but de cette section est de survoler la stratégie se mettant en œuvre dans ATLAS pour atteindre ces objectifs, puis de présenter brièvement la méthode de calibration *in situ* utilisée dans les chapitres qui suivent. Une étude plus approfondie a été réalisée par la suite. Elles sera détaillée au chapitre 7.

4.3.1 Introduction

La figure 4.12 illustre la méthodologie utilisée par ATLAS pour étalonner les jets. Chronologiquement, à la suite du processus dur, les partons s'hadronisent puis déposent leur énergie dans les calorimètres. L'étalonnage des jets se fait dans le sens inverse en corrigeant pas à pas les effets induits par chacune des deux dernières étapes sur la mesure de l'énergie.

L'énergie mesurée doit correspondre à l'énergie des particules qui ont interagi dans les calorimètres, d'où la nécessité d'un étalonnage des calorimètres qui prenne en compte également les zones non-instrumentées ou mortes, le bruit électronique, la non-linéarité et la non-compensation du détecteur. Les jets définis à partir des clusters recalibrés permettent de passer des “jets calorimétriques” aux “jets de particules” [137].

La phase d'hadronisation conduit au développement d'une gerbe qui induit des dépôts d'énergie dans tout l'espace. La dégradation de la mesure de l'énergie du parton provient essentiellement de la capacité à agglomérer correctement les amas produits par la gerbe, ceci dans un environnement à gerbe multiple. La correction à appliquer à ces “jets de particules” pour remonter aux partons initiateurs inclut les effets de l'algorithme de reconstruction, de l'empilement, des événements sous-jacents et des traces “molles” perdues à cause du champ magnétique. Cet étalonnage ne peut vraiment se réaliser qu'à partir des données elles-mêmes.

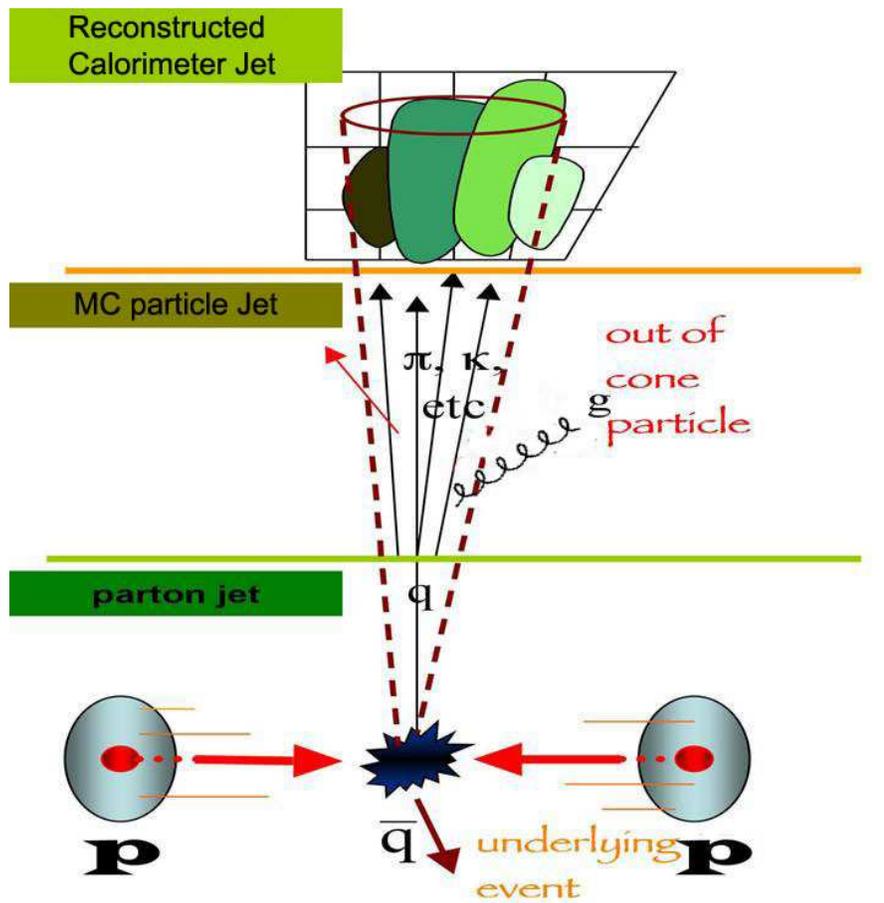


FIG. 4.12 – Représentation du développement d'une gerbe hadronique depuis les partons jusqu'aux dépôts calorimétriques : le processus dur au niveau partonique produit une gerbe hadronique qui dépose ensuite son énergie dans les calorimètres. Ces trois étapes conduisent à une calibration à deux niveaux. Le premier niveau concerne la calibration des dépôts d'énergie sur l'énergie des jets. Le second niveau consiste à calibrer les jets sur le processus dur dont il est issu.

4.3.2 Première étape : calibration des détecteurs

La première étape de la calibration est réalisée durant la phase de reconstruction des jets. Pour ce faire, plusieurs algorithmes ont été développés parmi lesquels la méthode de sampling [138] ou celle de Pise [139]. L'algorithme "à la H1" [140] est celui employé par défaut. Dans cet algorithme, l'énergie des jets est calibrée par redéfinition de l'énergie de chacune des cellules composant le jet à partir de poids :

$$E_{jet}^{cal} = \sum_{cellules} w_i(\rho_i) \times E_i \quad (4.1)$$

où $\rho_i = \frac{E_i}{V_i}$ est la densité d'énergie volumique de la cellule i et w_i le facteur de pondération appliqué sur l'énergie reconstruite E_i , et défini par [141] :

$$w_i(\rho_i) = a + \frac{b + \frac{c}{f(\rho_i)^d}}{f(\rho_i)^d} \quad (4.2)$$

Les paramètres utilisés dans la définition des poids sont obtenus par une procédure de minimisation impliquant les jets reconstruits et la connaissance de la vérité Monte-Carlo. Par nature, l'algorithme de calibration des jets "à la H1" suppose une excellente reproductibilité entre la simulation et la réalité.

La différence essentielle entre les divers algorithmes de calibration provient des quantités qui sont pondérées et de la façon dont sont paramétrés les poids. Il n'en reste pas moins que la précision sur la mesure de l'énergie corrigée des jets sera, au démarrage du LHC, de l'ordre de 5 à 10 %.

4.3.3 Seconde étape : étalonnage au niveau partonique

Cette étape a pour objectif d'étalonner les "jets de particules" sur l'échelle d'énergie des partons. Cet étalonnage s'appuie sur un processus physique impliquant un état initial connu pour étalonner les jets. Parmi ces processus, on distingue :

- les processus $Z^0/\gamma + jets$ qui permettent un étalonnage grâce à la balance en P_T existant entre le Z^0/γ et le jet. La balance en P_T est rompue par les radiations dans l'état initial (ISR) et final (FSR) et par les événements sous-jacents (UE). Cette méthode nécessite une modélisation pour comprendre précisément la balance moyenne. Elle permet de calibrer aussi bien les jets légers que les jets b, même si ces derniers ne représentent que 10 % de ces processus.
- le processus $W \rightarrow q\bar{q}'$ où la connaissance très précise de la masse du boson W sert de référence absolue. L'étalonnage consiste à déterminer une fonction de correction sur les jets de façon à recalibrer le pic de masse invariante de paires de jets sur la masse du W. Elle ne permet donc que l'étalonnage de l'énergie des jets légers sur celle des partons. Un lot $W \rightarrow q\bar{q}'$ assez conséquent et de grande pureté peut être extrait de la désintégration des paires $t\bar{t}$. Le mode de sélection réduit la fenêtre en énergie de l'étalonnage aux intervalles 20-40 GeV ou 40-40 GeV. Plusieurs méthodes ont été développées : la méthode des coefficients [127] qui extrait événement par événement des coefficients d'ajustement des jets et qui sont ensuite traités statistiquement pour extraire l'étalonnage au niveau partonique ; la méthode des patrons ("templates") [142]

qui consiste à comparer la distribution de masse de paires de jets à des templates Monte-Carlo réalisés avec différentes fonctions de calibration et de résolution des jets. Un lissage de maximum de vraisemblance permet de définir le meilleur template et d'extraire la calibration. Cette méthode est très sensible aux effets non simulés dans le Monte-Carlo et prédéfinit une paramétrisation pour la fonction d'étalonnage. La dernière méthode de "rescaling itératif" est décrite avec plus de détails dans le chapitre 7. Elle s'appuie uniquement sur les données et ne présuppose pas de forme pour la fonction d'étalonnage. Elle est très dépendante de la connaissance de la résolution en énergie des jets.

L'étalonnage peut dépendre *a priori* de l'énergie du jet et de sa direction d'émission. Nous nous sommes restreints à calibrer les jets en fonction de l'énergie dans l'analyse qui suit. Le chapitre 7 abordera la question de l'étalonnage en fonction de l'énergie et de la pseudo-rapacité du jet.

L'étalonnage réalisé pour la suite de l'analyse est un étalonnage global qui ne distingue pas la correction des calorimètres de l'étalonnage aux partons. Si les calorimètres étaient bien calibrés (ce qui n'est pas le cas sur les données du "Rome Data Challenge" comme nous le verrons par la suite au chapitre 7), cet étalonnage global correspondrait à l'étalonnage aux partons.

L'étalonnage global ($f(E_{jet}^{rec})$) appliqué au quadri-moment des jets reconstruits \bar{P}_{jet}^{rec} permet d'accéder au quadri-moment du parton :

$$\bar{P}_{jet}^{cal} = f(E_{jet}^{rec})\bar{P}_{jet}^{rec} \quad (4.3)$$

4.3.4 Calibration des jets légers

Comme on peut le voir sur la figure 4.13 présentant la masse invariante de paires de jets issus du W hadronique^d pour les événements $t\bar{t}$ après présélection, les jets ne sont pas étalonnés à l'énergie des partons dont ils sont issus puisque la masse pique à $M_{jj} = 76.08 \text{ GeV}/c^2$.

La méthode de calibration la plus simple consiste à comparer l'énergie du parton à celle du jet reconstruit. La dépendance de l'étalonnage est obtenue en évaluant $\frac{E_{parton}}{E_{jet}}$ en fonction de E_{jet} . Il faut cependant être vigilant en produisant cette distribution. En effet, toutes les distributions d'étalonnage où l'énergie du jet intervient au numérateur ou au dénominateur subissent une distorsion lorsqu'elles sont effectuées en fonction de l'énergie du jet. Ce point est détaillé au chapitre 7. L'effet est induit par le fait que la résolution en énergie n'est pas constante ni négligeable en fonction de l'énergie. La figure 4.14 montre la distribution obtenue avant toute calibration (courbe noire), en appliquant la coupure $P_T^{jet} > 40 \text{ GeV}/c$. Cette distribution, corrigée ensuite de l'effet de résolution pré-cité, constitue la courbe d'étalonnage à appliquer. La distribution en rouge (figure 4.14) donne le résultat après étalonnage, toujours en appliquant $P_T^{jet} > 40 \text{ GeV}/c$. On remarque que la distribution est à peu près plate. Toutefois, les jets semblent encore décalibrés d'environ 3 %, de même que la masse (figure 4.15). Ceci est également un effet provenant de la résolution en énergie des jets, mais cette fois produit par les coupures de présélection sur le P_T des jets. Cet effet a été décrit en détail dans la note [143]. Pour ne pas alourdir l'analyse, nous avons choisi un étalonnage

^dLa distribution est effectuée pour les jets définis vrais au sens du paragraphe 4.2.1.

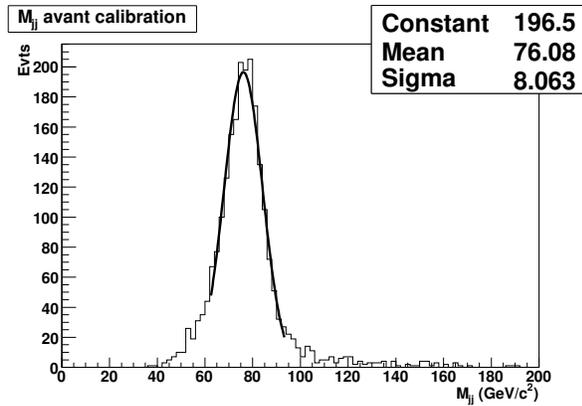


FIG. 4.13 – Spectre de masse du W hadronique avant calibration.

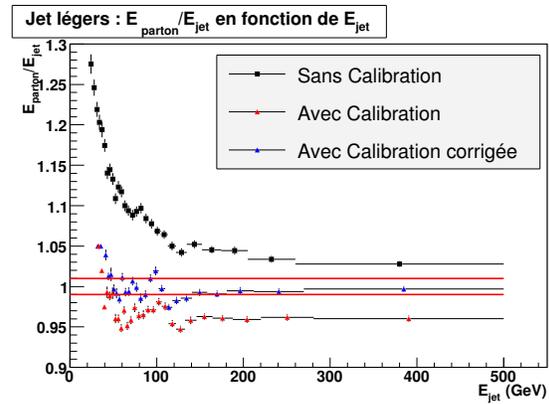


FIG. 4.14 – Distribution de $\frac{E_{parton}}{E_{jet}}$ en fonction de E_{jet} avant et après calibration.

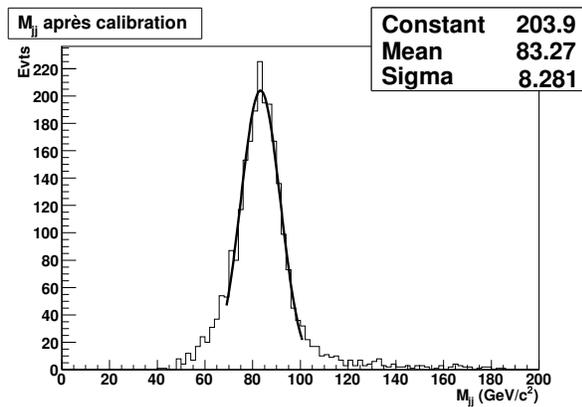


FIG. 4.15 – Spectre de masse du W hadronique après calibration.

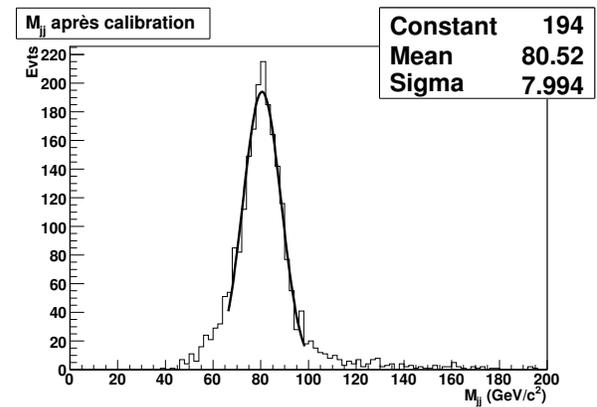


FIG. 4.16 – Spectre de masse du W hadronique après correction de la calibration.

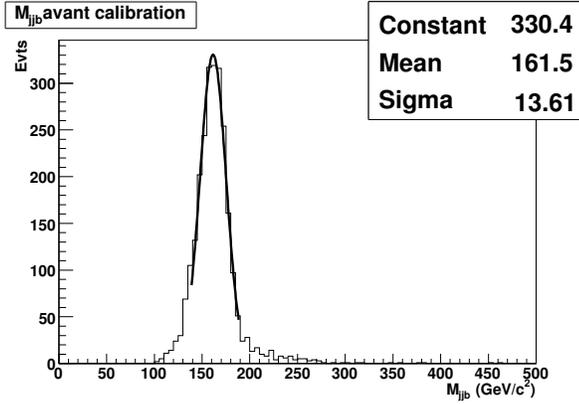


FIG. 4.17 – Spectre de masse du Top hadronique avant calibration.

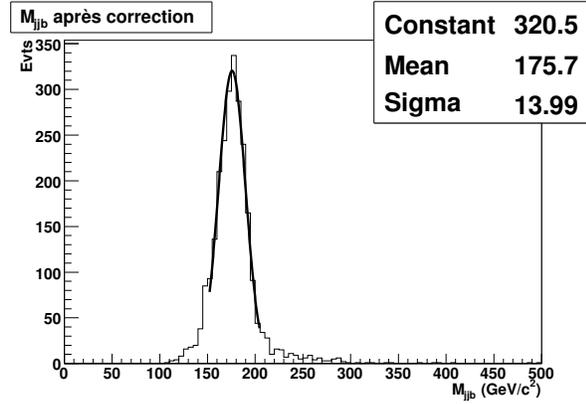


FIG. 4.18 – Spectre de masse du Top hadronique après calibration.

final qui contourne ce dernier effet en appliquant un facteur correctif, ramenant le coefficient de calibration à 1 (courbe bleue de la figure 4.14), et par là même le pic de masse à la valeur générée (figure 4.16). Ceci ne change rien à l'analyse (sauf très légèrement l'efficacité de sélection) et procure l'avantage d'être toujours calé sur la masse du W et du Top, et donc facilite les explications des chapitres qui suivent. La fonction d'étalonnage finale est paramétrée de la façon suivante :

$$f(E_{\text{jets légers}}^{\text{rec}}) = \frac{3.87}{E_{\text{jets légers}}^{\text{rec}}(\text{GeV})} + 1.012 \quad (4.4)$$

4.3.5 Calibration des jets b

La même procédure est réalisée pour étalonner les jets b. La fonction d'étalonnage obtenue est :

$$f(E_{\text{jets b}}^{\text{rec}}) = \frac{4.30}{E_{\text{jets b}}^{\text{rec}}(\text{GeV})} + 1.099 \quad (4.5)$$

Cet étalonnage permet de caler la masse du Top reconstruit sur la masse générée comme le montrent les figures 4.17 et 4.18. De récents travaux, toujours en cours, tendent à montrer que la différence entre la fonction de calibration des jets légers et celle des jets b provient de la désintégration leptonique du quark b qui conduit à un lepton et de l'énergie manquante.

Chapitre 5

Reconstruction des événements $t\bar{t}$ avec 2 jets b

L'analyse présentée dans ce chapitre s'inscrit dans le contexte le plus favorable où l'efficacité d'identification des jets b est élevée ($\geq 60\%$), ce qui est attendu au cours de la deuxième année de prises de données. Nous nous pencherons plus particulièrement dans ce chapitre sur la reconstruction des événements $t\bar{t}$ pour lesquels 2 jets b ont été identifiés parmi les produits de la désintégration des paires $t\bar{t}$ dans les canaux semileptoniques e et μ .

L'étude de ces événements représente l'analyse optimale qui peut être menée pour mesurer la masse du quark Top. Le bruit de fond combinatoire affectant l'identification des deux jets formant le W hadronique est grandement diminué par l'identification préalable de deux jets b, facilitant ainsi l'analyse. La difficulté réside donc essentiellement dans le choix des deux jets légers qui formeront le W hadronique. Nous verrons dans le chapitre suivant qu'il en est tout autrement dès lors qu'un jet identifié b est manquant : dans ce cas, en plus de reconstruire le W hadronique, il faut également prendre soin d'identifier les jets b manquants, avec les erreurs combinatoires que cela implique.

Dans un premier temps, le choix de la meilleure stratégie de reconstruction des paires $t\bar{t}$ sera discuté. Les coupures de sélection appliquées pour éliminer le plus efficacement les événements mal reconstruits seront ensuite présentées. Finalement, les masses des particules reconstruites seront déterminées. Nous nous pencherons en particulier sur la mesure de la masse du quark Top qui sera effectuée directement à l'aide du spectre de masse du Top hadronique, puis par un ajustement cinématique en utilisant l'ensemble des particules issues des paires $t\bar{t}$. Finalement, nous extrairons également le spectre de masse $t\bar{t}$ en vue de la détermination du potentiel de découverte de résonances $t\bar{t}$ qui sera l'objet du chapitre 8.

5.1 Sélection des événements

Dans le cadre de cette analyse, les coupures de présélection appliquées sont les coupures standard décrites dans le chapitre 4 :

- 1 lepton isolé (électron ou muon) vérifiant $P_T > 20 \text{ GeV}/c$ (muons) ou $P_T > 25 \text{ GeV}/c$ (électrons) et $|\eta| < 2.5$;
- une impulsion transverse manquante supérieure à $20 \text{ GeV}/c$;
- au moins 2 jets légers d'impulsion transverse $P_T > 40 \text{ GeV}/c$;

– au moins 2 jets b d'impulsion transverse $P_T > 40 \text{ GeV}/c$.

En pratique, moins de 1 % des événements $t\bar{t}$ semileptoniques comptent plus d'un lepton isolé. Dans ce cas, plutôt que de rejeter les événements, nous choisissons le lepton de plus grande impulsion transverse comme étant le lepton de la désintégration semileptonique de la paire $t\bar{t}$ (le choix du lepton de plus haute énergie ou de plus haute impulsion donne des résultats équivalents). Cette sélection conduit à une pureté du lot en leptons issus du W leptonique de 99.7 %. Cela revient donc bien à demander un seul lepton dans les événements signal dans la mesure où le traitement des leptons ne souffre d'aucune combinatoire.

La difficulté de cette analyse réside dans le traitement des jets. L'objectif est ici de choisir le plus efficacement possible les deux jets qui formeront le W hadronique, et le jet b qui formera le Top hadronique. La question est la suivante : dans quel ordre faut-il opérer cette recherche ? Pour répondre à cette question, les différentes stratégies prospectées sont décrites dans la suite.

Pour comparer efficacement les différentes stratégies, il est nécessaire de se doter d'un lot d'événements (que nous appelons événements ATE pour "All True Exist") pour lequel les deux jets issus du W, les deux jets b de la désintégration $t\bar{t}$ et le lepton sont présents. Cela passe donc nécessairement par la connaissance de la vérité Monte-Carlo. Ce lot d'événements ATE permettra la comparaison du nombre de vrais^a Top reconstruits par les différentes stratégies afin d'établir l'efficacité de la méthode à partir des événements pour lesquels les vrais produits de la désintégration $t\bar{t}$ sont présents.

Comme le montre la table 5.1, environ 96 % des événements disponibles possèdent exactement 2 jets b. Nous n'alourdirons donc pas inutilement l'analyse en traitant les événements contenant plus de deux jets b. De plus, dans 78 % des cas, les deux jets b identifiés dans l'événement sont les deux vrais jets b issus de la désintégration $t\bar{t}$.

Pour réduire le nombre de combinaisons de jets légers dans le cadre de la reconstruction du W hadronique, et ainsi réduire le bruit de fond combinatoire, il serait tentant de faire de même avec les jets légers : seuls les événements possédant exactement deux jets légers seraient reconstruits. Cependant, la table 5.2 montre que la part d'événements ayant plus de deux jets légers est non négligeable, de l'ordre de 30 %. De plus, la part des vrais W dans les événements avec exactement 2 jets légers est de 28 %, et est de 47 % dans les événements à plus de deux jets légers. On se priverait de 41 % des vrais W reconstruits en ne considérant pas les événements à plus de 2 jets légers. Aucun critère de sélection ne sera donc appliqué dans la suite sur le nombre de jets légers présents dans l'événement.

Parmi les événements sélectionnés, seuls 34 % des événements possèdent le vrai W alors que 78 % d'entre eux contiennent les deux vrais jets b. Le bruit de fond combinatoire vient donc essentiellement des événements où l'un au moins des jets issus du W n'est pas reconstruit ou sélectionné. Cela montre qu'un point crucial de la reconstruction des événements $t\bar{t}$ ayant 2 jets b est la sélection des deux vrais jets issus du W hadronique et la réjection des faux jets légers.

Finalement, l'analyse et la reconstruction des événements $t\bar{t}$ semileptoniques e et μ conduit à traiter :

^aDans ce chapitre comme dans les suivants, une particule est qualifiée de "vraie" si elle est associée au parton initiateur. Dans le cas contraire, la particule sera qualifiée de "fausse" ou "mauvaise". L'association est basée sur un critère topologique, la particule devant être contenue dans un cône $\Delta R < 0.4$ autour du parton correspondant.

Nombre de jets b	Nombre d'événements	2 vrais jets b existent
2	6324	4964
3	262	217
> 3	4	4
TOTAL	6590	5185

TAB. 5.1 – Répartition des événements reconstruits et des événements avec 2 vrais jets b en fonction du nombre de jets b présents dans l'événement.

Nombre de jets légers	Nombre d'événements	vrai W	Nombre d'événements ATE
2	4441	1258	1114
3	1551	692	602
> 3	332	198	162
TOTAL	6324	2148	1878

TAB. 5.2 – Événements avec exactement 2 jets b . Répartition des événements reconstruits et ceux ayant un vrai W en fonction du nombre de jets légers présents dans l'événement. Dans chaque cas, le nombre d'événements ATE est donné.

1. des événements $t\bar{t}$ semileptoniques e et μ où toutes les particules issues des deux Top passent les critères de présélection, avec un certain nombre de jets supplémentaires dus aux ISR et FSR ;
2. des événements $t\bar{t}$ semileptoniques e et μ pour lesquels tous les produits de la désintégration des Top ne sont pas sélectionnés, avec un certain nombre de jets parasites permettant de passer les critères de présélection sur le nombre de jets ;
3. des événements bruit de fond physique provenant des autres canaux de désintégration des paires $t\bar{t}$ (semileptonique τ , leptoniques) ou d'autres canaux physiques tels que les événements W + jets.

Dans l'immédiat, nous ne considérons que les événements de type 1 et nous nous attacherons à définir la meilleure méthode pour identifier les jets issus du W et du Top hadronique.

5.1.1 Reconstruction des particules

Cette section décrit le travail de prospection réalisé en vue de choisir la meilleure méthode d'association et de reconstruction des particules issus des quarks Top. Plus précisément, la question est la suivante : Comment faut-il procéder dans chaque événement, pour choisir les jets formant les W et Top avec un minimum de mauvais choix ? Plusieurs associations sont possibles pour le choix des deux jets du W hadronique en raison de la présence des ISR et FSR. De la même façon, chaque paire de jets légers peut être associée à chacun des deux jets b . Le parti est pris ici de ne reconstruire qu'un seul W hadronique et qu'un seul Top hadronique par événement. Ainsi, seule l'une des combinaisons possible pour le W et le Top hadronique est conservée après l'application de la méthode de reconstruction. Précisons qu'aucun événement n'est supprimé par cette procédure qui ne fait que de l'appariement.

méthode	Référentiel labo		CM jj		CM jjbbl	
	Vrai W	Faux W	Vrai W	Faux W	Vrai W	Faux W
$ M(j, j) - M_W^{pic} $ minimal	1770	108	1770	108	1770	108
$ \cos(\theta_{jet})_{jj}^* $ minimal			1527	351		
$E(j, j)$ maximal	1255	623	1144	734	1162	716
$P_T(j, j)$ maximal	1481	397			1451	427
$P(j, j)$ maximal	1378	500			1357	521
$\Delta R(j, j)$ minimal	1682	196			1653	225
χ^2 minimal	1768	110			1770	108
$\Delta R(jj, lepton)$ maximal	1432	446			1463	415
2 jets les plus éloignés du lepton	1362	516			1336	542

TAB. 5.3 – Nombre de vrais et faux W hadroniques reconstruits parmi les événements ATE en fonction de la méthode de reconstruction du W hadronique, sans connaissance du jet b hadronique.

Pour mener cette étude, le lot d'événements ATE pour lesquels toutes les particules Monte-Carlo correspondent à une particule reconstruite est utilisé. Le lot d'événements ATE employé dans cette analyse contient 1878 événements. Il n'est pas évident *a priori* de savoir ce qui doit être fait en premier en vue d'avoir la meilleure efficacité de sélection et la meilleure pureté : faut-il d'abord procéder à la sélection des jets formant le W, ou à l'identification des jets b hadronique (provenant du Top hadronique : $t \rightarrow jjb$) et leptonique (provenant du Top leptonique : $t \rightarrow l\nu b$) ?

5.1.2 Reconstruction du W hadronique sans connaître le b hadronique

Nous nous attachons ici à la reconstruction du W hadronique pour le lot des événements ATE sans que les jets b aient été préalablement identifiés comme b hadronique ou b leptonique. Seul le lepton et les jets présents dans l'événement peuvent donc être considérés. Plusieurs méthodes de combinaison des deux jets légers ont été testées. Toutes s'appuient sur le fait que les coupures de présélection sur le P_T des jets ont tendance à favoriser des Top hadroniques avec une impulsion transverse assez grande. C'est la raison pour laquelle les Top hadroniques étaient sélectionnés selon leur P_T dans les analyses proposées dans le TDR [75]. Le W hadronique peut par exemple être reconstruit en choisissant les deux jets légers donnant :

- la masse la plus proche de la masse M_W^{pic} : $|M(j, j) - M_W^{pic}|$ minimal, M_W^{pic} correspondant à la valeur du pic de distribution de masse invariante de toutes les paires de jets disponibles ;
- le plus petit cosinus de l'angle entre l'un des deux jets et l'axe du faisceau dans le centre de masse des deux jets : $\cos(\theta_{jet})_{jj}^*$ minimal ;
- la plus grande énergie $E(j, j)$, impulsion $P(j, j)$ ou impulsion transverse $P_T(j, j)$ de la paire de jets ;
- le plus petit $\Delta R(j, j)$, ce qui correspond aux deux jets légers les plus proches géomé-

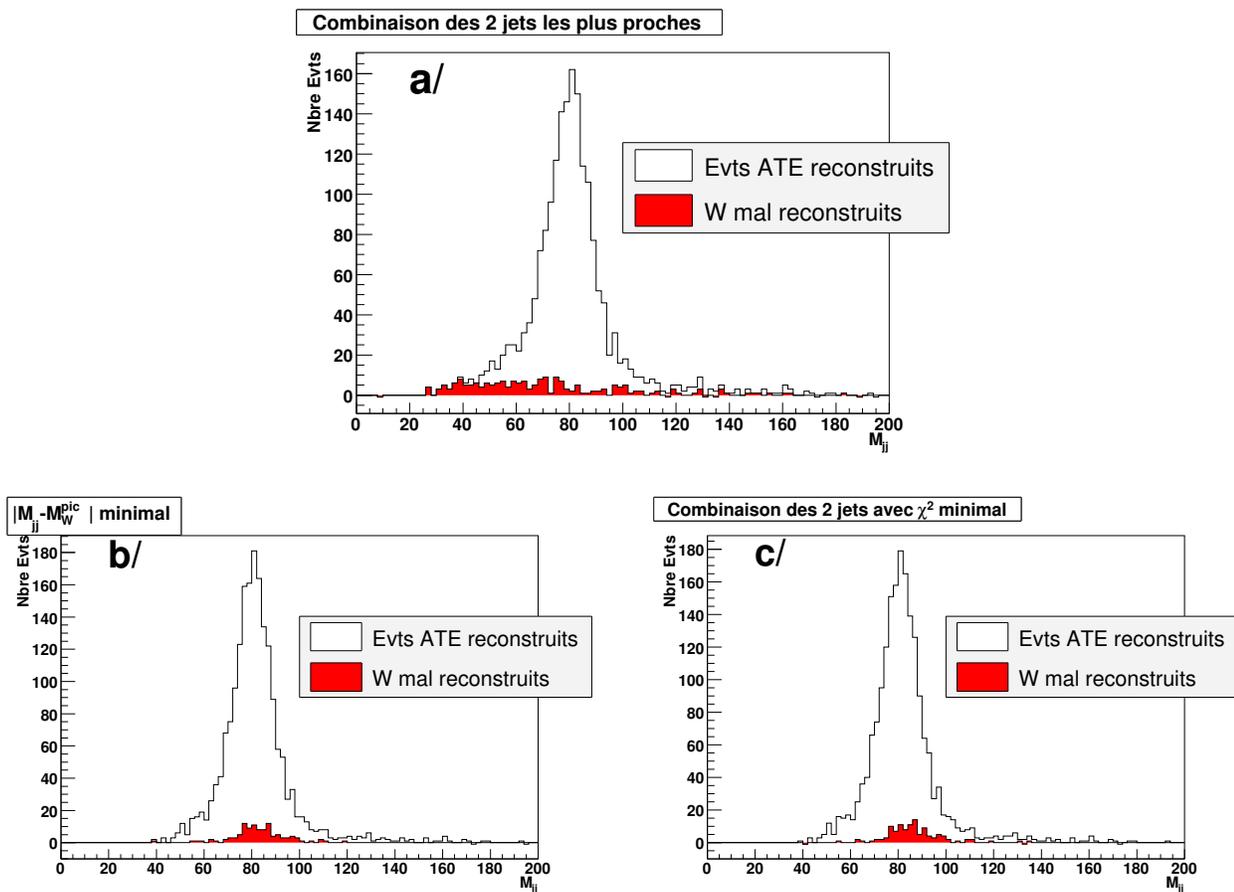


FIG. 5.1 – Les méthodes de reconstruction du W hadronique les plus efficaces pour les événements ATE : a/ $\Delta R(j, j)$ minimal, b/ $|M(j, j) - M_W^{pic}|$ minimal, c/ χ^2 minimal.

triquement ;

- la plus petite valeur de la fonction d’ajustement χ^2 où χ^2 définie par :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^2 \left(\left(\frac{\eta_i^{\text{jet}} - \eta_i^{\text{fit}}}{\sigma_\eta^i} \right)^2 + \left(\frac{\varphi_i^{\text{jet}} - \varphi_i^{\text{fit}}}{\sigma_\varphi^i} \right)^2 + \left(\frac{E_i^{\text{jet}} - E_i^{\text{fit}}}{\sigma_E^i} \right)^2 + \left(\frac{m_{jj} - M_W^{\text{PDG}}}{\sigma_W} \right)^2 \right)$$

(Les termes d’exposant ‘fit’ sont les termes ajustés, ceux d’exposant ‘jets’ les grandeurs mesurées. Les dénominateurs sont des termes de résolution définis préalablement.)

Puisque nous ne conservons qu’un seul candidat lepton, qui provient très majoritairement du W leptonique, il est également possible de sélectionner les deux jets formant le W hadronique à partir de ce lepton. Ainsi, la paire de jets la plus éloignée du lepton ou les deux jets les plus éloignés du lepton peuvent être choisis pour former le W hadronique.

Parmi les événements ATE, 1114 événements contiennent exactement deux jets légers, qui sont donc nécessairement issus du W hadronique. Pour ces événements, la bonne combinaison est toujours sélectionnée, quelle que soit la méthode employée. Pour les autres événements (41 % du lot), la meilleure méthode est celle qui donne la meilleure efficacité de sélection des deux jets du W hadronique, tout en rejetant au mieux les combinaisons de jets non issus de la désintégration du W.

Lorsque cela a physiquement un sens, ces méthodes sont appliquées dans différents centres de masse tels que {jet, jet} (noté ‘‘CM jj’’) ou {jet, jet, bjet, bjet, lepton} (noté ‘‘CM jjbb’’). Tous ces résultats sont regroupés dans la table 5.3. Comme on peut le remarquer, chaque méthode donne des résultats similaires pour les divers centres de masse.

Il n’est pas certain que la calibration des jets de b et des jets légers soit connue très précisément au début. Il sera donc préférable de sélectionner les deux jets formant le W hadronique à l’aide des méthodes dans le référentiel du laboratoire. Les méthodes utilisant le lepton comme point de départ sont moins intéressantes que celles utilisant les propriétés cinématiques des jets légers : $\Delta R(j, j)$ minimal, $|M(j, j) - M_W^{\text{pic}}|$ minimal et χ^2 minimal. La dernière méthode est extrêmement sensible à la calibration. La méthode $|M(j, j) - M_W^{\text{pic}}|$ minimal induit quant à elle un bruit de fond combinatoire résonant sous le pic de masse du W (figure 5.1). Ainsi, sauf mention contraire, la méthode du $\Delta R(j, j)$ minimal sera utilisée car elle ne dépend que de la granularité du détecteur. La méthode $|M(j, j) - M_W^{\text{pic}}|$ minimal pourra constituer une méthode de vérification.

Bien évidemment, lorsque la calibration des jets sera optimisée, la méthode du χ^2 minimal pourra être utilisée.

5.1.3 Reconstruction du b hadronique sans connaître le W hadronique

Puisque nous considérons les événements n’ayant que deux jets b, le choix du jet b hadronique revient finalement à discriminer le jet b hadronique du jet b leptonique. Dans le cas considéré ici, puisque le W hadronique n’est pas connu, il nous reste comme seul bras de levier le lepton reconstruit. Ici aussi, plusieurs algorithmes de reconstruction ont été testés en utilisant le lepton sélectionné, et ce dans différents centres de masse. Ces algorithmes se basent sur l’impulsion et les propriétés angulaires des systèmes {jet b, lepton}. Tous les résultats sont résumés dans la table 5.4 qui montre que la méthode la plus efficace est $\Delta R(l, b)$ maximal dans le référentiel du laboratoire. Notons également que cette méthode ne dépend pas de la calibration dans la mesure où elle s’appuie sur une grandeur purement géométrique.

méthode	Référentiel labo	
	Vrai b	Faux b
M(l, b) maximal	1325	553
E(l, b) minimal	1087	791
P _T (l, b) minimal	1392	486
P(l, b) minimal	1273	605
$\Delta R(l, b)$ maximal	1400	478

TAB. 5.4 – Nombre de vrais et faux jets b hadroniques parmi les événements ATE en fonction de la méthode de reconstruction du jet b hadronique, sans connaissance du W hadronique.

méthode	Référentiel labo		CM jjbb ^l		CM jjb	
	Vrai W	Faux W	Vrai W	Faux W	Vrai W	Faux W
$\Delta R(jj, bh)$ minimal	1506	372	1487	391		
$\Delta R(jj, bl)$ maximal	1259	619	1323	555		
E(jj, bh) maximal	1255	623	1159	719	1144	734
P _T (jj, bh) maximal	1508	370	1469	409		
P(jj, bh) maximal	1445	433	1411	467		
2 jets les plus proches du jet b had.	1563	315	1586	292	1607	271
2 jets les plus éloignés du jet b lep.	1321	557	1320	558		
$ M(j, j) - M_W^{\text{pic}} $ minimal					1770	108
E(j, j) maximal					1140	738
P _T (j, j) maximal					1368	510
P(j, j) maximal					1318	560
$\Delta R(j, j)$ minimal					1602	276
χ^2 minimal					1781	97

TAB. 5.5 – Nombre de vrais et faux W hadroniques reconstruits parmi les événements ATE en fonction de la méthode de reconstruction du W hadronique, après sélection du jet b hadronique.

5.1.4 Reconstruction du W hadronique connaissant le b hadronique

Dans ce nouveau cas de figure, nous considérons que le choix du jet b provenant du Top hadronique est d'abord réalisé en utilisant la meilleure méthode s'appuyant sur le lepton, à savoir la méthode de $\Delta R(l, b)$ maximal dans le référentiel du laboratoire. L'enjeu est donc de définir les deux jets formant le W hadronique à l'aide du jet b ainsi identifié. Pour cela, les quantités utiles seront l'impulsion ou la distance angulaire pour les particules considérées. Un nouveau centre de masse est également accessible à cette étape : {jet, jet, jet b} (noté CM jjb). Les résultats présentés dans la table 5.5 montrent que la méthode la plus puissante est celle qui considère les deux jets les plus proches du jet b hadronique, suivi par les méthodes de $\Delta R(jj, bh)^b$ minimal et P_T(jj, bh) maximal.

^bbh représente naturellement le jet b hadronique quand bl désigne le jet b leptonique.

méthode	Référentiel labo		CM jjb		CM jjbbl	
	Vrai b	Faux b	Vrai b	Faux b	Vrai b	Faux b
$ \cos(\theta_b)_{Wb}^* $ minimal			1041	837		
E(W, b) minimal	1087	791	1532	346	1262	616
$P_T(W, b)$ maximal	1425	453			1487	391
P(W, b) maximal	1255	623			1607	271
$\Delta R(W, b)$ minimal	1510	368			1537	341
$\Delta R(W, b) - \Delta R(l, b)$ minimal	1506	372			1486	392
M(l, b) maximal					1325	553
E(l, b) minimal					1269	609
$P_T(l, b)$ minimal					1439	439
P(l, b) minimal					1517	361
$\Delta R(l, b)$ maximal					1459	419

TAB. 5.6 – Nombre de vrais et faux jets b hadroniques parmi les événements ATE en fonction de la méthode de reconstruction du jet b hadronique, après sélection du W hadronique.

5.1.5 Reconstruction du b hadronique connaissant le W hadronique

Considérons maintenant une dernière procédure. Le W hadronique est d'abord reconstruit par la méthode du $\Delta R(j, j)$ minimal dans le centre de masse du laboratoire. Le W hadronique ainsi identifié peut servir à définir le jet b hadronique. Les résultats présentés dans la table 5.6 montrent que la méthode la plus efficace est celle qui sélectionne comme jet b hadronique le jet b le plus proche du W hadronique ($\Delta R(jj, b)$ minimal).

5.1.6 Conclusion

La méthode la plus efficace pour choisir le jet b hadronique consiste à sélectionner au préalable les deux jets formant le W hadronique, puis à définir le jet b sur la base du W hadronique. La méthode la plus efficace pour choisir le W hadronique s'appuie sur des variables liées aux jets qui forment le W. Le lepton et les jets additionnels n'aident pas au choix.

La table 5.7 compare le nombre de vrais et faux Top hadroniques sélectionnés en utilisant les meilleures méthodes pour le choix du W et du jet b hadroniques. Il apparaît clairement que la reconstruction du W doit être réalisée en premier par les méthodes de $\Delta R(j, j)$ minimal ou $|M(j, j) - M_W^{\text{pic}}|$ minimal. Le choix du jet b hadronique peut ensuite être effectué par la méthode de $\Delta R(jj, b)$ minimal.

Dans la suite, le choix standard des deux jets légers formant le W hadronique et du jet b provenant du Top hadronique consiste à sélectionner :

- la paire de jets légers selon la méthode de $\Delta R(j, j)$ minimal ;
- le jet b hadronique selon la méthode de $\Delta R(jj, b)$ minimal.

même si la méthode ($|M(j, j) - M_W^{\text{pic}}|$ minimal, $\Delta R(jj, b)$) est un peu plus efficace.

méthode	Vrai Top	Faux Top
1- W : $ M(j, j) - M_W^{\text{pic}} $ minimal 2- b : $\Delta R(W, b)$ minimal	1437	441
1- W : $\Delta R(j, j)$ minimal 2- b : $\Delta R(W, b)$ minimal	1372	506
1- W : $ M(j, j) - M_W^{\text{pic}} $ minimal 2- b : $P_T(W, b)$ maximal	1353	525
1- W : $\Delta R(j, j)$ minimal 2- b : $P_T(W, b)$ maximal	1300	578
1- b : $\Delta R(l, b)$ maximal 2- W : $\Delta R(jj, bh)$ minimal	1127	751
1- b : $\Delta R(l, b)$ maximal 2- W : 2 jets les plus proches de bh	1193	685

TAB. 5.7 – Nombre de vrais et faux Top hadroniques reconstruits parmi les événements ATE pour différentes méthodes de reconstruction du W et du jet b hadronique.

5.2 Définition des coupures de sélection

La stratégie d'association des particules issues de la paire $t\bar{t}$ est maintenant établie. Il faut désormais définir un jeu de coupures afin d'éliminer au mieux les événements mal associés qui risquent de dégrader la mesure de la masse du quark Top.

Dans la précédente étape, seuls les événements ATE ont été utilisés dans le but de choisir les stratégies de reconstruction possédant les meilleures efficacités. Il nous faut maintenant considérer en plus les événements de type 2, tels que définis au paragraphe §5.1 (ne possédant pas l'ensemble des produits de la désintégration de la paire $t\bar{t}$).

Au final, les événements $t\bar{t}$ dont il faut se débarrasser sont donc de deux types :

- les événements ATE pour lesquels la stratégie de reconstruction ne conduit pas à la bonne identification des jets issus du W hadronique ou des jets b ;
- les événements non-ATE.

L'objectif des coupures de sélection décrites dans cette section est double : elles doivent supprimer autant que possible les événements mals reconstruits mais dans le même temps conserver une bonne efficacité de reconstruction des événements ATE pour lesquels les particules sont bien associées. Il s'agit donc de trouver un équilibre entre ces deux objectifs divergents.

Les coupures pertinentes relevées au cours cette analyse sont résumées dans la table 5.8 et décrites dans la suite. Ces coupures peuvent être séparées en deux groupes. Le premier englobe des coupures 'douces' qui favorisent l'efficacité de reconstruction. Le second groupe se compose de coupures 'dures' qui favorisent la pureté du lot d'événements sélectionnés.

C1	$ M_W - M_W^{pic} < 2 \cdot \sigma_{M_W}$
C2	$M_{W, \text{jet b leptonique}} > 200 \text{ GeV}/c^2$
C3	$M_{\text{lepton, jet b leptonique}} < 160 \text{ GeV}/c^2$
C4	$ (E_W^* - E_{\text{jet b hadronique}}^*) - \mu_{E_{jjb}} < 1.5 \cdot \sigma_{E_{jjb}}$
C5	$ 2 \cdot E_{\text{jet b hadronique}}^* - \mu_{2Eb} < 2 \cdot \sigma_{2Eb}$

TAB. 5.8 – Coupures appliquées pour réduire le nombre d'événements $t\bar{t}$ mal reconstruits.

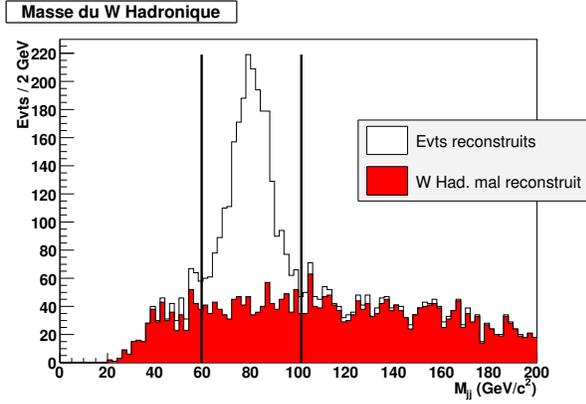


FIG. 5.2 – Spectre de masse du W hadronique. Les lignes verticales représentent les bornes de la coupure **C1**.

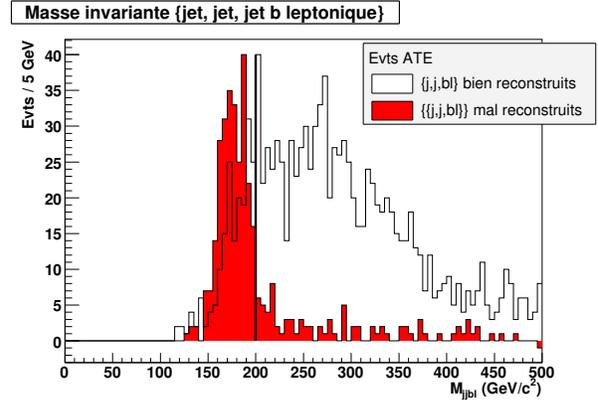


FIG. 5.3 – Masse invariante du système $\{W, \text{jet b leptonique}\}$ pour les événements ATE vérifiant la coupure **C1**. La ligne verticale correspond à la coupure **C2**.

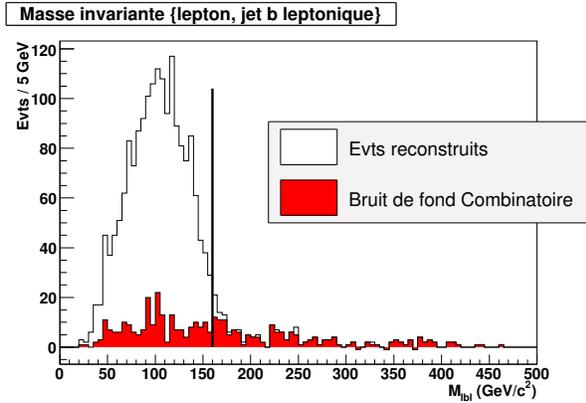


FIG. 5.4 – Masse invariante du système $\{\text{lepton, jet b leptonique}\}$ pour les événements vérifiant les coupures **C1** et **C2**. Le trait vertical représente la coupure **C3**.

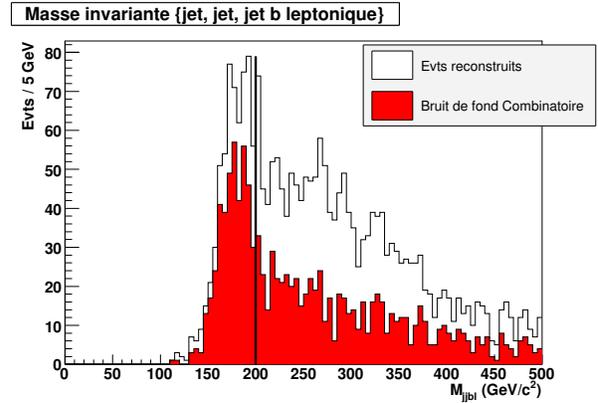


FIG. 5.5 – Masse invariante du système $\{W, \text{jet b leptonique}\}$ pour tous les événements vérifiant la coupure **C1**. La ligne verticale correspond à la coupure **C2**.

5.2.1 Description des coupures 'douces'

La coupure **C1** est la coupure classiquement employée sur la masse du W hadronique reconstruit où la valeur moyenne M_W^{pic} et la largeur σ_{M_W} mesurées sont utilisées dans la

définition de cette coupure :

$$|M_W - M_W^{pic}| < 2 \cdot \sigma_{M_W}$$

Cette coupure supprime principalement les événements pour lesquels le W hadronique n'est pas correctement reconstruit comme le montre la figure 5.2. Par ce critère, 71 % des événements mal reconstruits sont rejetés alors que 73 % des événements ATE bien appariés sont conservés.

La coupure **C2** est un critère sur la masse invariante du système {W hadronique, jet b leptonique} utilisé pour rejeter les événements ATE où le jet b hadronique choisi est en fait le vrai jet b leptonique :

$$M_{W, \text{jet b leptonique}} > 200 \text{ GeV}/c^2$$

Comme l'illustre la figure 5.3 pour les événements ATE, le système {W hadronique, jet b leptonique} forme un pic (en rouge) centré autour de la masse du Top, et provenant d'un mauvais choix dans la sélection du b.

La valeur de cette coupure peut parfaitement être déterminée à partir des données elles-mêmes, comme l'illustre la figure 5.5 qui représente la masse invariante du système {W hadronique, jet b leptonique} pour l'ensemble des événements passant la coupure **C1**. Le pic observé nous permet de choisir la valeur de la coupure, ici $200 \text{ GeV}/c^2$. Associé à la coupure précédente, cette coupure rejette 33 % des mauvais événements restants et conserve 85 % des événements ATE disponibles ayant leurs particules bien reconstruites.

La coupure **C3** est une coupure supplémentaire sur la masse invariante du système {lepton, jet b leptonique} qui rejette principalement les événements pour lesquels les W et jet b hadroniques reconstruits sont faux :

$$M_{\text{lepton, jet b leptonique}} < 160 \text{ GeV}/c^2$$

En effet, la masse invariante du système {lepton, jet b leptonique} ne peut pas être supérieure à la masse du Top reconstruit si le lepton et le jet b leptonique sont correctement identifiés, comme l'illustre la figure 5.4. La valeur de cette coupure est parfaitement définissable, elle aussi, à partir des données.

Au final, après application de la combinaison de coupures {**C1+C2+C3**}, 61 % des événements ATE ayant leurs particules bien reconstruites sont conservés tandis que 85 % des événements mal reconstruits sont supprimés.

5.2.2 Description des coupures 'dures'

En s'inspirant d'une étude réalisée pour sélectionner les jets b dans les événements $t\bar{t}$ n'ayant qu'un seul jet b identifié [144], il est possible de contraindre plus sévèrement les jets observés. Si l'on se place dans le centre de masse d'un triplet de jets issus du Top, on peut définir deux constantes caractérisant complètement la désintégration $t \rightarrow Wb \rightarrow jjb$:

$$E_W^* - E_b^* = E_{j_1}^* + E_{j_2}^* - E_b^* = \frac{M_W^2 - M_b^2}{M_t} \quad (5.1)$$

$$2E_b^* = \frac{M_t^2 - M_W^2 + M_b^2}{M_t} \quad (5.2)$$

et valent, dans l'hypothèse d'un quark Top à $175 \text{ GeV}/c^2$, d'un quark b à $5 \text{ GeV}/c^2$ et d'un boson W à $80.4 \text{ GeV}/c^2$:

$$E_W^* - E_b^* = 36.79 \text{ GeV} \equiv \mu_{E_{jjb}} \quad (5.3)$$

$$2E_b^* = 138.20 \text{ GeV} \equiv \mu_{2E_b} \quad (5.4)$$

Si le centre de masse est mal défini par la prise en compte d'un jet n'appartenant pas à la désintégration du Top, ou si un mauvais choix est effectué pour le jet b, les deux équations 5.1 et 5.2 ne sont pas vérifiées. La contrainte apportée par ces deux équations permet potentiellement d'effectuer le bon choix de la triplette formant le Top. Ces constantes sont directement liées aux invariants cinématiques de la désintégration. Dans cette analyse, les jets b sont déjà identifiés. S'ils ne l'étaient pas, les contraintes apportées par ces deux équations permettraient également d'identifier le jet de la triplette qui correspond au jet b.

Ces deux contraintes ne sont pas utilisées ici pour faire le choix des trois jets formant le Top hadronique (la triplette) mais pour épurer le lot final^c.

Pour que la méthode soit auto-consistante, il n'est pas question d'utiliser ces valeurs théoriques pour définir la contrainte. Si l'on effectue les distributions $E_W^* - E_b^*$ et $2E_b^*$ sur les événements vérifiant les coupures 'douces' (figures 5.6 et 5.7), on observe un pic clairement visible au dessus d'un bruit de fond étalé. Il est donc possible d'extraire les valeurs expérimentales des moyennes $\mu_{E_{jjb}}$, μ_{2E_b} et des largeurs $\sigma_{E_{jjb}}$, σ_{2E_b} qui serviront de paramètres d'entrée à un nouveau jeu de coupures. Il a été vérifié (sur les données brutes non calibrées) que les distributions observées, bien que ne piquant pas aux mêmes valeurs, conservent la même forme et le même pouvoir discriminant lorsque la calibration est imparfaite.

La coupure **C4**, définie comme

$$|(E_W^* - E_{\text{jet b hadronique}}^*) - \mu_{E_{jjb}}| < 1.5 \cdot \sigma_{E_{jjb}}$$

est représentée sur la figure 5.8. Elle rejette essentiellement les événements non-ATE pour lesquels le W hadronique reconstruit est faux. Associé à la combinaison des coupures **C2** et **C3**, cette coupure supprime 84 % des mauvais événements restants et conserve 80 % des événements bien reconstruits restants. La coupure **C5** se définit comme

$$|2E_{\text{jet b hadronique}}^* - \mu_{2E_b}| < 2 \cdot \sigma_{2E_b}$$

et est illustrée sur la figure 5.9. Associée à la combinaison de coupures précédente, cette coupure supprime 62 % des mauvais événements restants et conserve 95 % des bons événements restants.

Au final, en remplaçant la coupure **C1** sur la masse du W hadronique par le jeu de coupures **{C4+C5}**, 52 % des événements ATE bien reconstruits sont conservés et 95 % des événements mal reconstruits sont rejetés. Nous verrons par la suite que ces coupures n'introduisent aucun biais sur la mesure de la masse du Top.

^cCes contraintes ont été testées pour choisir les jets b hadroniques une fois le W sélectionné (cf §5.1.5). Cette méthode est de loin la plus efficace : 1659 jets b hadroniques sont bien identifiés parmi les 1878 événements ATE. Cependant, la statistique du lot final reste du même ordre lorsque les combinaisons de coupures sont appliquées.

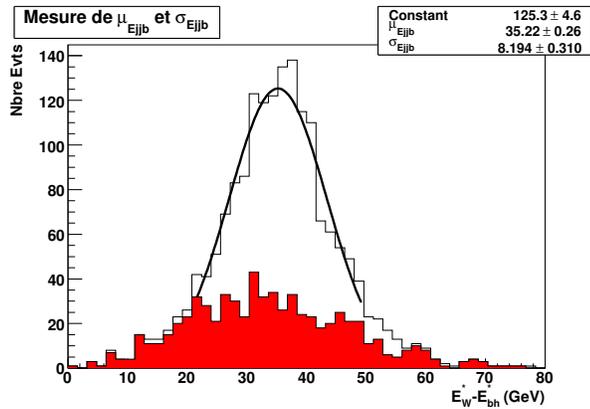


FIG. 5.6 – Ajustement du spectre de $(E_W^* - E_{jet\ b\ had}^*)$ pour déterminer μ_{Ejfb} et σ_{Ejfb} .

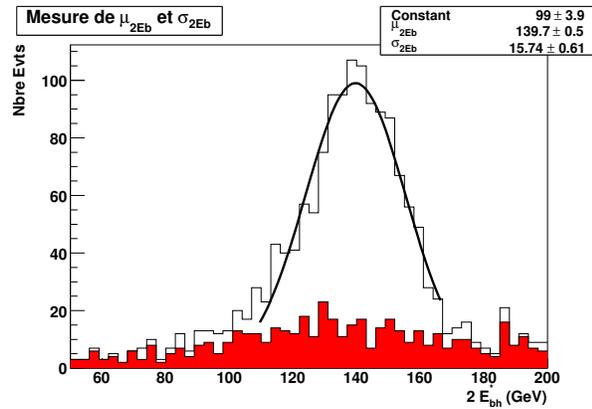


FIG. 5.7 – Ajustement du spectre de $(2 \cdot E_{jet\ b\ had}^*)$ pour déterminer μ_{2Eb} et σ_{2Eb} .

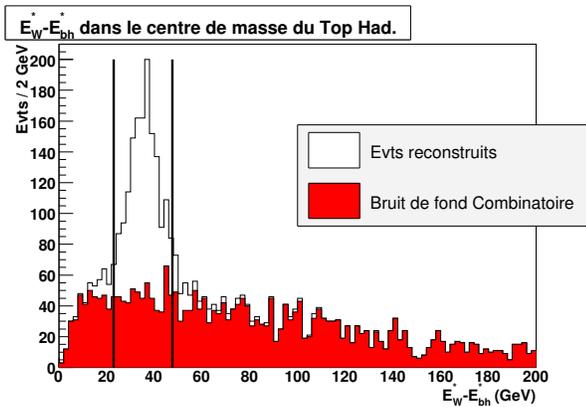


FIG. 5.8 – Spectre $(E_W^* - E_{jet\ b\ hadronique}^*)$ pour tous les événements vérifiant **C2** et **C3**. Les lignes verticales représentent les bornes de la coupure **C4**.

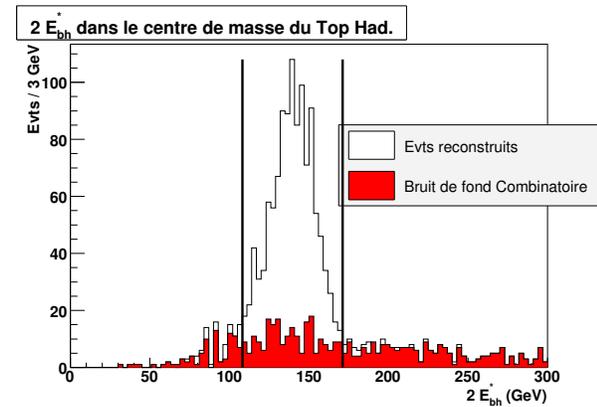


FIG. 5.9 – Spectre $(2 \cdot E_{jet\ b\ hadronique}^*)$ pour tous les événements vérifiant **C2**, **C3** et **C4**. Les lignes verticales représentent les bornes de la coupure **C5**.

méthode	Coupure	Nbre Evts	Efficacité	Pureté
$\Delta R(j, j)$ minimal	{ C1+C2+C3 }	1710	1.32 %	66.8 %
$\Delta R(j, j)$ minimal	{ C2+C3+C4+C5 }	1127	0.9 %	84.7 %
$ M(j, j) - M_W^{pic} $ minimal	{ C1+C2+C3 }	1840	1.4 %	65.5 %
$ M(j, j) - M_W^{pic} $ minimal	{ C2+C3+C4+C5 }	1206	0.9 %	83.9 %

TAB. 5.9 – Nombre d'événements reconstruits, efficacité et pureté du lot de W hadroniques en fonction de la méthode de reconstruction.

5.2.3 Conclusion

Nous disposons donc de deux jeux de coupures ayant chacun leur avantage. D'un côté, la combinaison {**C2+C3+C4+C5**} peut rejeter davantage d'événements mal reconstruits que la combinaison {**C1+C2+C3**} et permet donc d'accéder à un lot d'événements $t\bar{t}$ bien plus pur. Elle pourra donc être utilisée dans les analyses $t\bar{t}$ où une grande pureté est nécessaire telles que les procédures de calibration par exemple. D'un autre côté, l'efficacité de reconstruction des événements est plus faible avec la combinaison {**C2+C3+C4+C5**} qu'avec {**C1+C2+C3**}. Ce dernier jeu de coupures conduira à des incertitudes statistiques plus faibles sur la masse du Top. Il reste à vérifier s'il est possible, en utilisant le bruit de fond combinatoire, d'ajuster la forme du bruit de fond sous le pic de Top afin de réduire l'incertitude systématique sur la mesure de la masse provenant de ce bruit de fond plus important.

5.3 Spectres de masses

Les stratégies de reconstruction et les coupures de sélection étant définies, nous présentons maintenant les spectres de masse invariante de W , Top et $t\bar{t}$ ainsi que les pureté et efficacité de reconstruction totales associées.

La principale préoccupation de cette section reste la mesure précise de la masse du quark Top. La distribution de la masse invariante M_{jjb_h} constitue un estimateur privilégié permettant une mesure très intuitive de la masse. Un autre estimateur possible consiste en un ajustement cinématique de l'ensemble de l'événement $t\bar{t}$.

5.3.1 Estimation de la masse du W hadronique

5.3.1.1 Événements $t\bar{t}$ semileptoniques e et μ

Pour chacune des combinaisons de coupures {**C1+C2+C3**} et {**C2+C3+C4+C5**}, le spectre de masse du W hadronique est établi en utilisant soit la méthode de $\Delta R(j, j)$ minimal (figures 5.10 et 5.11), soit la méthode de $|M(j, j) - M_W^{pic}|$ minimal (figures 5.12 et 5.13).

Pour chacune de ces figures, la part de bruit de fond combinatoire dû aux événements ATE et non-ATE est représentée. Lorsque la méthode de reconstruction $|M(j, j) - M_W^{pic}|$ minimal est utilisée, il apparaît un bruit de fond combinatoire résonant sous le pic de masse du W hadronique dû essentiellement à la contribution des événements ATE, et ce pour chacune

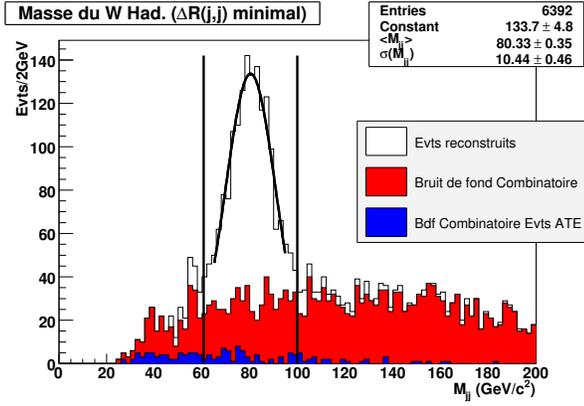


FIG. 5.10 – Spectre de masse du W hadronique reconstruit par $\Delta R(j,j)$ minimal avec les coupures $\{C2+C3\}$. Les lignes verticales représentent les bornes de la coupure $C1$.

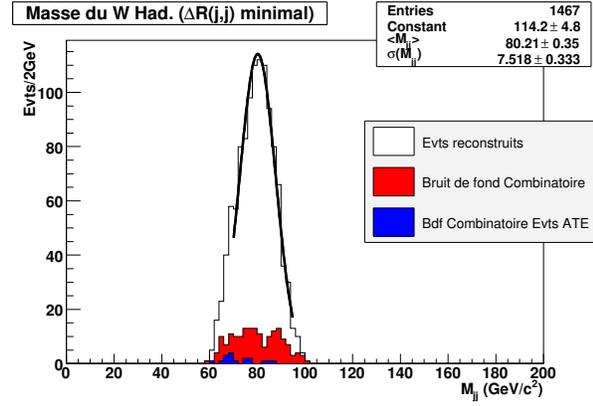


FIG. 5.11 – Spectre de masse du W hadronique reconstruit par $\Delta R(j,j)$ minimal avec les coupures $\{C2+C3+C4+C5\}$.

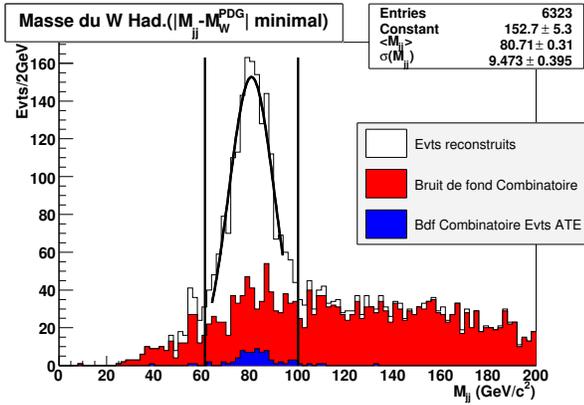


FIG. 5.12 – Spectre de masse du W hadronique reconstruit par $|M(j,j) - M_W^{\text{pic}}|$ minimal avec les coupures $\{C2+C3\}$. Les lignes verticales représentent les bornes de la coupure $C1$.

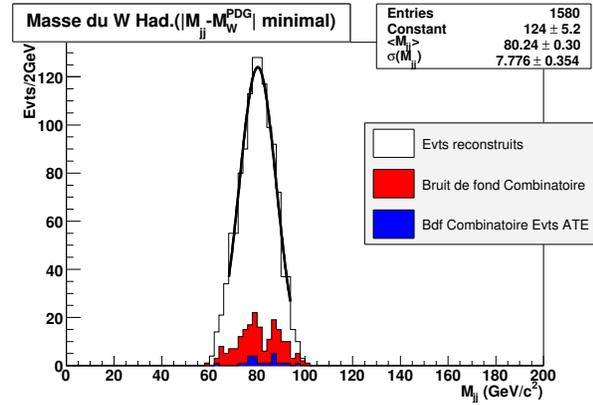


FIG. 5.13 – Spectre de masse du W hadronique reconstruit par $|M(j,j) - M_W^{\text{pic}}|$ minimal avec les coupures $\{C2+C3+C4+C5\}$.

méthode	Coupure	Masse W (GeV/c ²)	Largeur W (GeV/c ²)
$\Delta R(j, j)$ minimal	{C1+C2+C3}	80.33 ± 0.35	10.44 ± 0.46
$\Delta R(j, j)$ minimal	{C2+C3+C4+C5}	80.21 ± 0.35	7.52 ± 0.33
$ M(j, j) - M_W^{\text{pic}} $ minimal	{C1+C2+C3}	80.71 ± 0.31	9.47 ± 0.40
$ M(j, j) - M_W^{\text{pic}} $ minimal	{C2+C3+C4+C5}	80.24 ± 0.30	7.78 ± 0.35

TAB. 5.10 – Masse et largeur lissées du W hadronique en fonction de la méthode de reconstruction.

des deux combinaisons de coupures. Comme le montre la table 5.9, ce bruit de fond résonant induit tout naturellement une pureté légèrement inférieure à celle de la méthode $\Delta R(j, j)$ minimal dans la fenêtre de masse autour de la masse du W hadronique.

L'efficacité^d de reconstruction est de l'ordre du pour cent quelles que soient la méthode et la combinaison de coupures utilisées. La pureté du lot de W hadroniques reconstruits varie de ~ 65 % quand la combinaison {C1+C2+C3} est utilisée à ~ 85 % pour la combinaison {C2+C3+C4+C5}. Dans tous les cas, le bruit de fond combinatoire provient essentiellement des événements pour lesquels l'un au moins des jets légers provenant du W hadronique est absent de l'événement final.

Aux incertitudes près, la masse du W hadronique mesurée dans chacun des quatre cas est égale à la masse du boson W générée (80.4 GeV/c²), comme le montre la table 5.10. On peut noter que la largeur mesurée de la masse du W est plus faible d'environ 25 % lorsque les coupures {C2+C3+C4+C5} sont appliquées. En effet, ces coupures éliminent également les événements pour lesquels un des jets, bien qu'issu du W hadronique, est mal mesuré.

5.3.1.2 Prise en compte du bruit de fond physique

Les figures 5.14 et 5.15 représentent le spectre de masse du W hadronique reconstruit par la méthode $\Delta R(j, j)$ minimal avec les coupures respectives {C1+C2+C3} et {C2+C3+C4+C5}, avec prise en compte du bruit de fond physique dû aux événements $t\bar{t}$ semileptoniques tau^e et leptoniques tau-tau ainsi qu'aux événements $W + jets$. La présence de 2 jets b identifiés réduit grandement le bruit de fond $W + jets$ qui ne représente, au plus, que 0.25 % des événements après usage de la combinaison de coupures {C1+C2+C3}. L'ensemble du bruit de fond physique n'excède pas 3.6 % des événements sélectionnés. Le bruit de fond est donc dominé par le bruit de fond combinatoire.

5.3.2 Estimation de la masse du Top hadronique

5.3.2.1 Événements $t\bar{t}$ semileptoniques e et μ

Commençons par la combinaison de coupures {C1+C2+C3}. Les figures 5.16 et 5.17 représentent le spectre de masse du Top hadronique quand le jet b hadronique est respecti-

^dL'efficacité de reconstruction est définie comme le nombre d'événements $t\bar{t}$ présents dans le lot final divisé par le nombre total d'événements disponibles dans le canal étudié.

^eUne partie de cette contribution doit être comptée comme du signal.

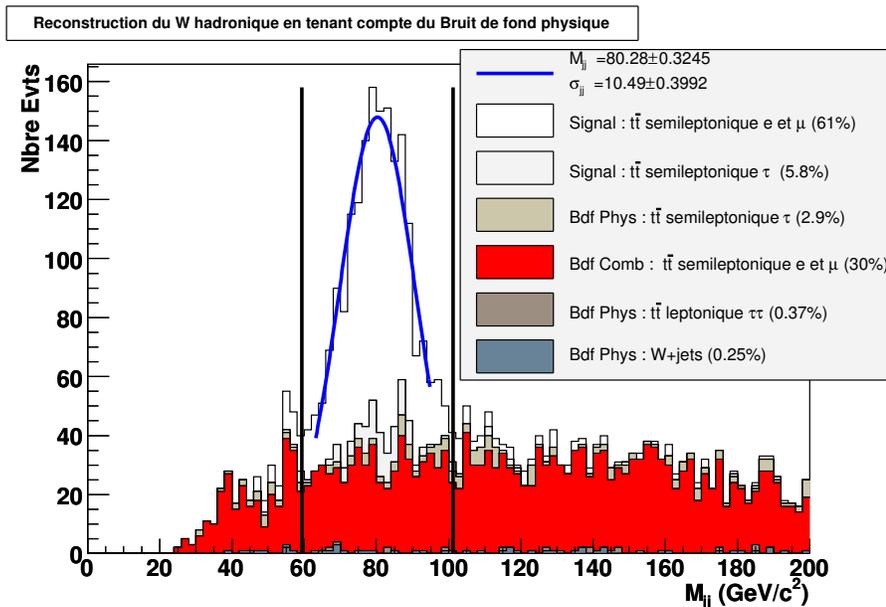


FIG. 5.14 – Spectre de masse du W hadronique reconstruit par $\Delta R(j, j)$ minimal avec les coupures $\{C2+C3\}$ pour les événements signaux et bruit de fond physique. Les lignes verticales représentent les bornes de la coupure $C1$.

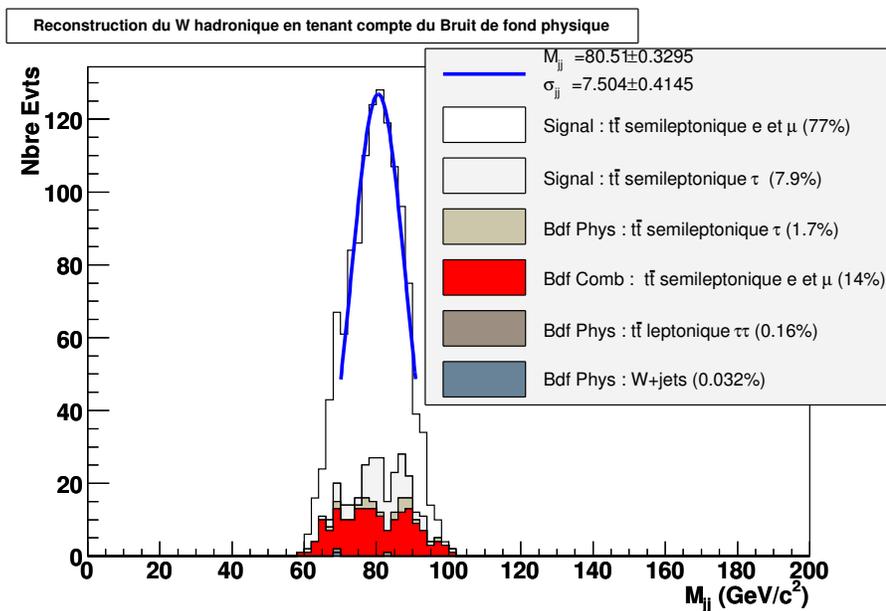


FIG. 5.15 – Spectre de masse du W hadronique reconstruit par $\Delta R(j, j)$ minimal avec les coupures $\{C2+C3+C4+C5\}$ pour les événements signaux et bruit de fond physique.

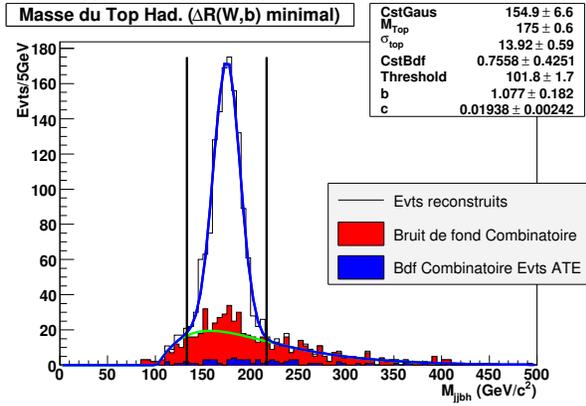


FIG. 5.16 – Masse du Top hadronique pour la combinaison de coupures $\{C1+C2+C3\}$. Le W hadronique est reconstruit par $\Delta R(j, j)$ minimal et le jet b hadronique par $\Delta R(W, b)$ minimal. Les lignes verticales représentent les bornes de la coupure supplémentaire dans une fenêtre à $3 \cdot \sigma$ autour de la masse moyenne du Top.

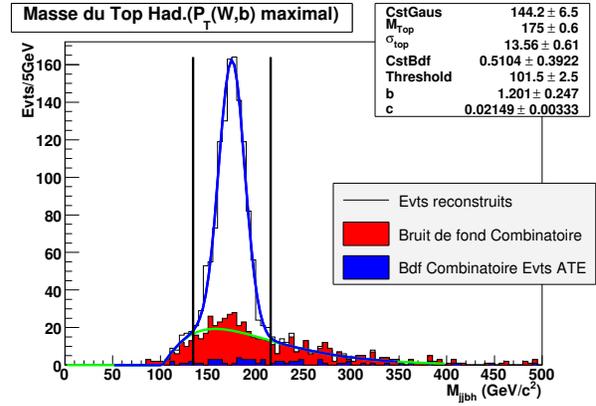


FIG. 5.17 – Masse du Top hadronique pour la combinaison de coupures $\{C1+C2+C3\}$. Le W hadronique est reconstruit par $\Delta R(j, j)$ minimal et le jet b hadronique par $P_T(W, b)$ maximal. Les lignes verticales représentent les bornes de la coupure supplémentaire dans une fenêtre à $3 \cdot \sigma$ autour de la masse moyenne du Top.

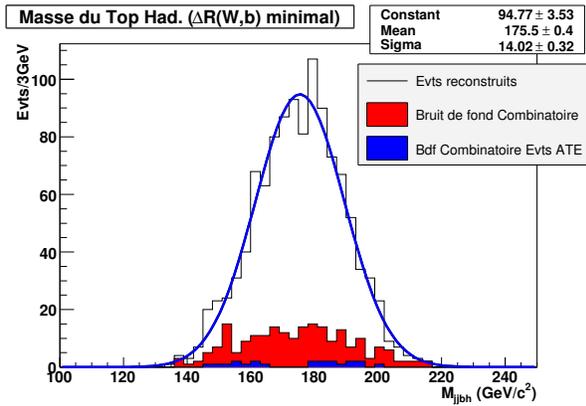


FIG. 5.18 – Masse du Top hadronique pour la combinaison de coupures $\{C2+C3+C4+C5\}$. Le W hadronique est reconstruit par $\Delta R(j, j)$ minimal et le jet b hadronique par $\Delta R(W, b)$ minimal.

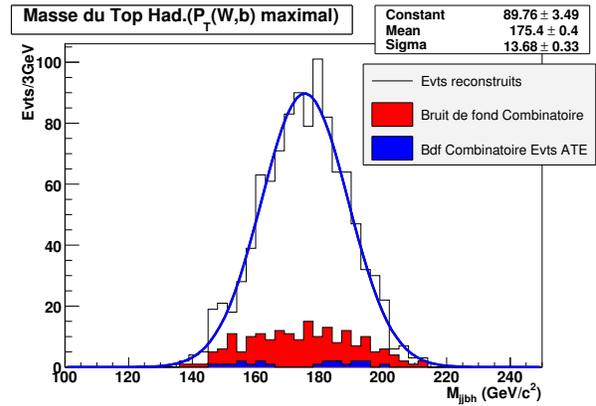


FIG. 5.19 – Masse du Top hadronique pour la combinaison de coupures $\{C2+C3+C4+C5\}$. Le W hadronique est reconstruit par $\Delta R(j, j)$ minimal et le jet b hadronique par $P_T(W, b)$ maximal.

Jet b hadronique est	Coupure	Nbre Evts	Pureté	Masse Top (GeV/c ²)	Largeur Top (GeV/c ²)
$\Delta R(W, b)$ minimal	{ C1+C2+C3 }	1710	62 %	175.04 ± 0.56	13.92 ± 0.59
$P_T(W, b)$ maximal	{ C1+C2+C3 }	1607	61.4 %	174.96 ± 0.58	13.55 ± 0.61
$\Delta R(W, b)$ minimal	{ C2+C3+C4+C5 }	1127	81.3 %	175.46 ± 0.43	14.02 ± 0.32
$P_T(W, b)$ maximal	{ C2+C3+C4+C5 }	1045	82.1 %	175.42 ± 0.44	13.68 ± 0.33

TAB. 5.11 – Pureté, masse et largeur lissées du Top hadronique en fonction de la méthode de reconstruction du jet b hadronique. Le W hadronique est reconstruit par $\Delta R(j, j)$ minimal.

vement déterminé par la méthode de $\Delta R(W, b)$ minimal et $P_T(W, b)$ maximal. Le spectre de masse du Top est lissé par la fonction donnée par l'équation :

$$CstGauss \cdot e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{x - M_{Top}}{\sigma_{Top}} \right)^2} + CstBdf \cdot (x - threshold)^b e^{-c(x - threshold)} \quad (5.5)$$

qui est la somme d'une gaussienne pour le signal de Top et d'une fonction seuil qui correspond grossièrement au bruit de fond. L'estimation de la masse du Top dans ces deux cas est équivalente (table 5.11) et correspond à la masse du Top générée (175 GeV/c²). Environ 6 % d'événements supplémentaires sont présents quand le jet b est sélectionné par $\Delta R(W, b)$ minimal. L'efficacité de reconstruction est respectivement égale à 1.32 % et 1.24 %. Dans une fenêtre à $3 \cdot \sigma$ autour de la masse moyenne, la pureté atteint respectivement 74.2 % et 75 % pour une efficacité de reconstruction de 1.07 % et 0.99 %.

Lorsque la combinaison {**C2+C3+C4+C5**} est utilisée (figures 5.18 et 5.19), une pureté supérieure à 80 % est atteinte, avec une efficacité de 0.9 % ($\Delta R(W, b)$ minimal) et 0.8 % ($P_T(W, b)$ maximal). Comme précédemment, l'intérêt de reconstruire le jet b hadronique par $\Delta R(W, b)$ minimal est le gain d'environ 8 % d'événements.

5.3.2.2 Prise en compte du bruit de fond physique

Le bruit de fond physique dû aux événements $t\bar{t}$ se désintégrant suivant les canaux semi-leptonique τ et leptonique $\tau - \tau$ et aux événements $W + jets$ a été évalué pour les deux combinaisons de coupures. Comme le montrent les figures 5.20 et 5.21, le bruit de fond physique le plus important est dû aux événements $t\bar{t}$ se désintégrant semi-leptoniquement dans la voie τ , représentant environ 3 % du spectre dans les deux cas. Les autres sont négligeables, moins de 1 % dans les deux cas.

Le biais induit par le bruit de fond physique sur la mesure de la masse du quark Top peut être évalué en comparant les deux lissages (avec et sans bruit de fond physique) effectués avec la paramétrisation 5.5. Que ce soit avec la combinaison {**C1+C2+C3**} ou {**C2+C3+C4+C5**}, l'écart entre les deux mesures de masse est inférieur à l'erreur statistique sur la mesure de la masse elle-même, soit 0.5 GeV/c².

5.3.2.3 Erreurs systématiques

Il est important d'estimer les erreurs systématiques induites par l'ensemble de la chaîne de reconstruction des événements, d'autant que l'incertitude sur les mesures réalisées au LHC sera très rapidement dominée par ce type d'incertitude.

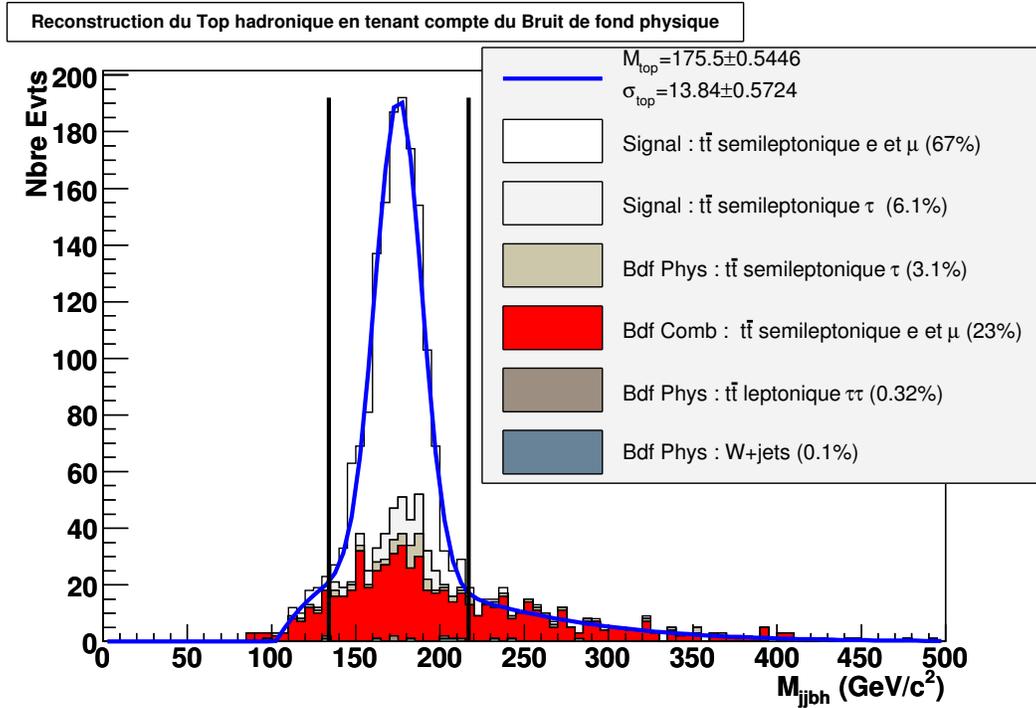


FIG. 5.20 – Masse du Top hadronique signal (vrais Top du canal semileptonique e et μ), bruit de fond combinatoire et bruit de fond physique (canal semileptonique τ et leptonique $\tau - \tau$ des paires $t\bar{t}$ et bruit de fond W + jets). Les coupures $\{C1+C2+C3\}$ sont appliquées. Les lignes verticales représentent les bornes de la coupure supplémentaire dans une fenêtre à $3 \cdot \sigma$ autour de la masse moyenne du Top.

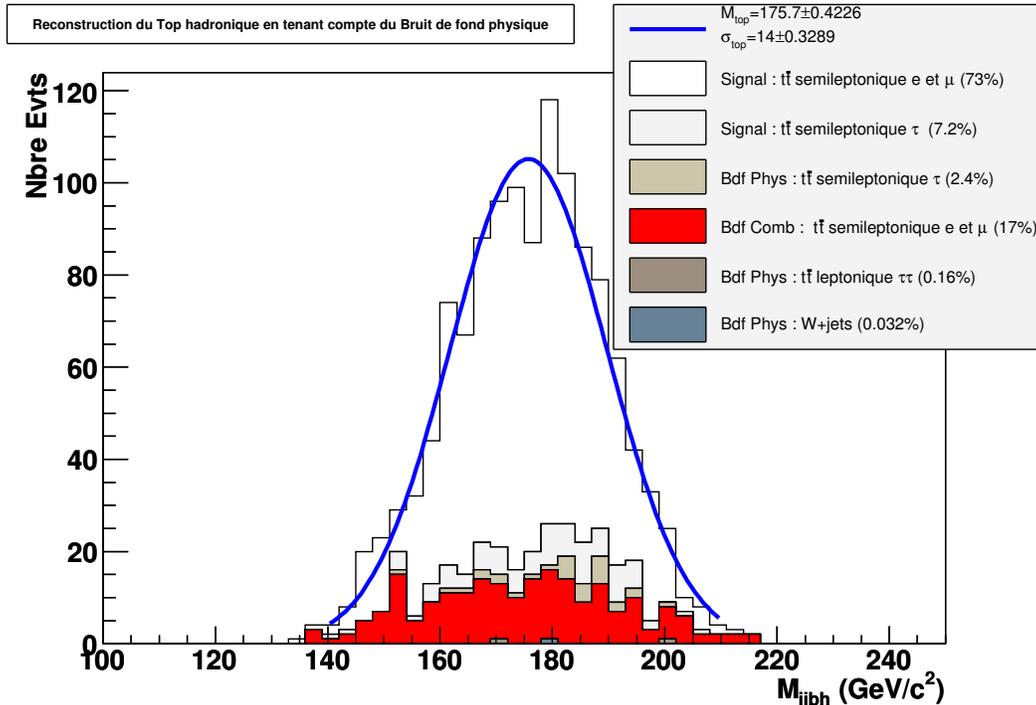


FIG. 5.21 – Masse du Top hadronique signal (vrais Top du canal semileptonique e et μ), bruit de fond combinatoire et bruit de fond physique (canal semileptonique τ et leptonique $\tau - \tau$ des paires $t\bar{t}$ et bruit de fond W + jets). Les coupures $\{C2+C3+C4+C5\}$ sont appliquées.

Source d'erreur systématique	δM_{top} (GeV/ c^2)	
	Coupages {C1+C2+C3}	Coupages {C2+C3+C4+C5}
Echelle d'énergie des jets légers (1 %)	0.9	0.9
Echelle d'énergie des jets b (1 %)	0.7	0.6
Bruit de fond	-	-
TOTAL	1.2	1.1

TAB. 5.12 – *Erreurs systématiques en fonction du jeu de coupures appliquées. Le W hadronique est reconstruit par $\Delta R(j, j)$ minimal et le jet b hadronique par $\Delta R(W, b)$ minimal. L'erreur systématique due à l'échelle d'énergie des jets est donnée sur la base d'une calibration biaisée de 1 % pour les jet légers et les jets b .*

Parmi les sources d'erreurs systématiques figurent :

- la précision sur la calibration des jets légers ;
- la précision sur la calibration des jets b ;
- l'effet du bruit de fond ;
- l'effet dû à la sélection, notamment d'identification des jets de b et le biais induit sur la masse du W et du Top par l'effet de résolution ;
- l'effet des ISR et FSR ;
- les effets des événements sous-jacents et de biais minimum.

Malheureusement, tous les lots nécessaires devant être produits avec la dernière version d'ATHENA (version 12.0.6) dans le cadre du “Computing Service Challenge” n'ont pu être disponibles à temps pour cette étude.

Compte tenu des lots disponibles, les seules sources d'erreurs systématiques accessibles par cette analyse sont celles du bruit de fond et de l'énergie des jets. Si l'on met de côté l'effet des FSR, ces deux contributions sont les principales sources d'erreurs systématiques intervenant dans l'erreur systématique totale [145]. Les FSR contribuent d'une part à générer des jets supplémentaires, et modifient d'autre part le contenu en énergie des jets reconstruits. Ces deux points se retrouvent en grande partie comptabilisés dans l'erreur systématique due à la calibration des jets et dans l'erreur sur le bruit de fond à travers sa normalisation.

Erreur systématique due au bruit de fond

Le biais induit par le bruit de fond physique et combinatoire sur la mesure de la masse du quark Top est grossièrement évalué, comme précédemment, en comparant les deux lissages (avec et sans bruit de fond) effectués avec la paramétrisation 5.5. Que ce soit avec la combinaison {C1+C2+C3} ou {C2+C3+C4+C5}, l'écart entre les deux mesures de masse reste inférieur à l'erreur statistique sur la mesure de la masse elle-même, soit 0.5 GeV/ c^2 . Il faudrait plus de statistique pour évaluer l'impact du bruit de fond.

Pour prendre en compte l'incertitude sur les taux de production des différents bruits de fond, et l'effet des FSR, on peut faire varier le bruit de fond de ± 10 % et voir son effet à titre indicatif. En procédant de la même manière que précédemment, on obtient toujours un écart inférieur à l'erreur statistique sur la mesure de la masse elle-même.

Erreur systématique due à l'échelle d'énergie des jets

Une évaluation grossière de l'erreur systématique due à l'échelle d'énergie des jets est réalisée en appliquant une fonction d'échelle sur l'énergie des jets légers et des jets b. Toute la chaîne de reconstruction est appliquée et la masse mesurée. L'évolution de la masse du Top obtenue dans chaque cas est ajustée par une droite dont la pente donne la dépendance de la mesure de la masse du Top à l'échelle d'énergie des jets légers et des jets b. Les figures 5.22 et 5.23 représentent cet ajustement pour les combinaisons $\{\mathbf{C1+C2+C3}\}$ et $\{\mathbf{C2+C3+C4+C5}\}$ respectivement.

Comme évalué dans des études précédentes [127, 145], l'erreur systématique est de l'ordre de $0.9 \text{ GeV}/c^2$ ($0.6 \text{ GeV}/c^2$) par pour cent d'imprécision sur la connaissance de l'échelle d'énergie des jets légers (de b).

Bilan

Les différentes sources d'erreurs systématiques évaluées ici sont données dans la table 5.12 : ces résultats sont compatibles avec des analyses similaires menées sur les événements produits par ATLFast [127] et par la simulation complète [143].

En considérant que l'échelle d'énergie des jets est maîtrisée au pour cent, cette étude permet d'évaluer la précision obtenue sur la masse du quark Top, avec la combinaison de coupures $\{\mathbf{C2+C3+C4+C5}\}$ (figure 5.21), pour une luminosité de 540 pb^{-1} (lot disponible équivalent à 6 jours de prise de données à basse luminosité), comme étant :

$$\delta(M_{Top})_{stat} = 0.42 \text{ GeV}/c^2 \quad (5.6)$$

$$\delta(M_{Top})_{syst} = 1.1 \text{ GeV}/c^2 \quad (5.7)$$

Le bruit de fond étant négligeable dans ce cas, l'erreur statistique sur la masse est directement compatible avec $M(Top)_{stat} = \frac{\sigma}{\sqrt{n}} = \frac{14}{\sqrt{1127}} = 0.417 \text{ GeV}/c^2$, pour une incertitude obtenue par le lissage de $0.422 \text{ GeV}/c^2$. A titre indicatif, cette erreur statistique peut être évaluée à $\sim 1 \text{ GeV}/c^2$ pour une luminosité intégrée de 100 pb^{-1} ou $\sim 100 \text{ MeV}/c^2$ pour 10 fb^{-1} .

5.3.3 Masse du Top leptonique

La désintégration du W leptonique conduisant à un neutrino indétectable, la reconstruction de cette particule ne peut se faire directement. Néanmoins, le neutrino contribue à l'énergie transverse manquante et nous ferons l'hypothèse que cette dernière n'est due qu'à la présence du neutrino :

$$P_T^\nu = E_T^{Manq} \quad (5.8)$$

Cette hypothèse est simplificatrice car la désintégration des quarks b, les effets d'empilement et les effets de la reconstruction des objets physiques dans ATHENA participent artificiellement à l'énergie transverse manquante. La figure 5.24 montre que l'impulsion transverse du neutrino est, sous cette hypothèse, sous-estimée de 7 % par rapport à l'impulsion transverse du neutrino Monte-Carlo. Aucune calibration n'a été apportée par rapport aux données fournies par le code ATHENA, ce qui explique le biais observé.

En supposant le neutrino de masse nulle, la seule information manquante est la composante longitudinale de l'impulsion P_z^ν . Cette dernière est calculée en contraignant le quadri-moment du W leptonique à l'aide du lepton (de quadri-moment \vec{P}^l), de la masse connue du

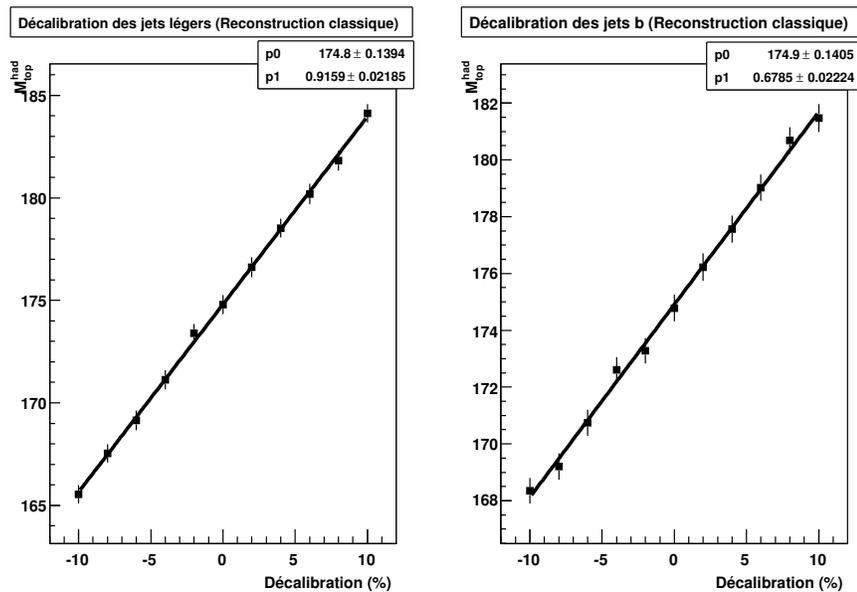


FIG. 5.22 – Estimation de l'erreur systématique sur la mesure directe de la masse du quark Top due à la calibration des jets légers et des jets b évaluée sur les événements passant les coupures $\{C1+C2+C3\}$.

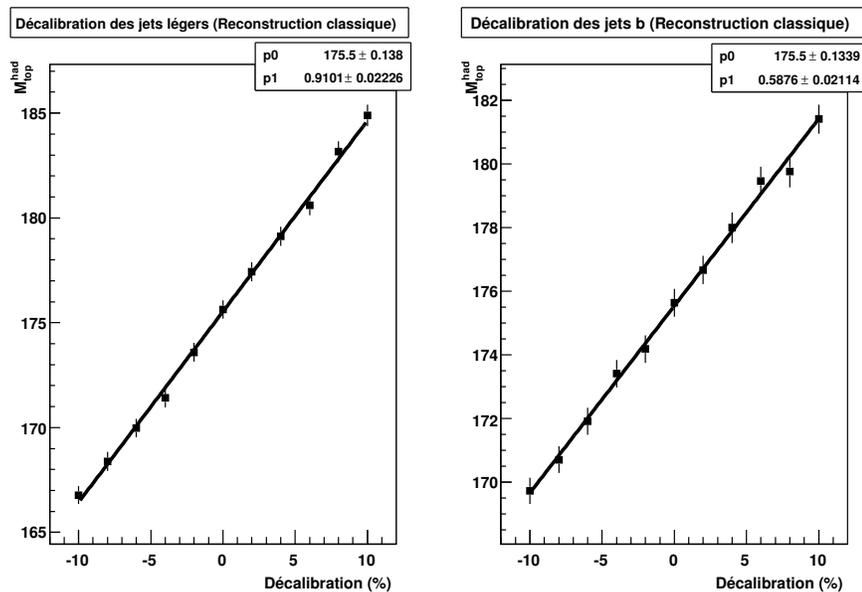


FIG. 5.23 – Estimation de l'erreur systématique sur la mesure directe de la masse du quark Top due à la calibration des jets légers et des jets b évaluée sur les événements passant les coupures $\{C2+C3+C4+C5\}$.

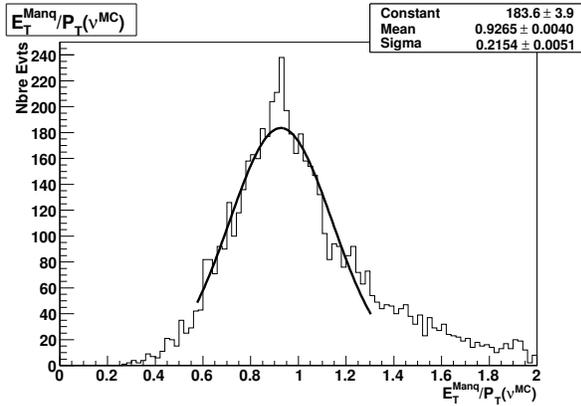


FIG. 5.24 – Rapport de l'énergie transverse manquante évaluée sur l'impulsion transverse du neutrino Monte-Carlo.

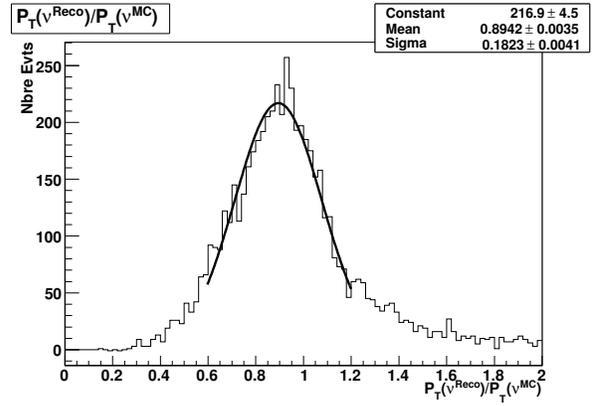


FIG. 5.25 – Rapport de l'impulsion transverse du neutrino évaluée sur l'impulsion transverse du neutrino Monte-Carlo.

boson W ($80.4 \text{ GeV}/c^2$) et de l'impulsion transverse estimée du neutrino (de quadri-moment \vec{P}^ν), ce qui conduit à l'équation :

$$\alpha \cdot P_z^{\nu 2} + \beta \cdot P_z^\nu + \gamma = 0$$

avec

$$\alpha = (E^2 - P_z^2)$$

$$\beta = (M_t^2 - M_W^2 - 2(P_x^1 \cdot P_x^\nu + P_y^1 \cdot P_y^\nu)) P_z^1$$

$$\gamma = E^2 P_T^{\nu 2} - \left(\frac{M_W^2 - M_t^2}{2} + P_x^1 \cdot P_x^\nu + P_y^1 \cdot P_y^\nu \right)^2$$
(5.9)

Pour les 34 % d'événements pour lesquels l'équation 5.9 n'admet pas directement de solution, la valeur de P_T^ν est abaissée par pas de $0.1 \text{ GeV}/c$ jusqu'à ce qu'une solution soit trouvée ou que la valeur de l'impulsion transverse tombe en dessous de la valeur de la coupure sur cette quantité ($20 \text{ GeV}/c$). Cette procédure a pour but d'augmenter le nombre de Top leptoniques reconstruits mais en aucun cas de corriger le mauvais étalonnage de l'énergie transverse manquante, dont la mesure se trouve dégradée jusqu'à 10 % comme le montre la figure 5.25. Cette procédure permet finalement de définir un neutrino dans 95 % des cas. Quand les solutions existent, la valeur de P_z^ν est connue à une ambiguïté quadratique près. Pour lever cette ambiguïté, un choix du P_z^ν est nécessaire. La table 5.13 regroupe les différents critères de choix envisagés et leur efficacité. La méthode la plus efficace consiste à choisir la valeur de P_z^ν qui conduit à une masse de Top leptonique la plus proche de la masse moyenne mesurée pour le Top hadronique.

Une fois cette opération réalisée, le Top leptonique peut être reconstruit en utilisant le jet b leptonique qui n'est autre que le jet b restant, dans la mesure où nous n'avons que deux jets b dans l'événement et que le jet b hadronique est déjà affecté. Les figures 5.26 et 5.27 donnent la masse du Top leptonique lorsque le Top hadronique est respectivement reconstruit pour les combinaisons de coupures $\{\mathbf{C1}+\mathbf{C2}+\mathbf{C3}\}$ et $\{\mathbf{C2}+\mathbf{C3}+\mathbf{C4}+\mathbf{C5}\}$.

A cause de l'énergie manquante qui n'est pas très bien calibrée, la valeur moyenne de la masse du Top leptonique est plus basse que la valeur attendue (table 5.14). Nous constatons une légère chute d'efficacité liée aux événements pour lesquels le neutrino n'a pas pu être reconstruit. La grande pureté obtenue dans cette table s'explique par le fait que seul la vérité

P_z^ν Selection	{C1+C2+C3}		{C2+C3+C4+C5}	
	Vrai ν	Faux ν	Vrai ν	Faux ν
$ P_z^\nu $ minimal	973	638	647	424
P_z^ν maximal	835	776	532	539
P_z^ν donnant $P_{l\nu b_l}$ maximal	920	691	602	469
P_z^ν donnant $E_{l\nu b_l}$ minimal	973	638	647	424
P_z^ν donnant $ M_{jjb_h}^{moyen} - M_{l\nu b_l} $ minimal	1270	410	821	250
P_z^ν donnant χ^2 minimal	1100	511	777	294

TAB. 5.13 – Nombre de vrais et faux neutrinos reconstruits en fonction de la méthode de sélection du P_z^ν . L'énergie transverse manquante E_T^{Manq} n'étant pas calibrée précisément, le vrai neutrino dans chaque événement est défini comme celui dont la valeur de P_z^ν est la plus proche du $P_z^\nu_{MC}$ du neutrino Monte-Carlo.

Coupages	Nbre Evt	Pureté	Masse Top Lep. (GeV/c^2)	Largeur Top Lep. (GeV/c^2)
{C1+C2+C3}	1611	87.7 %	174.19 ± 0.49	13.95 ± 0.60
{C2+C3+C4+C5}	1071	92.0 %	174.16 ± 0.54	12.35 ± 0.65

TAB. 5.14 – Pureté, masse et largeur lissées du Top leptonique en fonction des combinaisons de coupures appliquées.

Monte-Carlo sur le lepton et le jet b leptonique est employée.

5.3.4 Masse invariante de la paire $t\bar{t}$

Une fois la reconstruction des Top hadroniques et leptoniques réalisée, il est possible de reconstruire la masse invariante de la paire $t\bar{t}$ associée.

A partir du moment où les quatre jets et le lepton ont été bien choisis, la paire $t\bar{t}$ est bien identifiée, même si les jets b n'ont pas été bien attribués lors de la reconstruction des Top hadroniques et leptoniques.

Quand la combinaison {C1+C2+C3} est utilisée, une coupure supplémentaire dans une fenêtre à $3 \cdot \sigma$ autour des masses des Top hadroniques et leptoniques est appliquée pour reconstruire le spectre de masse invariante du système $t\bar{t}$. Ceci conduit à une pureté de 73 % et une efficacité de reconstruction de 0.96 % (figure 5.28). Ce spectre peut être ajusté par la fonction :

$$0.010 \cdot (x - 334.6)^{2.06} \cdot e^{-0.010(x-334.6)}$$

Quand la combinaison {C2+C3+C4+C5} est utilisée, aucune coupure supplémentaire n'est appliquée (figure 5.29). La pureté est égale à 78 % et l'efficacité de reconstruction à 0.83 %. Dans ce cas, le spectre s'ajuste par la fonction :

$$0.064 \cdot (x - 353.6)^{1.65} \cdot e^{-0.0098(x-353.6)}$$

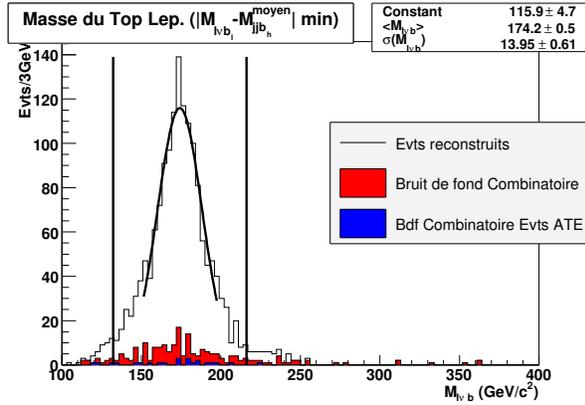


FIG. 5.26 – Masse du Top leptonique pour la combinaison de coupures $\{C1+C2+C3\}$. Le jet b leptonique est reconstruit par $\Delta R(W, b)$ maximal. Le P_z^ν choisi est celui donnant la masse $M_{l\nu b}$ la plus proche de la masse obtenue pour le lot de Top hadroniques. Les lignes verticales représentent les bornes de la coupure supplémentaire dans une fenêtre à $3 \cdot \sigma$ autour de la masse moyenne du Top.

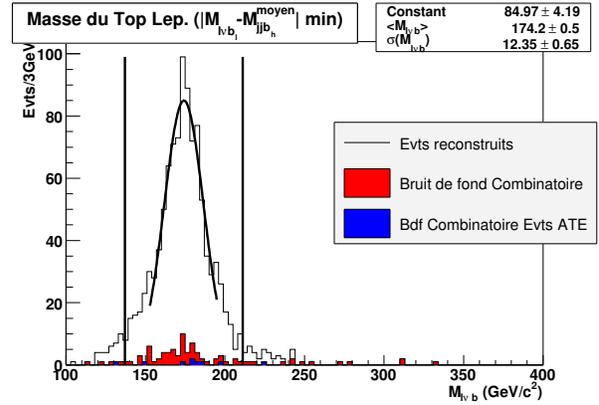


FIG. 5.27 – Masse du Top leptonique pour la combinaison de coupures $\{C2+C3+C4+C5\}$. Le jet b leptonique est reconstruit par $\Delta R(W, b)$ maximal. Le P_z^ν choisi est celui donnant la masse $M_{l\nu b}$ la plus proche de la masse obtenue pour le lot de Top hadroniques. Les lignes verticales représentent les bornes de la coupure supplémentaire dans une fenêtre à $3 \cdot \sigma$ autour de la masse moyenne du Top.

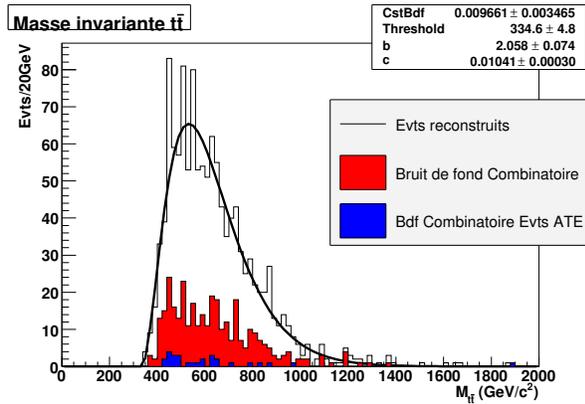


FIG. 5.28 – Spectre de masse invariante $t\bar{t}$ en appliquant les coupures $\{C1+C2+C3\}$.

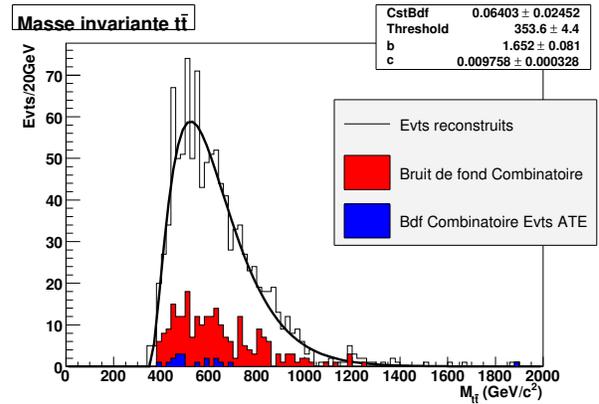


FIG. 5.29 – Spectre de masse invariante $t\bar{t}$ en appliquant les coupures $\{C2+C3+C4+C5\}$.

5.4 Ajustement cinématique

Nous nous sommes attachés, jusqu'à maintenant, à extraire la masse du quark Top directement à partir du spectre de masse invariante des Top reconstruits. Il est possible d'effectuer une mesure de cette masse en utilisant un ajustement cinématique.

Cet ajustement cinématique a été utilisé sur des données ATLFast pour la mesure de la masse du Top [127]. Il est répété ici sur les événements $t\bar{t}$ produits en simulation complète.

5.4.1 Définition

L'idée est de contraindre événement par événement les masses des W hadronique et leptonique reconstruits ainsi que la direction et l'énergie des particules issues de la paire $t\bar{t}$. En pratique, l'énergie des jets sélectionnés pour former le W hadronique, des jets b et du lepton sont pris en compte dans des termes du type $\left(\frac{E^m - E^f}{\sigma_E}\right)^2$ où les termes d'indice m représentent les quantités mesurées, ceux d'indice f les quantités ajustées et σ_E la résolution du détecteur ATLAS en fonction de l'énergie et de la nature de la particule (lepton ou jet). La direction des leptons étant bien estimée, seule la direction des jets sera prise en compte dans l'ajustement cinématique à travers des termes du type $\left(\frac{\eta^m - \eta^f}{\sigma_\eta}\right)^2$ et $\left(\frac{\phi^m - \phi^f}{\sigma_\phi}\right)^2$, avec la même caractérisation des indices m et f . De même, l'impulsion du neutrino étant mal estimée, les trois projections de cette impulsion sont prises en compte dans l'ajustement cinématique à travers les termes $\left(\frac{P_i^m - P_i^f}{\sigma_{P_i}}\right)^2$.

Les quatre termes de contrainte sont de la forme :

$$\begin{aligned} & \left(\frac{M_{jj} - M_W^{PDG}}{\sigma_W}\right)^2 \\ & \left(\frac{M_{l\nu} - M_W^{PDG}}{\sigma_W}\right)^2 \\ & \left(\frac{M_{jjb_h} - M_{Top}^{fit}}{\sigma_t}\right)^2 \\ & \left(\frac{M_{l\nu b_l} - M_{Top}^{fit}}{\sigma_t}\right)^2 \end{aligned}$$

et font intervenir les masses du boson W (M_W^{PDG} connue [12]) et du quark Top (M_{Top}^{fit} laissée comme paramètre libre).

L'ajustement cinématique consiste alors à minimiser le χ^2 défini par l'équation 5.10.

$$\begin{aligned} \chi^2 = & \sum_{i=\text{jets}} \left(\left(\frac{\eta_i^m - \eta_i^f}{\sigma_\eta^i}\right)^2 + \left(\frac{\varphi_i^m - \varphi_i^f}{\sigma_\varphi^i}\right)^2 \right) + \sum_{i=\text{jets, lepton}} \left(\frac{E_i^m - E_i^f}{\sigma_E^i}\right)^2 + \sum_{i=x,y,z} \left(\frac{P_{i\nu}^m - P_{i\nu}^f}{\sigma_{i\nu}}\right)^2 \\ & + \left(\frac{M_{jj} - M_W^{PDG}}{\sigma_W}\right)^2 + \left(\frac{M_{l\nu} - M_W^{PDG}}{\sigma_W}\right)^2 + \left(\frac{M_{jjb_h} - M_{Top}^{fit}}{\sigma_t}\right)^2 + \left(\frac{M_{l\nu b_l} - M_{Top}^{fit}}{\sigma_t}\right)^2 \end{aligned} \quad (5.10)$$

{C1+C2+C3}			{C2+C3+C4+C5}		
intervalle χ^2	Pureté (%)	Fraction d'Evts (%)	intervalle χ^2	Pureté (%)	Fraction d'Evts (%)
$0.00 \leq \chi^2 < 0.21$	84.1	19.5	$0.00 \leq \chi^2 < 0.13$	85.7	15.2
$0.21 \leq \chi^2 < 0.51$	83.2	19.3	$0.13 \leq \chi^2 < 0.29$	80.1	14.2
$0.51 \leq \chi^2 < 0.95$	78.1	18.1	$0.29 \leq \chi^2 < 0.51$	88.9	15.6
$0.95 \leq \chi^2 < 1.66$	78.6	18.2	$0.51 \leq \chi^2 < 0.83$	77.4	13.7
$1.66 \leq \chi^2 < 2.52$	61.2	14.2	$0.83 \leq \chi^2 < 1.21$	83.3	14.7
$2.52 \leq \chi^2 < 4.00$	48.5	10.7	$1.21 \leq \chi^2 < 1.85$	82.5	14.6
			$1.85 \leq \chi^2 < 2.71$	68.3	12.0

TAB. 5.15 – Pureté du lot de paires $t\bar{t}$ reconstruites en fonction du χ^2 pour chaque combinaison de coupures. L'ajustement cinématique utilisant l'ensemble des enfants de la paires $t\bar{t}$, le calcul de la pureté considère comme vrai un événement pour lequel toutes les particules reconstruites sont vraies.

La contrainte forte imposée sur la masse du W permet de corriger efficacement les jets légers à travers la minimisation. La situation est différente en ce qui concerne les jets b. En effet, le terme M_{Top}^{fit} est faiblement contraignant du fait qu'il est un paramètre libre. La valeur du χ^2 est donc fortement corrélée à la qualité de reconstruction des jets b.

5.4.2 Détermination des termes de résolution

L'équation 5.10 impose de calculer au préalable les différents termes de résolution (termes au dénominateur). Ces termes sont évalués à partir des informations Monte-Carlo en fonction de la nature des particules. Les figures 5.30, 5.31, 5.32 et 5.33 montrent l'expression de ces résolutions. Toutes ces résolutions sont exprimées en fonction de l'énergie de la particule considérée, à l'exception du neutrino pour lequel une résolution globale par composante (x, y, z) est déterminée.

5.4.3 Résultats

La figure 5.34 représente la répartition des événements en fonction de la valeur du χ^2 pour chacun des deux jeux de coupures employés. Comme prévu, on remarque que la pureté augmente quand le χ^2 diminue : une coupure sur la valeur du χ^2 peut améliorer la pureté du lot d'événements Top, comme le confirme la table 5.15. Cette amélioration de la pureté se fait évidemment au détriment de la statistique.

5.4.4 Estimation de la masse du quark Top

Les événements les mieux reconstruits correspondent à des valeurs de χ^2 faibles. Les jets du W sont fortement contraints par la masse du W et sont donc parfaitement réajustés. Ce n'est pas le cas des jets b qui sont faiblement contraints. Il a été montré^f [127] que le χ^2 et la

^fNous n'avons pas pu répéter cette étude ici par manque de statistique.

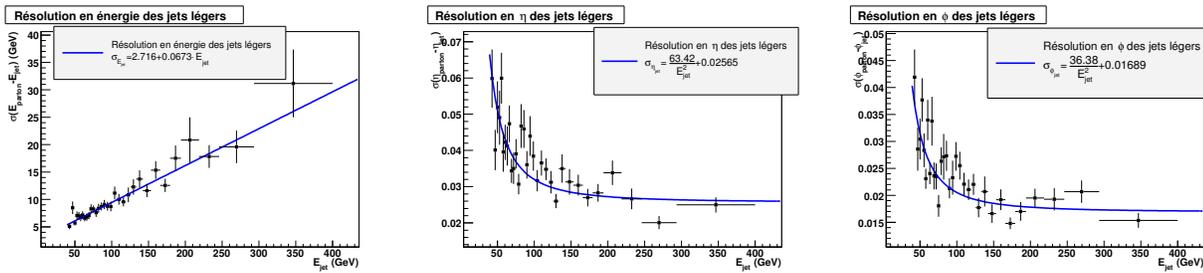


FIG. 5.30 – Résolutions en énergie, η et ϕ des jets légers en fonction de leur énergie.

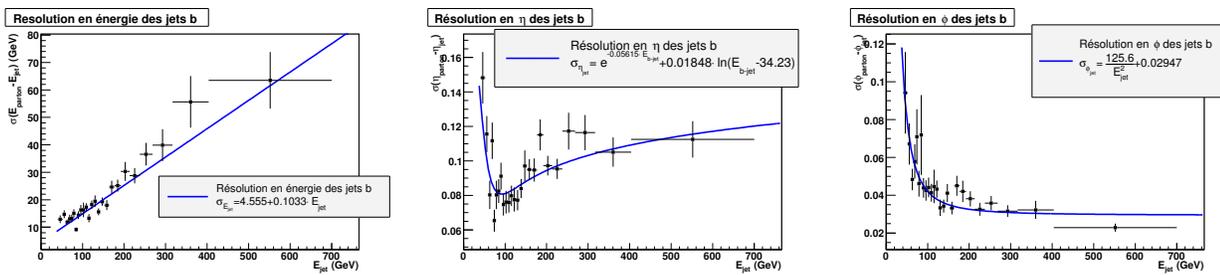


FIG. 5.31 – Résolutions en énergie, η et ϕ des jets b en fonction de leur énergie.

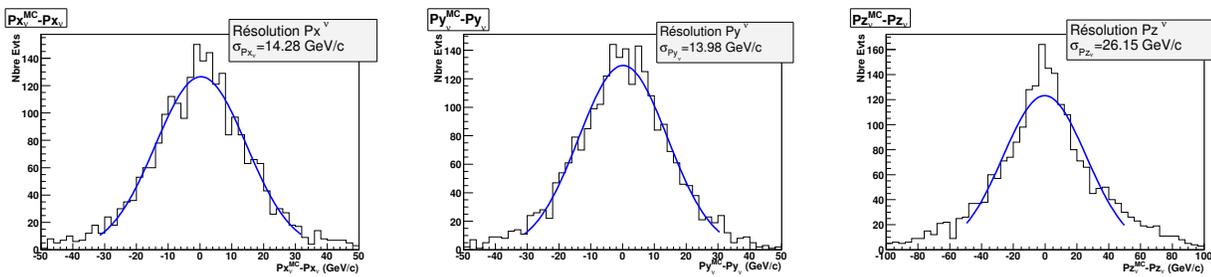


FIG. 5.32 – Résolutions en P_x , P_y et P_z des neutrinos.

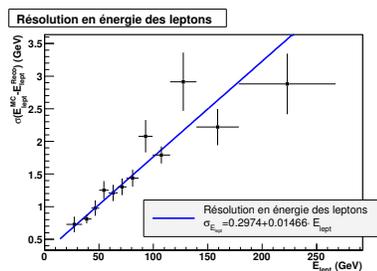


FIG. 5.33 – Résolution en énergie des leptons en fonction de leur énergie.

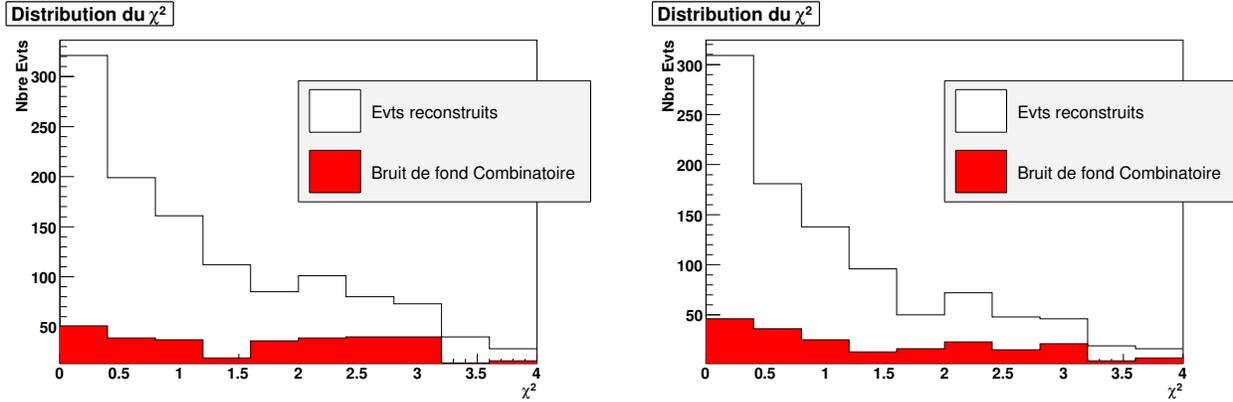


FIG. 5.34 – Distribution des événements en fonction du χ^2 pour la combinaison $\{C1+C2+C3\}$ (à gauche) et $\{C2+C3+C4+C5\}$ (à droite). La part de bruit de fond combinatoire est également représentée en rouge.

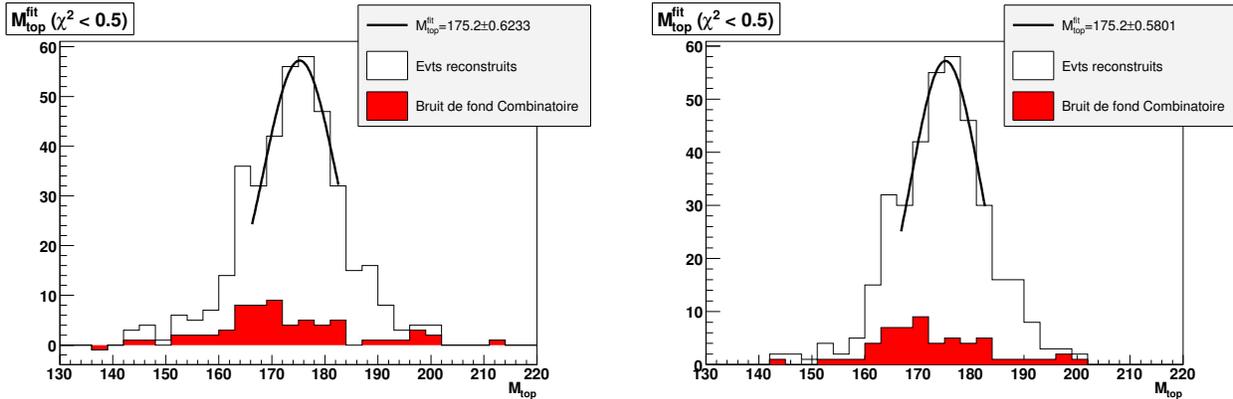


FIG. 5.35 – Spectre de masse de M_{top}^{fit} pour $\chi^2 < 0.5$ pour les combinaisons $\{C1+C2+C3\}$ (à gauche) et $\{C2+C3+C4+C5\}$ (à droite).

valeur obtenue pour la masse du Top sont très corrélés à la qualité de reconstruction des jets b. L'estimation de la direction et de l'énergie est dégradée pour des jets b se désintégrant semi-leptoniquement (présence d'un neutrino et éventuellement d'un muon non pris en compte) et/ou rayonnant dans l'état final.

Afin de diminuer l'impact de la qualité de reconstruction des jets b, deux méthodes s'offrent à nous pour mesurer la masse du Top. La première consiste à déterminer le spectre de masse des Top ajustés pour les faibles valeurs de χ^2 . La figure 5.35 montre ainsi ce spectre pour les événements vérifiant $\chi^2 < 0.5$ pour chacun des deux jeux de coupures : la pureté du lot de Top est améliorée (83.6 % pour les coupures $\{C1+C2+C3\}$ et 84.9 % pour $\{C2+C3+C4+C5\}$) et la masse du Top, obtenue par ajustement de ces spectres par une gaussienne, pique sur la masse générée avec une bonne précision au vu de la faible statistique.

Dans la seconde méthode, le lot d'événements reconstruits est divisé en intervalles de χ^2 de statistique équivalente. Dans chacun de ces intervalles, le spectre de masse du Top ajusté est lissé par une gaussienne afin d'extraire la valeur de la masse $M_{top}^{fit}(\chi^2)$ correspondant à chaque intervalle en χ^2 . Cette procédure est représentée à titre d'illustration sur la figure 5.36

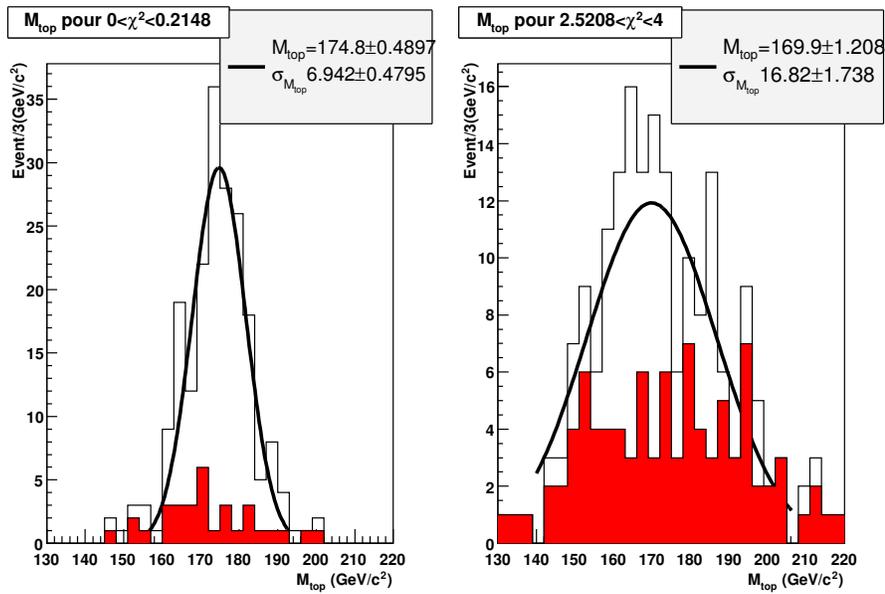


FIG. 5.36 – Spectre de masse du Top ajusté pour l'intervalle de plus faible χ^2 (à gauche) et de plus grand χ^2 (à droite) lorsque la combinaison $\{C1+C2+C3\}$ est employée.

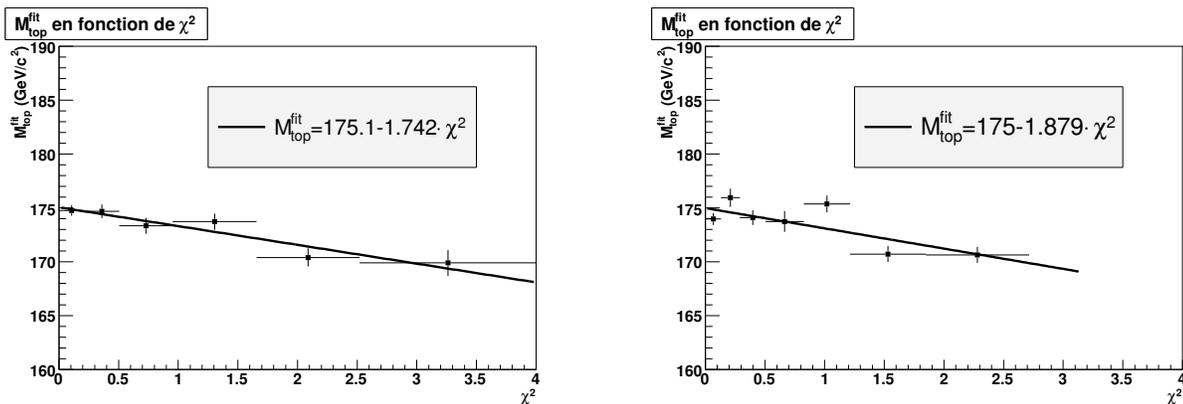


FIG. 5.37 – Ajustement par une droite M_{top}^{fit} en fonction de χ^2 pour les combinaisons $\{C1+C2+C3\}$ (à gauche) et $\{C2+C3+C4+C5\}$ (à droite).

Sources d'erreur systématique	δM_{top} (GeV/ c^2)	
	Coupires { C1+C2+C3 }	Coupires { C2+C3+C4+C5 }
Echelle d'énergie des jets légers (1 %)	0.2	0.2
Echelle d'énergie des jets b (1 %)	0.6	0.6
Bruit de fond	-	-
TOTAL	0.6	0.6

TAB. 5.16 – *Erreurs systématiques liées à l'ajustement cinématique en fonction du jeu de coupures appliquées. L'erreur systématique due à l'échelle d'énergie des jets est donnée sur la base d'une calibration biaisée de 1 % pour les jet légers et les jets b.*

correspondant au premier et dernier intervalle en χ^2 lorsque les coupures {**C1+C2+C3**} sont employées. L'évolution de $M_{Top}^{fit}(\chi^2)$ en fonction de χ^2 est présentée sur la figure 5.37 pour chacun des deux jeux de coupures. On remarque bien une dépendance de la masse du Top en fonction du χ^2 , la masse obtenue à χ^2 faible correspondant aux événements 'parfaitement' reconstruits. On peut donc penser que l'impact de la qualité de reconstruction des jets b sera diminué en définissant comme estimateur de la masse du Top la valeur extrapolée à $\chi^2 = 0$: $M_{Top}^{Adjust} = M_{top}^{fit}(\chi^2 = 0)$. La distribution de la figure 5.37 est ajustée par une fonction affine pour chacun des deux jeux de coupures. La masse du Top obtenue par l'extrapolation est respectivement de $M_{Top}^{Adjust} = 175.05 \pm 0.39$ GeV/ c^2 ou $M_{Top}^{Adjust} = 174.98 \pm 0.40$ GeV/ c^2 , ce qui correspond à la masse générée.

5.4.5 Erreurs systématiques

Les sources d'erreurs systématiques prises en compte sont les mêmes que celles du paragraphe §5.3.2.3, et seront traitées de façon similaire. Comme précédemment, la mesure de la masse reste pratiquement inchangée par la présence du bruit de fond, quelle que soit la combinaison de coupures employée. Le manque de statistique nous empêche donc d'évaluer ce type d'erreur systématique. L'erreur due à l'échelle d'énergie des jets est évaluée pour chacun des deux jeux de coupures (figures 5.38 et 5.39) de façon similaire à la méthode décrite au paragraphe §5.3.2.3.

Comme attendu, l'ajustement cinématique réduit les erreurs systématiques provenant de l'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets légers. L'erreur systématique liée à l'échelle d'énergie des jets b reste inchangée. L'erreur systématique provenant des FSR, bien que non estimée ici, est très largement réduite [127]. Pour ces derniers, les commentaires faits précédemment restent valables. Les erreurs systématiques évaluées pour chacune des deux combinaisons de coupures sont données dans la table 5.16.

En considérant que l'échelle d'énergie des jets est maîtrisée au pour cent, cette étude permet d'évaluer la précision obtenue sur la masse du quark Top, avec la combinaison de coupures {**C2+C3+C4+C5**}, pour une luminosité de 540 pb^{-1} (équivalent à 6 jours de prise

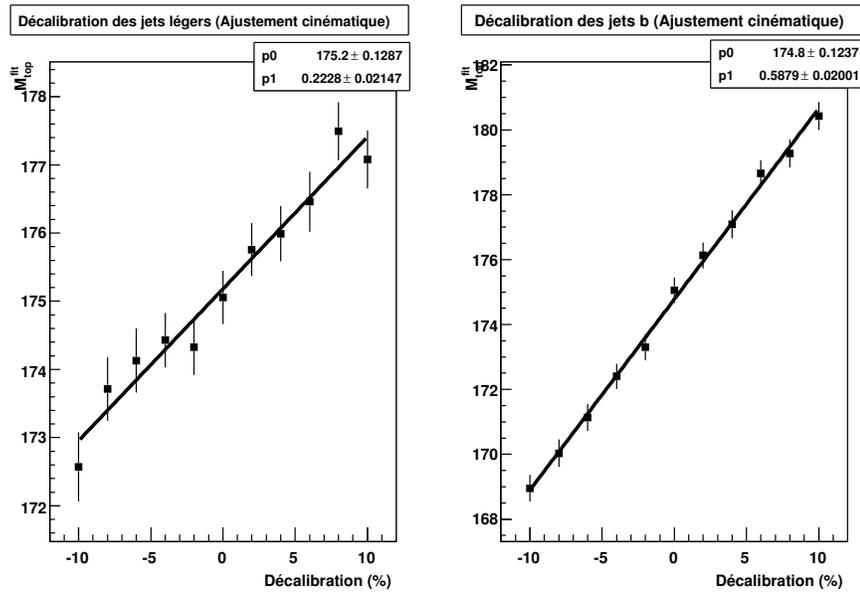


FIG. 5.38 – Estimation de l'erreur systématique sur la mesure de la masse du Top par ajustement cinématique due à la décalibration des jets légers et des jets b évaluée sur les événements passant les coupures $\{C1+C2+C3\}$.

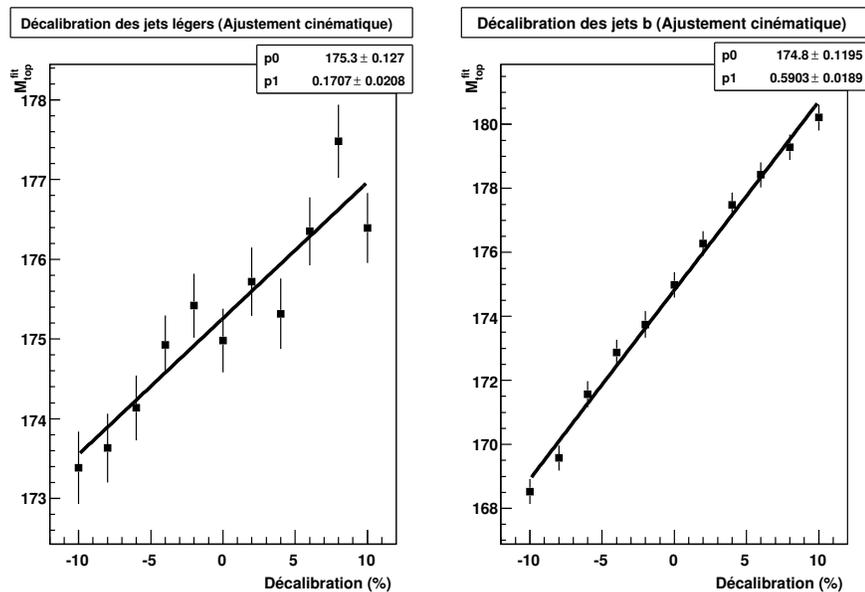


FIG. 5.39 – Estimation de l'erreur systématique sur la mesure de la masse du quark Top par ajustement cinématique due à la décalibration des jets légers et des jets b évaluée sur les événements passant les coupures $\{C2+C3+C4+C5\}$.

de données à basse luminosité), comme étant :

$$\delta(M_{Top})_{stat} = 0.4 \text{ GeV}/c^2 \quad (5.11)$$

$$\delta(M_{Top})_{syst} = 0.6 \text{ GeV}/c^2 \quad (5.12)$$

Ces résultats avec la simulation complète, compatibles avec les études précédentes en simulation rapide [127, 145], indiquent que la mesure de la masse du quark Top avec une erreur systématique inférieure à $1 \text{ GeV}/c^2$ est tout à fait réalisable.

5.5 Conclusion

L'étude présentée dans ce chapitre se place dans un contexte où la statistique est importante et les performances du détecteur ATLAS optimales, en particulier pour l'identification des jets b (avec une efficacité de l'ordre de 60 %) et l'étalonnage des jets légers et des jets b. Cette étude ne sera donc pas réalisable au début de l'expérience ATLAS mais représente les résultats attendus à terme.

L'accent a été mis sur une réduction complète du bruit de fond combinatoire de façon à réduire au maximum l'erreur systématique induite sur la mesure de la masse. Nous avons ainsi pu mettre en lumière les quelques stratégies de reconstruction des événements $t\bar{t}$ qui permettent de concilier la haute efficacité de reconstruction nécessaire à la diminution de l'erreur statistique sur les mesures, et la haute pureté du lot d'événements reconstruits que réclame la mesure de précision de la masse du quark Top.

Chapitre 6

Amélioration de la statistique du lot de Top reconstruits

Dans le chapitre précédent, la problématique était de reconstruire au mieux les événements $t\bar{t}$ ayant 2 jets identifiés b. Il a été possible d'obtenir des lots d'une très grande pureté (jusqu'à $\sim 80\%$). Nous avons également vu qu'il était difficile d'améliorer dans le même temps la pureté du lot et l'efficacité de reconstruction. Pour accroître cette dernière, il est donc nécessaire d'augmenter le nombre d'événements $t\bar{t}$ sélectionnés pour l'analyse.

Pour ce faire, deux pistes ont été envisagées dans le cadre de ce travail. La première est d'abaisser la coupure en P_T sur les jets légers. Evidemment, ceci n'est concevable que si la calibration des jets est correctement réalisée à bas P_T , et que les effets du détecteur et des méthodes de reconstruction des jets dans ATHENA sont parfaitement compris et maîtrisés. Cette procédure s'affiche donc à long terme et ne pourra pas être menée au début. La première partie de ce chapitre s'attachera à décrire les motivations de cette procédure en évaluant ses effets.

L'autre stratégie envisagée pour améliorer l'efficacité de reconstruction est de reconstruire les événements $t\bar{t}$ n'ayant qu'un seul jet b identifié. L'efficacité d'identification des jets b étant de l'ordre de 60 %, comme discuté au chapitre 4, le nombre d'événements $t\bar{t}$ n'ayant qu'un jet b reconstruit est 30 % plus élevé que le nombre d'événements possédant 2 jets b. Il est donc possible *a priori* d'accroître d'un facteur ($\times 2.3$) l'efficacité de reconstruction en considérant les événements avec au moins un jet b identifié. Cette procédure sera décrite dans la seconde partie de ce chapitre.

6.1 Diminution de la coupure de présélection sur le P_T des jets légers

Une méthode permettant d'augmenter l'efficacité de reconstruction des événements $t\bar{t}$ consiste à reprendre l'analyse telle que décrite dans le chapitre 5 mais en relâchant la coupure de présélection sur l'impulsion transverse des jets légers. Ainsi, les coupures de présélection utilisées dans cette section sont :

- 1 lepton isolé (électron ou muon) vérifiant $P_T > 20$ GeV/c (muons) ou $P_T > 25$ GeV/c (électrons) et $|\eta| < 2.5$;

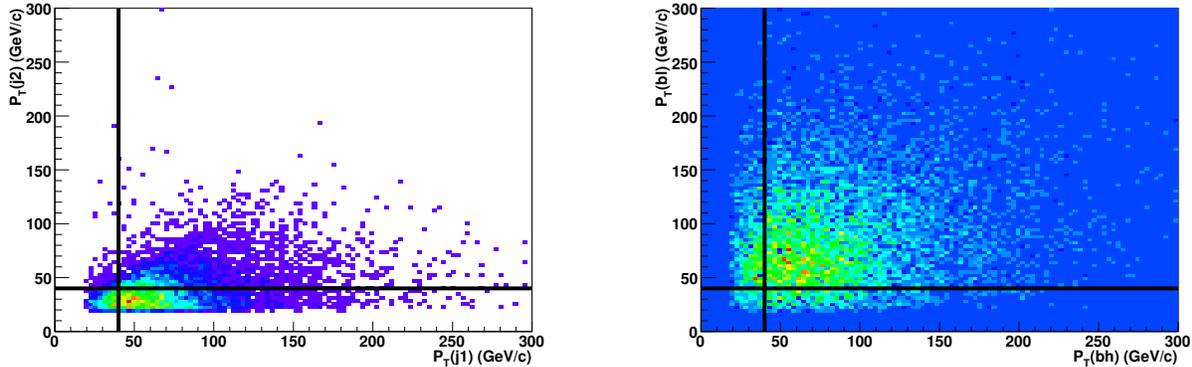


FIG. 6.1 – *A gauche : Impulsion transverse de l'un des jets du vrai W hadronique en fonction de l'autre. A droite : Impulsion transverse du vrai jet b hadronique en fonction de celle du vrai jet b leptonique.*

- une impulsion transverse manquante supérieure à 20 GeV/c ;
- aux moins 2 jets légers d'impulsion transverse $P_T > 20$ GeV/c ;
- aux moins 2 jets b d'impulsion transverse $P_T > 40$ GeV/c.

L'analyse qui suit étant une extension de l'analyse présentée au chapitre précédent, nous en adopterons les principales caractéristiques. Ainsi, seuls les événements avec exactement 2 jets b sont reconstruits dans cette section. Afin d'évaluer le gain en efficacité de reconstruction qu'induit cette relaxe sur la coupure en P_T des jets légers, les méthodes de reconstruction préconisées au chapitre 5 seront utilisées :

- le lepton est celui de plus haut P_T si un choix est nécessaire ;
- le W hadronique est reconstruit par la méthode de $\Delta R(j, j)$ minimal ;
- le jet b hadronique est défini par la méthode de $\Delta R(W, b)$ minimal ;
- le jet b leptonique est le second jet identifié b.

Les combinaisons de coupures $\{C1+C2+C3\}$ et $\{C2+C3+C4+C5\}$ définies au chapitre 5 seront employées de la même façon.

Après avoir exposé les éléments qui motivent cette relaxe de la coupure en P_T des jets légers à $P_T > 20$ GeV/c, cette section montrera les différentes voies explorées pour améliorer l'efficacité de reconstruction des événements $t\bar{t}$, mais aussi la pureté du lot de Top hadroniques reconstruits.

6.1.1 Motivation

Comme le montre la figure 6.1, la coupure de présélection $P_T > 40$ GeV/c appliquée au chapitre 5 sur l'impulsion transverse des jets légers est particulièrement sévère : elle ne conserve que 34 % des événements $t\bar{t}$ produits avec des jets de P_T supérieur à 20 GeV/c. En abaissant cette coupure à $P_T > 20$ GeV/c, le nombre d'événements considérés est triplé, et 54 % de ces événements ont l'un des jets dans la gamme d'impulsion transverse $20 < P_T < 40$ GeV/c et l'autre de $P_T > 40$ GeV/c. Le gain en efficacité induit par cette relaxe est donc évident. Dans ces conditions, pourquoi ne pas davantage abaisser la coupure sur l'impulsion transverse des jets légers ? En fait, cette limitation à 20 GeV/c provient tout simplement des caractéristiques du détecteur. La définition d'un jet par l'algorithme de re-

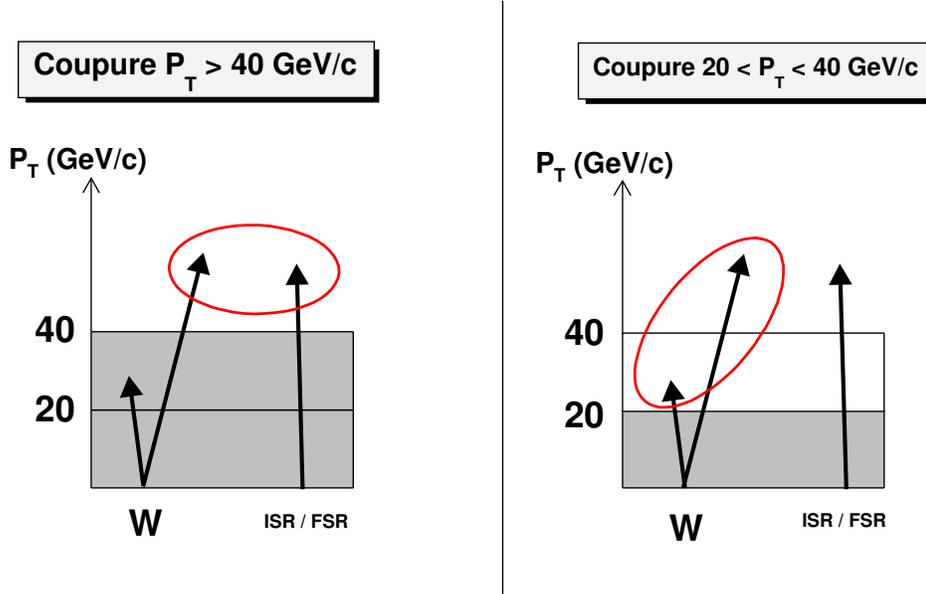


FIG. 6.2 – Illustration de l'intérêt de la relaxe sur la coupure en impulsion transverse des jets légers. Dès lors que le second jet du W est présent, la probabilité de choisir les bons jets pour la reconstruction du W est augmentée, diminuant corrélativement la proportion de bruit de fond combinatoire.

construction n'est effective que si l'impulsion transverse du jet est supérieure à 15 GeV/c, ce qui constitue donc une première limite. Néanmoins, nous ne sommes pas sûrs des performances du détecteur à une si basse énergie et cette coupure peut conduire à des effets de bord difficiles à appréhender. La borne inférieure sur l'impulsion transverse des jets légers dans cette analyse est donc fixée à 20 GeV/c. Toutes ces considérations ne sont cependant pas utiles en ce qui concerne les jets b . La figure 6.1 nous montre en effet que l'essentiel des jets b (78 %) ont une impulsion transverse supérieure à 40 GeV/c.

Cette relaxe de la coupure en P_T sur les jets légers a un second avantage. Dans l'analyse présentée au chapitre 5, une partie du bruit de fond combinatoire du spectre de masse du W hadronique provient d'événements pour lesquels l'un des deux jets issus du W ne passe pas les coupures de présélection. Peu importe la méthode de reconstruction adoptée, le vrai W hadronique ne peut donc pas être reconstruit. L'acceptation de tels événements par les coupures de présélection est donc imputable à la présence de jets d'ISR ou FSR qui permettent à l'événement de passer les critères de présélection sur le nombre de jets présents. En relâchant la coupure de présélection à $P_T^{jet} > 20$ GeV/c, nous permettons à ces événements d'être bien reconstruits, comme illustré sur la figure 6.2. La limitation ne provient alors que de la méthode employée pour reconstruire le W hadronique et de la gêne qu'occasionne l'augmentation de la combinatoire. Nous pouvons donc nous attendre à une augmentation de la pureté du lot de Top reconstruits en plus d'une meilleure efficacité de reconstruction.

6.1.2 Reconstruction du W et Top hadronique

6.1.2.1 Etape N0 : Reconstruction des événements avec relaxe de la coupure en P_T des jets légers

Cette procédure de sélection avec relaxe de la coupure en P_T à 20 GeV/ c a été initiée par le groupe travaillant sur la mesure de la section efficace du Top. Elle est envisagée ici pour la mesure de la masse du Top ayant en tête les inconvénients cités plus haut concernant la calibration.

La reconstruction du W hadronique par $\Delta R(j, j)$ minimal sur les événements 2 jets b avec relaxe de la coupure de présélection en P_T sur les jets légers conduit au spectre de masse de la figure 6.3 pour lequel aucune coupure de sélection n'est appliquée. La pureté du lot de W hadroniques reconstruits est de 32 % et s'élève à 63 % dans une fenêtre de masse de $\pm 2\sigma_{M_W}$ autour du pic. Dans les mêmes conditions, le chapitre 5 donnait une pureté de 30 % pour l'ensemble et 68 % dans la fenêtre de masse : la pureté obtenue ici est donc du même ordre que celle du chapitre 5, même si elle est plus faible dans la fenêtre de masse. Toujours dans la fenêtre de masse, le nombre de W hadroniques bien reconstruits est multiplié par ($\times 2.0$) par rapport au chapitre 5 ce qui démontre l'intérêt de cette relaxe de la coupure en P_T des jets légers. Cependant, dans le même temps, la part de W mal appariés dans la fenêtre de masse est multiplié par ($\times 2.4$). Nous verrons dans la suite comment réduire ce lot.

Dans le chapitre 5, la forme du bruit de fond combinatoire sous le pic de masse du W était pratiquement plat. La relaxe sur la coupure en P_T conduit à un bruit de fond combinatoire tel que représenté sur la figure 6.3. L'ajustement de ce spectre par une fonction seuil et une gaussienne montre que la masse mesurée du W hadronique est très éloignée de la masse obtenue au chapitre 5 où elle était de l'ordre de la masse générée du boson W. Cet écart s'explique par la mauvaise calibration des jets légers de P_T compris entre 20 GeV/ c et 40 GeV/ c : un travail de calibration sur ces jets légers est donc nécessaire, *a priori*. C'est pour la même raison que la pureté dans la fenêtre de masse est plus faible.

La figure 6.4 représente le spectre de masse du W hadronique obtenu quand le bruit de fond physique est pris en compte. Malgré la relaxe de la coupure en P_T des jets légers, la part de bruit de fond physique reste négligeable et ne représente pas plus de 9 % des événements dans la fenêtre de masse. Le signal $t\bar{t}$ reste donc dominé par le bruit de fond combinatoire. De plus, le bruit de fond physique n'a aucun impact sur la mesure de la masse du W hadronique qui reste proche de celle de la figure 6.3.

Les mêmes conclusions s'imposent pour le spectre de masse du Top hadronique reconstruit, donné par la figure 6.5, où le bruit de fond physique est pris en compte. La part des événements $t\bar{t}$ représente 92 % de l'ensemble dans la fenêtre $\pm 3\sigma_{M_{Top}}$ autour du pic. La mauvaise calibration des jets légers d'impulsion transverse comprise entre 20 et 40 GeV/ c se traduit par une masse de Top sous-estimée. Le bruit de fond physique étant négligeable, nous ne nous en préoccupons plus jusqu'à la fin de ce chapitre.

La table 6.1 regroupe les masses, puretés des lots et efficacités de reconstruction du Top hadronique pour les événements semileptoniques e et μ uniquement, après application des combinaisons de coupures $\{\mathbf{C1}+\mathbf{C2}+\mathbf{C3}\}$ et $\{\mathbf{C2}+\mathbf{C3}+\mathbf{C4}+\mathbf{C5}\}$. Dans la fenêtre de masse de $\pm 3\sigma_{M_{Top}}$ autour du pic, la pureté est supérieure à 70 % pour un gain en efficacité par rapport à l'analyse présentée dans le Chapitre 5 de ($\times 1.8$) dans le cas le moins favorable.

La mesure de la masse du Top sur un tel lot est tout à fait envisageable. Par rapport à

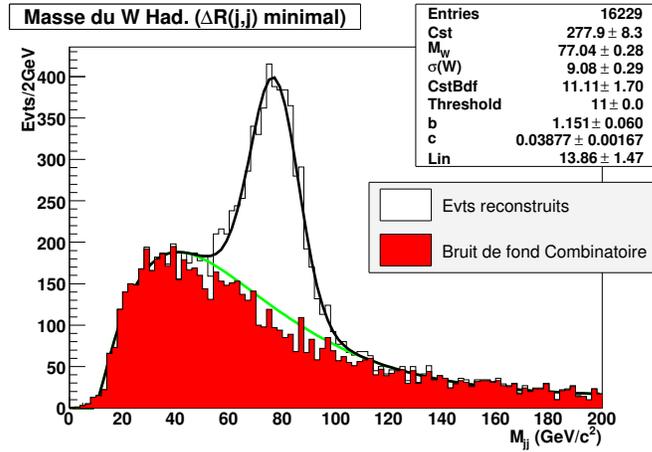


FIG. 6.3 – Etape N0 : Spectre de masse du W hadronique dans le cadre de la relaxe de la coupure en P_T des jets légers. Aucune coupure de sélection n'est appliquée.

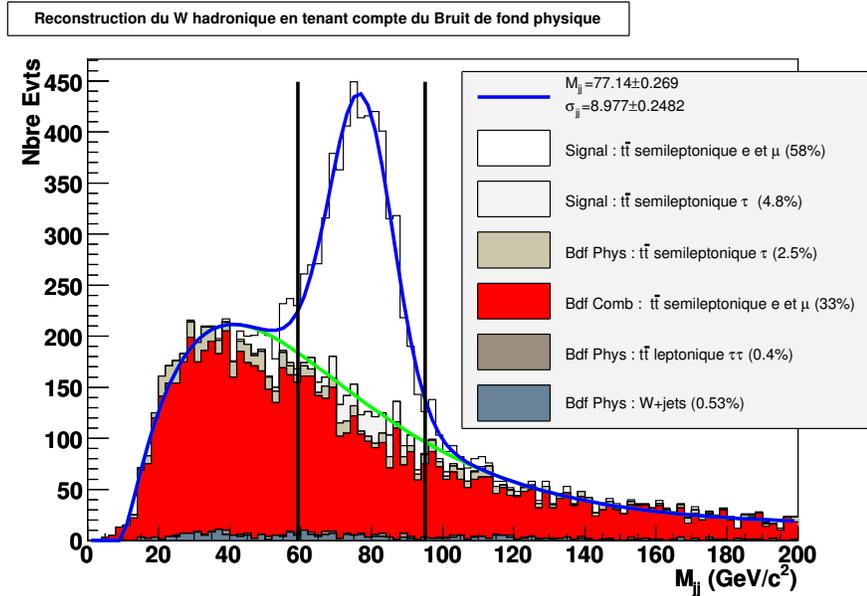


FIG. 6.4 – Etape N0 : Spectre de masse du W hadronique reconstruit par $\Delta R(j, j)$ minimal dans le cadre de la relaxe de la coupure en P_T des jets légers, le bruit de fond physique étant pris en compte. Aucune coupure de sélection n'est appliquée. Les pourcentages de chacun des types d'événements s'entendent dans la fenêtre de masse représentée par les lignes verticales ($\pm 2\sigma_{M_W}$).

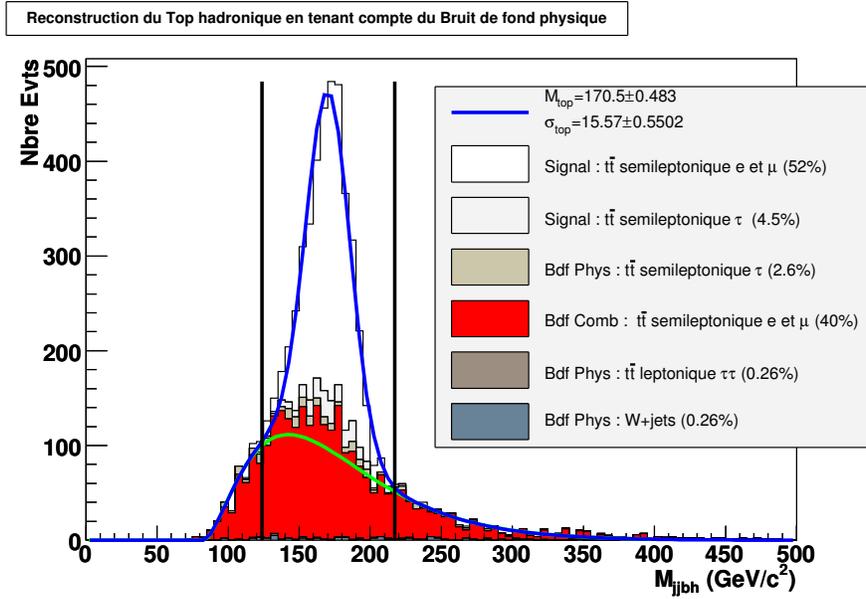


FIG. 6.5 – Etape N0 : Spectre de masse du Top hadronique dans le cadre de la relaxe de la coupure en P_T des jets légers, le bruit de fond physique étant pris en compte. La coupure de sélection C1 est appliquée. Les pourcentages de chacun des types d'événements s'entendent dans la fenêtre de masse représentée par les lignes verticales ($\pm 3\sigma_{M_{\text{Top}}}$).

Coupure	Masse du Top (GeV/c^2)	Nbre Evts reconstruits	Efficacité (%)	Pureté (%)	Gain en efficacité
{C1+C2+C3}	171.69 ± 0.47	2440	1.89	70.5	$\times 2.16$
{C2+C3+C4+C5}	171.79 ± 0.36	2018	1.56	77.6	$\times 1.79$

TAB. 6.1 – Etape N0 : Masse, pureté et efficacité de reconstruction du lot de Top hadroniques dans une fenêtre en masse de $\pm 3\sigma_{M_{\text{Top}}}$ autour de la masse du Top reconstruit, en fonction de la combinaison de coupures, pour les événements avec relaxe sur la coupure en P_T des jets légers. Le gain en efficacité par rapport à l'analyse présentée dans le Chapitre 5 est également donné dans cette même fenêtre en masse à $\pm 3\sigma_{M_{\text{Top}}}$.

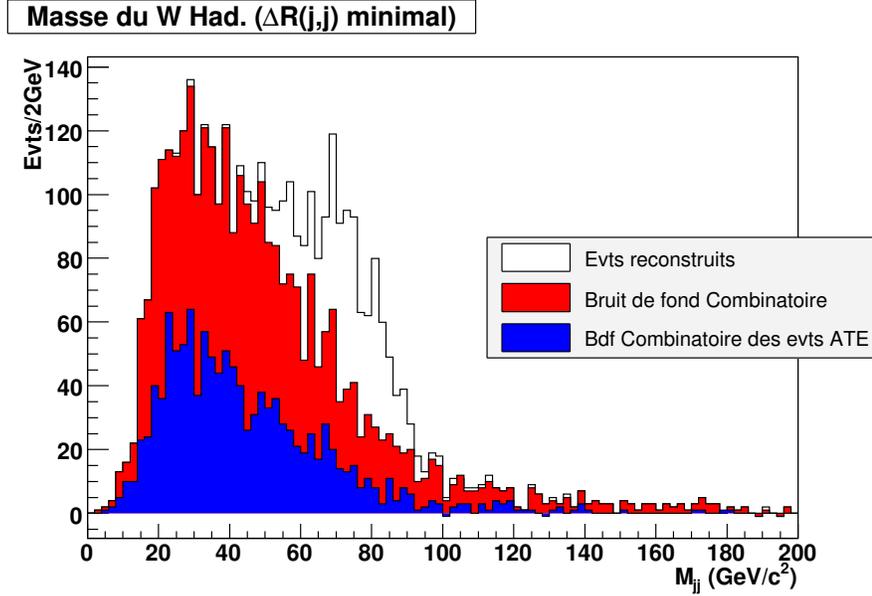


FIG. 6.6 – *Etape N1 : Spectre de masse du W hadronique des événements rejetés par l'étape N1 (événements avec au moins deux jets légers vérifiant $P_T \in [20, 40]$ GeV/c).*

la sélection standard présentée au chapitre précédent, elle permettra d'atteindre une erreur statistique plus faible, au détriment de l'erreur systématique. En effet, l'erreur systématique provenant de la contribution de l'échelle d'énergie des jets légers et du bruit de fond est plus importante.

6.1.2.2 Etape N1 : Suppression des événements avec plus d'un jet de P_T compris entre 20 et 40 GeV/c

La relaxe de la coupure sur l'impulsion transverse de jets légers est motivée par le fait que 54 % des événements ont l'un des deux jets du W hadronique dans la gamme $20 < P_T < 40$ GeV/c. Néanmoins, seuls 12 % des W hadroniques conduisent à deux jets légers d'impulsion transverse comprise entre 20 et 40 GeV/c : il n'est donc pas nécessaire de conserver ces événements. Nous avons donc adapté la proposition du groupe de mesure de la section efficace en ne demandant qu'un seul jet, au maximum, d'impulsion transverse comprise entre 20 et 40 GeV/c.

Comme illustré sur la figure 6.6, les événements rejetés sont essentiellement des événements bruit de fond, la moitié de ce bruit de fond provenant d'événements ATE qui sont mal appariés.

Le spectre de masse du W hadronique pour les événements restants est représenté sur la figure 6.7. La masse du W hadronique reconstruit reste inférieure à la masse générée.

Le spectre de masse du Top hadronique pour les événements n'ayant qu'un seul jet léger vérifiant $P_T \in [20, 40]$ GeV/c est représenté sur la figure 6.8. L'impact de la calibration des jets légers d'impulsion transverse comprise entre 20 et 40 GeV/c se fait là aussi ressentir.

Après application des combinaisons de coupure $\{\mathbf{C1+C2+C3}\}$ et $\{\mathbf{C2+C3+C4+C5}\}$, la pureté du lot de Top est améliorée jusqu'à atteindre 80 % avec le second jeu de coupures

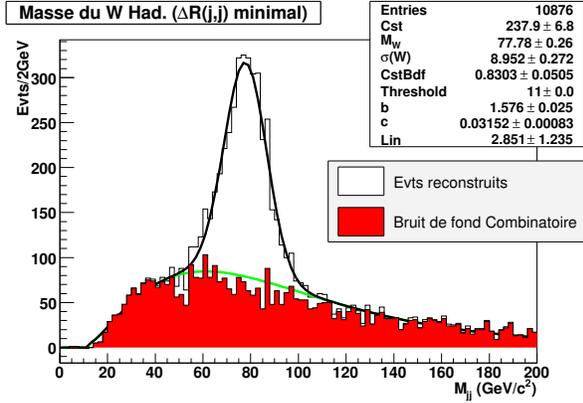


FIG. 6.7 – Etape N1 : Spectre de masse du W hadronique reconstruit par $\Delta R(j,j)$ minimal pour les événements avec un seul jet léger vérifiant $P_T \in [20, 40]$ GeV/c. Aucune coupure de sélection n'est appliquée.

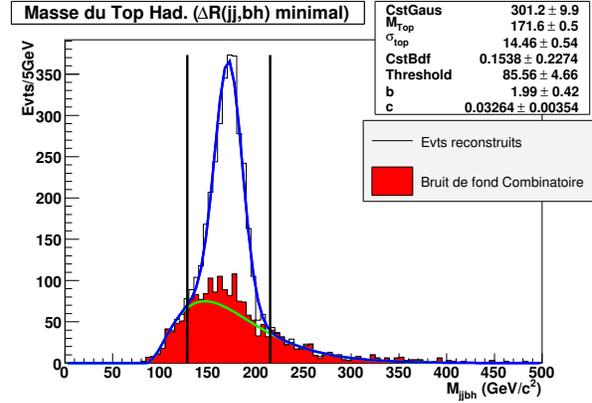


FIG. 6.8 – Etape N1 : Spectre de masse du Top hadronique reconstruit par $\Delta R(W, b)$ minimal pour les événements avec un seul jet léger vérifiant $P_T \in [20, 40]$ GeV/c. La coupure de sélection **C1** est appliquée.

Coupure	Masse du Top (GeV/c ²)	Nbre Evts reconstruits	Efficacité (%)	Pureté (%)	Gain en efficacité
{ C1 + C2 + C3 }	172.80 ± 0.48	1947	1.51	74.4	$\times 1.73$
{ C2 + C3 + C4 + C5 }	172.71 ± 0.38	1651	1.28	80.2	$\times 1.46$

TAB. 6.2 – Etape N1 : Masse, pureté et efficacité de reconstruction du lot de Top hadroniques dans une fenêtre en masse de $\pm 3\sigma_{M_{Top}}$ autour de la masse du Top reconstruit, en fonction de la combinaison de coupures, pour les événements n'ayant qu'un jet léger vérifiant $P_T \in [20, 40]$ GeV/c. Le gain en efficacité par rapport à l'analyse présentée dans le Chapitre 5 est également donné dans cette même fenêtre en masse à $\pm 3\sigma_{M_{Top}}$.

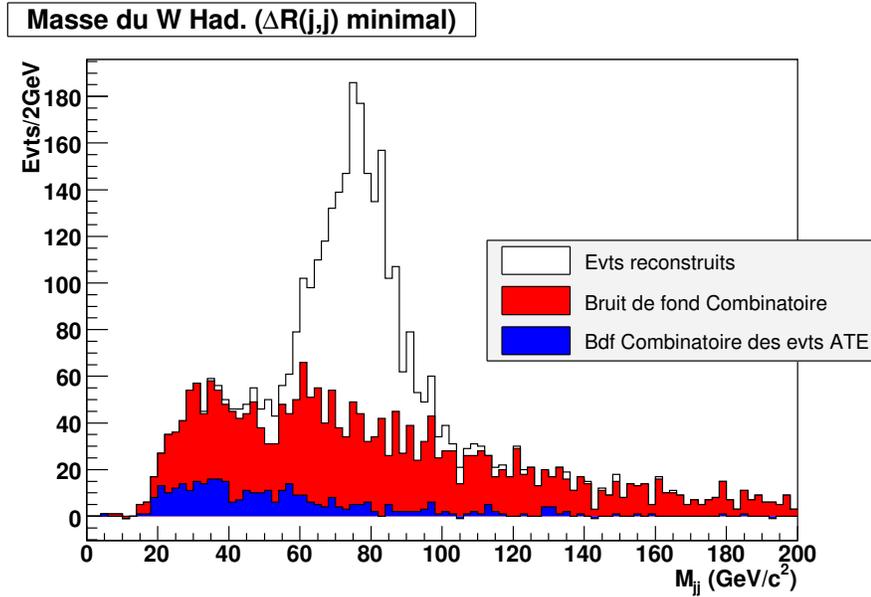


FIG. 6.9 – *Etape N2* : Spectre de masse du W hadronique des événements rejetés par l'étape $N2$ (événements pour lesquels le W hadronique est reconstruit avec l'unique jet léger vérifiant $P_T \in [20, 40]$ GeV/c).

comme le montre la table 6.2. Le gain en efficacité par rapport à l'analyse présentée dans le Chapitre 5 reste intéressant : il est de ($\times 1.5$) dans le cas le moins favorable. Dans chacun de ces deux cas, la mesure de la masse du Top conduit à des résultats équivalents : le bruit de fond combinatoire ne semble donc pas être une gêne à la mesure de la masse du Top.

6.1.2.3 Etape N2 : Suppression des événements dont le W hadronique reconstruit contient le jet de P_T compris entre 20 et 40 GeV/c

Comme nous l'avons constaté dans les deux étapes précédentes, l'emploi des jets légers d'impulsion transverse comprise entre 20 et 40 GeV/c améliore grandement l'efficacité de reconstruction des événements $t\bar{t}$ semileptoniques e et μ . Cependant, une calibration acceptable des jets légers d'impulsion transverse entre 20 et 40 GeV/c est impérative.

Il est possible néanmoins de tirer parti de ces jets entre 20 et 40 GeV/c sans les utiliser pour la mesure de la masse. Comme illustré précédemment (voir figure 6.2), au moment du choix des jets formant le W , ces jets de bas P_T (étape N1) sont utiles pour éviter de mauvaises combinaisons formées uniquement de jets de $P_T > 40$ GeV/c . Une fois le choix d'appariement effectué, on peut éliminer les événements contenant un jet de bas P_T (la figure 6.9 représente le spectre de masse du W hadronique pour les événements ainsi supprimés). On obtiendra un lot très proche du lot standard (chapitre 5) avec cependant un bruit de fond combinatoire réduit.

Le spectre de masse du W hadronique ainsi reconstruit est représenté sur la figure 6.10 et le spectre de masse du Top hadronique sur la figure 6.11.

Après application des combinaisons de coupure $\{C1+C2+C3\}$ et $\{C2+C3+C4+C5\}$ (figures 6.12 et 6.13), la pureté du lot de Top reconstruits atteint une valeur supérieure de

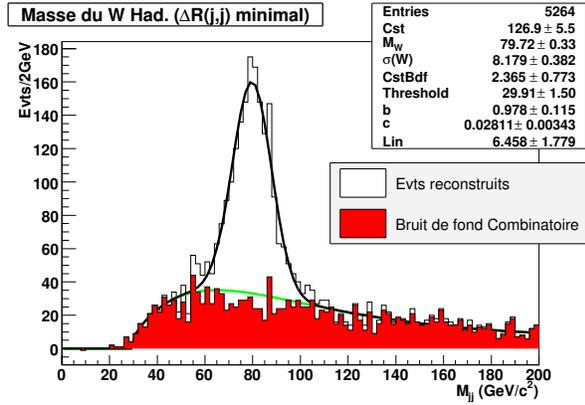


FIG. 6.10 – Etape N2 : Spectre de masse du W hadronique reconstruit par $\Delta R(j, j)$ minimal pour les événements avec un seul jet léger vérifiant $P_T \in [20, 40]$ GeV/c dont le W hadronique ne contient pas ce jet. Aucune coupure de sélection n'est appliquée.

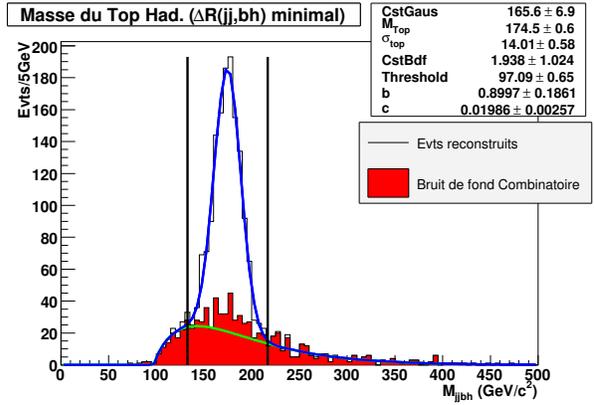


FIG. 6.11 – Etape N2 : Spectre de masse du Top hadronique reconstruit par $\Delta R(W, b)$ minimal pour les événements avec un seul jet léger vérifiant $P_T \in [20, 40]$ GeV/c dont le W hadronique ne contient pas ce jet. La coupure de sélection **C1** est appliquée.

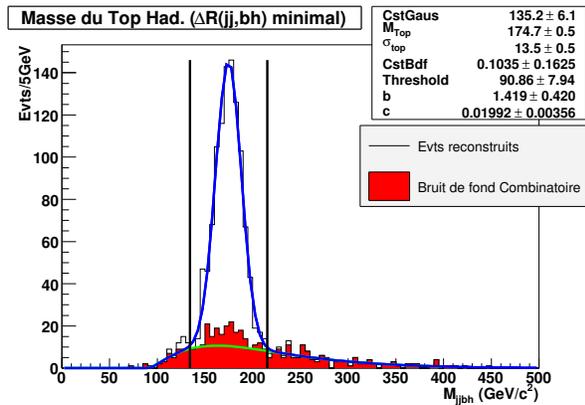


FIG. 6.12 – Etape N2 : Spectre de masse du Top hadronique reconstruit par $\Delta R(W, b)$ minimal pour les événements avec un seul jet léger vérifiant $P_T \in [20, 40]$ GeV/c dont le W hadronique ne contient pas ce jet. La combinaison $\{C1+C2+C3\}$ est utilisée.

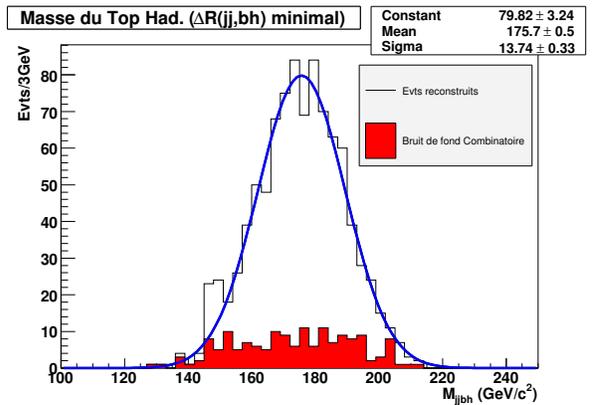


FIG. 6.13 – Etape N2 : Spectre de masse du Top hadronique reconstruit par $\Delta R(W, b)$ minimal pour les événements avec un seul jet léger vérifiant $P_T \in [20, 40]$ GeV/c dont le W hadronique ne contient pas ce jet. La combinaison $\{C2+C3+C4+C5\}$ est utilisée.

Coupure	Masse du Top (GeV/c ²)	Nbre Evts reconstruits	Efficacité (%)	Pureté (%)	Gain en efficacité
{C1+C2+C3}	174.67 ± 0.55	1086	0.84	78.27	×0.96
{C2+C3+C4+C5}	175.65 ± 0.46	938	0.73	83.69	×0.83

TAB. 6.3 – *Etape N2 : Masse, pureté et efficacité de reconstruction du lot de Top hadroniques dans une fenêtre en masse de $\pm 3\sigma_{M_{Top}}$ autour de la masse du Top reconstruit, en fonction de la combinaison de coupures, pour les événements avec un seul jet léger vérifiant $P_T \in [20, 40]$ GeV/c dont le W hadronique ne contient pas ce jet. Le gain en efficacité par rapport à l'analyse présentée dans le Chapitre 5 est également donné dans cette même fenêtre en masse à $\pm 3\sigma_{M_{Top}}$.*

quelques pour cent (table 6.3) à celle obtenue dans le chapitre 5, montrant l'intérêt de cette méthode, même si quelques événements de signal sont perdus.

6.1.3 Conclusion

Il apparaît que le meilleur choix pour augmenter la statistique, en abaissant le seuil de la coupure en P_T à 20 GeV/c sur les jets légers, est de demander qu'au plus un des jets parmi l'ensemble des jets sélectionnés soit de P_T compris entre 20 et 40 GeV/c, l'événement étant rejeté dans le cas contraire. Cela permet d'augmenter le nombre de Top hadroniques bien reconstruits d'un facteur ($\times 1.7$) tout en augmentant le bruit de fond combinatoire d'un facteur ($\times 1.5$) uniquement (Etape N1). Au delà (Etape N2), on peut utiliser les jets de bas P_T pour réduire encore plus le bruit de fond combinatoire et obtenir une pureté approchant les 84 %.

6.2 Reconstruction des événements $t\bar{t}$ n'ayant qu'un jet b reconstruit

Les événements Top où un seul jet b est identifié sont de différents types. Un jet b peut être manquant car il ne passe pas les critères de présélection en P_T et η ou plus rarement parce qu'il y a recouvrement avec un autre jet. Dans ces deux cas, l'existence d'un jet supplémentaire d'ISR ou FSR permet cependant à l'événement de passer les critères de présélection sur le nombre de jets présents dans l'événement. Un tel événement ne comptera naturellement pas parmi les événements ATE, pour lesquels toutes les particules issues de la désintégration de la paire $t\bar{t}$ sont reconstruites. Il faut donc s'attendre à une baisse de la part d'événements ATE dans les événements à 1 jet b par rapport aux événements à 2 jets b. L'autre possibilité est que le jet b manquant ait passé les coupures de présélection et soit présent parmi les jets reconstruits, mais l'efficacité d'identification des jets b étant au mieux de 60 %, il n'a pas été identifié en tant que tel par cet algorithme. Ce sont ces événements que nous chercherons à reconstruire et à isoler dans cette analyse.

Dans cette étude, les critères de présélection sont donc :

Nombre de jets	Nombre d'événements	Nombre d'événements ATE
3 légers + 1 b	6028	1192
4 légers + 1 b	1742	586
5 légers + 1 b	347	145
> 5 légers + 1 b	78	36
TOTAL	8195	1959

TAB. 6.4 – Répartition des événements reconstruits en fonction du nombre de jets légers pour les événements n'ayant qu'1 jet b reconstruit.

- 1 lepton isolé (électron ou muon) vérifiant $P_T > 20$ GeV/c (muons) ou $P_T > 25$ GeV/c (électrons) et $|\eta| < 2.5$;
- une impulsion transverse manquante supérieure à 20 GeV/c ;
- **aux moins 3 jets légers** d'impulsion transverse $P_T > 40$ GeV/c ;
- **exactement 1 jet b** d'impulsion transverse $P_T > 40$ GeV/c.

La méthodologie adoptée ici est identique à celle du chapitre précédent. Dans un premier temps, la meilleure stratégie d'appariement est recherchée à partir du sous-ensemble d'événements ATE. Des coupures de sélection sont ensuite appliquées sur l'ensemble des événements disponibles afin d'améliorer la pureté.

Nous ne nous focaliserons pas cependant sur tout l'ensemble des événements avec 1 jet b identifié. En effet, 91 % des événements ATE avec un jet b reconstruit possèdent 3 ou 4 jets légers comme le montre la table 6.4. Vu la faible part que représentent les événements avec plus de 4 jets légers, il est inutile de chercher à les reconstruire. De plus, la combinatoire plus importante induite par ces événements les rend plus difficile à reconstruire. Nous constatons comme prévu une réduction de la part d'événements ATE parmi les événements (3 légers + 1 b) qui n'est plus ici que de 20 % alors qu'elle atteignait 25 % pour les événements (2 légers + 2 b).

6.2.1 Reconstruction des particules

La problématique liée au lepton est la même qu'au chapitre 5. Le conteneur de lepton contient majoritairement un seul objet. Comme précédemment, un choix est nécessaire dans moins de 1 % des cas. Pour ces événements, le lepton choisi comme provenant du W leptonique est celui de plus haut P_T : la pureté du lot de leptons obtenue par cette sélection est de 99.35 %.

Dans le chapitre 5, nous avons montré que la meilleure stratégie de reconstruction des événements $t\bar{t}$ consiste à déterminer d'abord le W hadronique puis à sélectionner le jet b hadronique parmi les deux jets b. Cette ordre de reconstruction s'impose ici d'autant plus que l'un des jets b n'est pas identifié en tant que tel. La démarche adoptée ici sera donc celle du chapitre précédent : reconstruction du W hadronique puis choix du jet b hadronique.

En nous limitant dans la suite aux événements avec 3 ou 4 jets légers et 1 seul jet b, nous disposons de 1778 événements ATE.

méthode	CM labo		CM jj	
	Vrai W	Faux W	Vrai W	Faux W
$ M(j, j) - M_W^{\text{pic}} $ minimal	1355	423	1355	423
$ \cos(\theta_{\text{jet}}^*)_{jj} $ minimal			636	1142
$E(j, j)$ maximal	475	1303	52	1726
$P_T(j, j)$ maximal	890	888	856	922
$P(j, j)$ maximal	752	1026	771	1007
$\Delta R(j, j)$ minimal	1088	690	636	1142
χ^2 minimal	1333	445	1352	426

TAB. 6.5 – Nombre de vrais et faux W hadroniques reconstruits parmi les événements ATE à 1 jet b en fonction de la méthode de reconstruction du W hadronique.

6.2.1.1 Reconstruction du W hadronique

Pour la sélection des deux jets formant le W hadronique, il y a toujours un choix à effectuer puisque trois jets légers au minimum sont présents, contrairement au chapitre 5 où 70 % des événements n'avaient que deux jets légers.

A nouveau, plusieurs méthodes ont été testées dans divers centres de masse en vue de choisir les deux jets légers formant le W hadronique. Les résultats de ces différentes méthodes, qui sont donnés dans la table 6.5, sont qualitativement identiques mais présentent quelques différences quantitatives par rapport à ceux obtenus dans l'analyse avec 2 jets b. Les trois méthodes les plus efficaces restent dans l'ordre la méthode de $|M_{jj} - M_W^{\text{pic}}|$ minimal, celle de χ^2 minimal et enfin la méthode de $\Delta R(j, j)$ minimal. L'efficacité de reconstruction décroît cependant pour l'ensemble des méthodes prospectées. C'est ainsi que la méthode de $|M_{jj} - M_W^{\text{pic}}|$ minimal passe de 94 % d'efficacité dans l'analyse à 2 jets b à 76 % ici.

De même, la méthode de $\Delta R(j, j)$ minimal voit son efficacité décroître de 89 % (analyse à 2 jets b) à 61 % ici. Cette méthode est donc plus sensible à la non-identification du vrai jet b hadronique. En effet, 60 % des W hadroniques mal reconstruits sont formés avec le vrai jet b hadronique car celui-ci est plus proche de l'un des vrais jets du W que ces jets ne le sont entre eux. La méthode $|M_{jj} - M_W^{\text{pic}}|$ minimal est donc préférée à la méthode $\Delta R(j, j)$ minimal car plus efficace, même si elle est plus sensible à la calibration en énergie.

Le lot d'événements avec (4 jets légers + 1 jet b) double le nombre de combinaisons possibles pour la reconstruction du W hadronique par rapport aux événements (3 jets légers + 1 jet b) et augmente donc le risque de choisir une mauvaise combinaison, le jet supplémentaire étant un jet d'ISR ou FSR. Pour réduire ce risque, d'autres méthodes ont été envisagées dans lesquelles seuls 3 des 4 jets dits légers étaient conservés. Plusieurs façons de choisir ces trois jets ont été tentées : les 3 jets choisis sont soit ceux de plus haute impulsion, soit ceux de plus haute impulsion transverse, soit ceux de plus haute énergie. Pour l'ensemble de ces tests, les 2 vrais jets du W sont présents parmi les 3 jets dans environ 80 % des cas. Les méthodes de reconstruction du W hadronique de la table 6.5 appliquées sur les trois jets sélectionnés conduisent dans le meilleur des cas à une efficacité inférieure de 36 % à celle de la méthode de $|M_{jj} - M_W^{\text{pic}}|$ minimal de la table 6.5.

méthode	CM labo		CM jjb		CM jjbbl	
	Vrai b	Faux b	Vrai b	Faux b	Vrai b	Faux b
$ \cos(\theta_b)_{Wb}^* $ minimal			814	964		
$E(W, b)$ minimal	811	967	1174	604	1010	768
$P_T(W, b)$ maximal	1014	764			1041	737
$P(W, b)$ maximal	871	907			1143	635
$\Delta R(W, b)$ minimal	1126	652			1142	636
$\Delta R(W, b) - \Delta R(l, b)$ minimal	1096	682	942	836	1061	717
$D(Wb)_{CMjjj}$ minimal			1284	494		

TAB. 6.6 – Nombre de vrais et faux jets b hadroniques reconstruits parmi les événements ATE à un jet b en fonction de la méthode de reconstruction du jet b hadronique.

6.2.1.2 Définition des jets b hadronique et leptonique

Une fois les deux jets légers du W hadronique identifiés, les jets restants sont tous considérés comme des jets b et calibrés comme tels. Ainsi, en plus du jet b identifié par les algorithmes basés sur les vertex secondaires, nous disposons d'1 ou 2 autres candidats jets b selon la topologie de l'événement. Il s'agit maintenant de définir le plus efficacement possible le jet b hadronique parmi ces 2 ou 3 jets restants. Des méthodes d'identification telles que celle du chapitre 5 ont été testées : leurs résultats sont regroupés dans la table 6.6.

La meilleure méthode de reconstruction du Top hadronique consiste à définir le jet b hadronique comme étant celui qui minimise la distance $D(Wb)_{CMjjj}$ définie par :

$$D(Wb)_{CMjjj} = \sqrt{(\mu_{Ejjb} - (E_W^* - E_b^*))^2 + (\mu_{2Eb} - 2E_b^*)^2} \quad (6.1)$$

et qui tire parti des contraintes existantes dans le référentiel de centre de masse $\{W, \text{jet}\}$ défini au paragraphe §5.2.2. L'efficacité d'identification du jet b hadronique par cette méthode est de 72 %.

Les valeurs des paramètres μ_{Ejjb} et μ_{2Eb} (figure 6.14) peuvent être extraites du lot à 1 jet b lui-même. Ces valeurs sont très proches des valeurs extraites précédemment avec le lot à 2 jets b .

L'efficacité de sélection du jet b hadronique dans l'analyse présentée ici est ainsi très fortement corrélée à l'efficacité de reconstruction du W hadronique : toute amélioration de l'efficacité de reconstruction du b hadronique passe nécessairement par celle du W hadronique.

Il reste maintenant à identifier le jet b leptonique. Pour les événements (3 légers + 1 b), le choix du jet b leptonique est trivial : il s'agira du dernier jet non affecté. Pour les événements (4 légers + 1 b), deux cas se présentent : si le jet identifié b est parmi les jets non affectés, il est choisi ; dans le cas contraire, le b leptonique est choisi à l'aide du lepton par $\Delta R(l, bl)$ minimal.

6.2.1.3 Conclusion

Deux méthodes supplémentaires pour choisir directement la triplette de jets formant le Top hadronique ont été essayées. La première consiste à choisir les trois jets qui maximisent

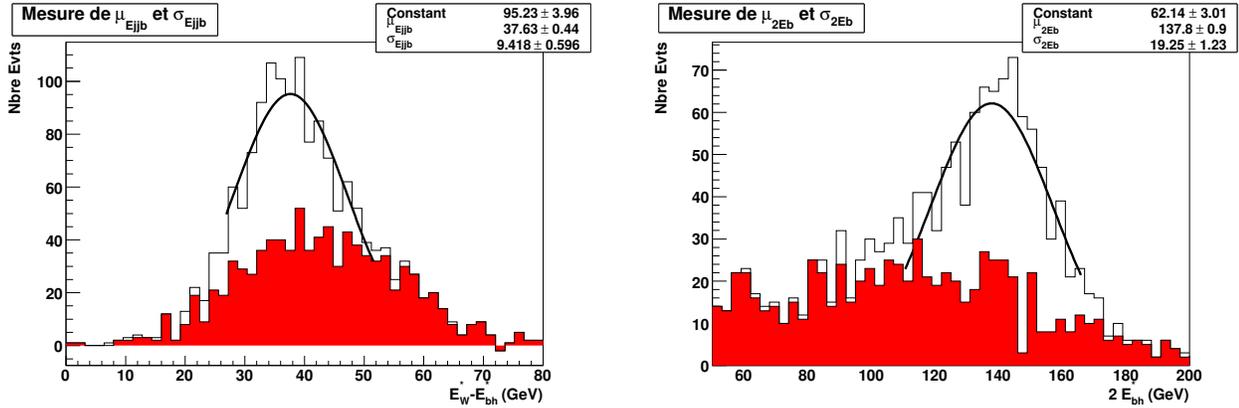


FIG. 6.14 – Evaluation des paramètres μ_{Ejib} (à gauche) et μ_{2Eb} (à droite) à partir des événements avec 1 jet b, après application des coupures ($C1 = |M_W - M_W^{pic}| < 2 \cdot \sigma_{M_W}$), ($C3 = M_{lepton, jet b leptonique} < 160 \text{ GeV}/c^2$) et ($\Delta R(lepton, jet b hadronique) - \Delta R(W, jet b hadronique) > 1$). Le bruit de fond combinatoire est représenté en rouge.

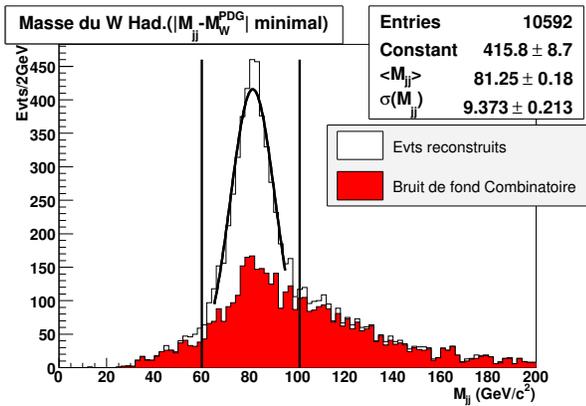


FIG. 6.15 – Spectre de masse du W hadronique reconstruit par $|M_{jj} - M_W^{pic}|$ minimal. Aucune coupure de sélection n'est appliquée.

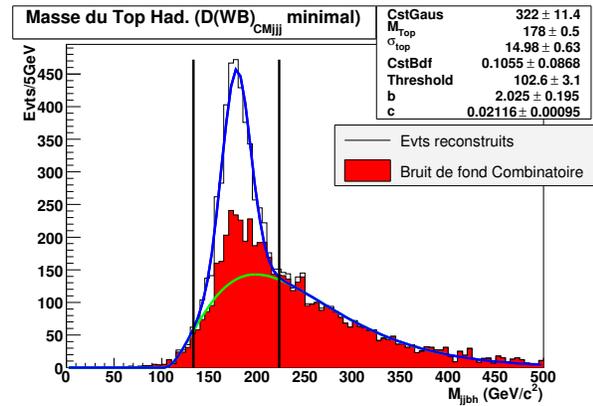


FIG. 6.16 – Spectre de masse du Top hadronique reconstruit par $|M_{jj} - M_W^{pic}|$ minimal pour le W et $D(Wb)_{CMjj}$ minimal dans $CM \{jjj\}$ pour le jet b. Aucune coupure de sélection n'est appliquée.

le P_T du système {jet, jet, jet}. La seconde sélectionne les trois jets qui minimisent la distance définie par l'équation 6.1. Aucune de ces deux méthodes ne représente un gain par rapport à la démarche adoptée.

Pour les événements à 1 jet b, la stratégie de reconstruction du Top hadronique la plus efficace consiste à définir les deux jets légers du W hadronique par $|M_{jj} - M_W^{pic}|$ minimal, puis à choisir le jet b hadronique par $D(Wb)_{CMjj}$ minimal. Les spectres de W et de Top hadronique en découlant sont présentés sur les figures 6.15 et 6.16 pour lesquelles aucune coupure de sélection n'est appliquée. Comme nous pouvons nous y attendre, cette méthode de reconstruction des W et Top hadroniques conduit à un bruit de fond résonant sous le pic de masse. Ceci est dû à la sélection $|M_{jj} - M_W^{pic}|$ minimal pour la distribution 6.15, et à un effet nouveau sur le spectre de masse du Top hadronique : des événements ont à la fois le W

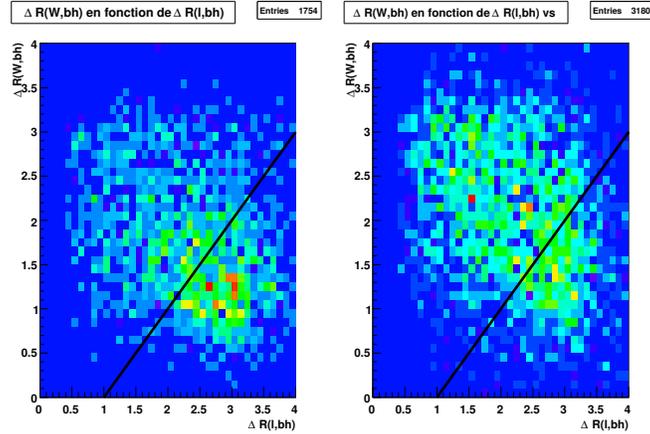


FIG. 6.17 – $\Delta R(W \text{ hadronique}, b \text{ hadronique})$ en fonction de $\Delta R(\text{lepton}, b \text{ hadronique})$ pour les événements bien reconstruits (à gauche) et mal reconstruits (à droite). La ligne oblique représente la coupure **C8**.

C1	$ M_W - M_W^{\text{pic}} < 2 \cdot \sigma_{M_W}$
C2	$M_{W, \text{jet } b \text{ leptonique}} > 200 \text{ GeV}/c^2$
C3	$M_{\text{lepton}, \text{jet } b \text{ leptonique}} < 160 \text{ GeV}/c^2$
C4	$ (E_W^* - E_{\text{jet } b \text{ hadronique}}^*) - \mu_{E_{jbb}} < 1.5 \cdot \sigma_{E_{jbb}}$
C5	$ 2 \cdot E_{\text{jet } b \text{ hadronique}}^* - \mu_{2Eb} < 2 \cdot \sigma_{2Eb}$

TAB. 6.7 – Coupures appliquées pour réduire le nombre d'événements $t\bar{t}$ mal reconstruits.

et le jet b hadronique mal choisis mais l'ensemble des trois jets correspond à la désintégration du Top hadronique (le jet b est inversé avec un jet léger). Nous verrons au chapitre 8 que ces événements peuvent être considérés comme du signal même si la calibration de jet b est appliquée au mauvais jet.

L'efficacité de reconstruction est à ce stade de 6 %. La pureté du lot de W hadroniques reconstruits est de 38 % (54 % dans une fenêtre en masse de $\pm 2\sigma_{M_W}$ autour de la masse moyenne du W) tandis que celle des Top hadroniques est de 23 % (36 % dans une fenêtre en masse de $\pm 3\sigma_{M_{Top}}$ autour de la masse moyenne du Top). Des coupures de sélection doivent maintenant être appliquées pour réduire la part de bruit de fond combinatoire.

6.2.2 Coupures de sélection

Les coupures de sélection utilisées dans ce chapitre sont les mêmes qu'au chapitre 5. La coupure **C2** est ici beaucoup moins efficace du fait de la présence de mauvaises combinaisons {jet b had., jet b lep.} non présentes auparavant. La coupure **C2** n'est donc plus pertinente et remplacée par une nouvelle coupure.

Comme le montre la figure 6.17, le jet b hadronique des événements ATE bien reconstruits est préférentiellement plus proche du W hadronique que du lepton, alors que pour les

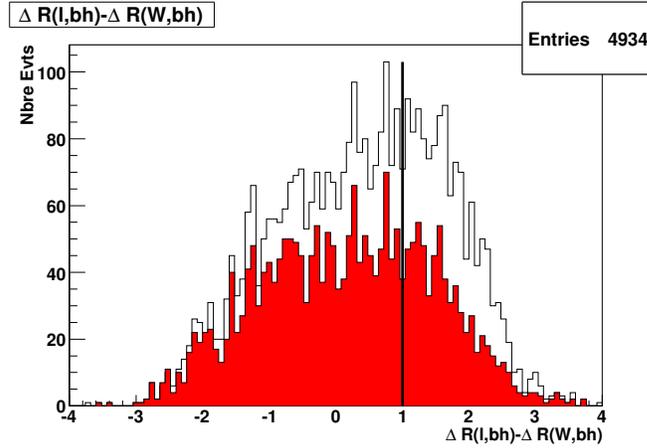


FIG. 6.18 – Spectre ($\Delta R(\text{lepton}, b \text{ hadronique}) - \Delta R(W \text{ hadronique}, b \text{ hadronique})$). Le bruit de fond combinatoire est représenté en rouge. La ligne verticale désigne la coupure **C8**.

événements mal reconstruits, la distribution est plus uniforme. De ce constat, la coupure **C8** est définie de la façon suivante :

$$\Delta R(\text{lepton}, \text{jet } b \text{ hadronique}) - \Delta R(W, \text{jet } b \text{ hadronique}) > 1 \quad (6.2)$$

L'effet de la coupure **C8** est représenté sur la figure 6.18 : elle ne conserve que 44 % des événements ATE bien reconstruits et permet de rejeter 84 % des événements mal reconstruits. Elle est donc particulièrement sévère et nous serions tentés, au regard de la figure 6.18, de définir cette coupure de façon plus souple afin de conserver davantage d'événements ATE bien reconstruits. Néanmoins, une coupure plus souple réduirait drastiquement la pureté du lot de Top reconstruits, ne permettant pas d'atteindre une valeur proche de celle du chapitre précédent.

Dans la suite, les combinaisons de coupures de sélection appliquées sur les événements reconstruits avec 1 jet b seront les suivantes :

- **{C1+C8+C3}** qui conserve 44 % des événements ATE bien reconstruits et rejette 88 % des événements mal reconstruits ;
- **{C8+C3+C4+C5}** qui conserve 40 % des événements ATE bien reconstruits et rejette 92 % des événements mal reconstruits.

6.2.3 Spectres de masse

6.2.3.1 Masse du W hadronique

Le spectre de masse du W hadronique reconstruit par $|M_{jj} - M_W^{\text{pic}}|$ minimal est établi pour les coupures **{C1+C8+C3}** (figure 6.19) et **{C8+C3+C4+C5}** (figure 6.20). Comme le montre la table 6.8, la pureté du lot de W hadroniques, de l'ordre de 60-70 %, est peu éloignée de celle obtenue au chapitre 5 (cf. table 5.9). L'efficacité de reconstruction est de l'ordre du pour cent.

Prise en compte du bruit de fond physique

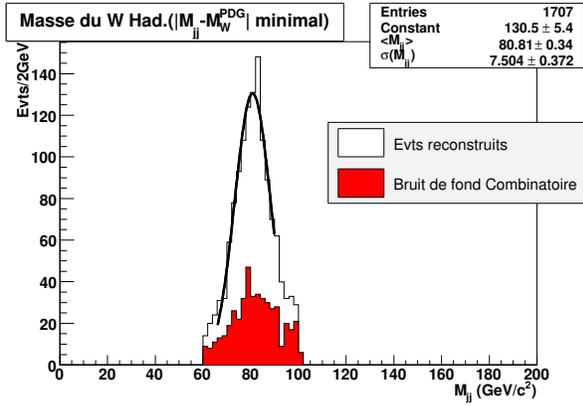


FIG. 6.19 – Spectre de masse du W hadronique reconstruit par $|M_{jj} - M_W^{\text{pic}}|$ minimal. Les coupures $\{C1+C3+C8\}$ sont appliquées.

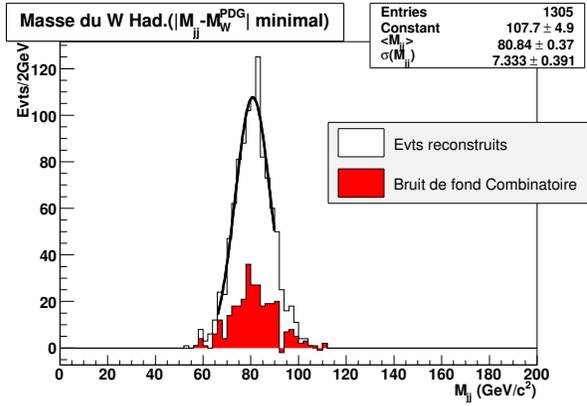


FIG. 6.20 – Spectre de masse du W hadronique reconstruit par $|M_{jj} - M_W^{\text{pic}}|$ minimal. Les coupures $\{C3+C4+C5+C8\}$ sont appliquées.

Coupure	Signal	Bruit de fond	Efficacité (%)	Pureté (%)
$\{C1+C3+C8\}$	873	458	1.03	65.6
$\{C3+C4+C5+C8\}$	744	291	0.80	71.9

TAB. 6.8 – Nombre d'événements bien reconstruits et d'événements bruit de fond combinatoire, efficacité de reconstruction et pureté du lot de W hadroniques reconstruits par $|M(j, j) - M_W^{\text{pic}}|$ minimal en fonction de la combinaison de coupures de sélection. (L'efficacité de reconstruction est calculée comme la somme du signal et du bruit de fond combinatoire divisée par le nombre total d'événements $t\bar{r} \rightarrow jjb_l(e, \mu)\nu b_l$ (129141).)

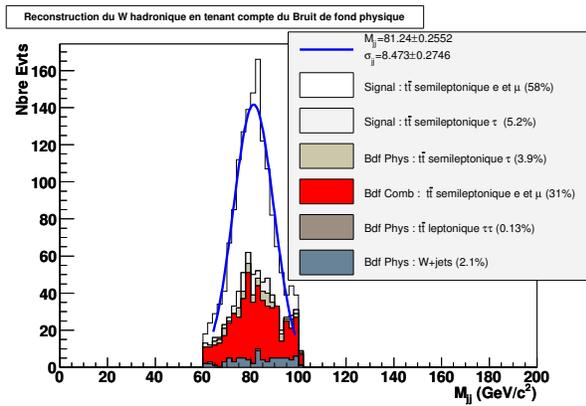


FIG. 6.21 – Spectre de masse du W hadronique en tenant compte du bruit de fond physique. Les coupures $\{C1+C3+C8\}$ sont appliquées.

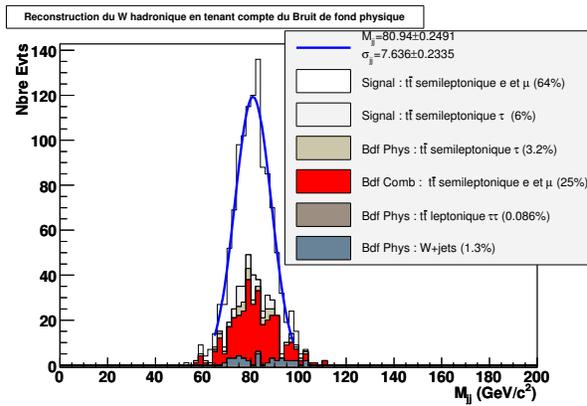


FIG. 6.22 – Spectre de masse du W hadronique en tenant compte du bruit de fond physique. Les coupures $\{C3+C4+C5+C8\}$ sont appliquées.

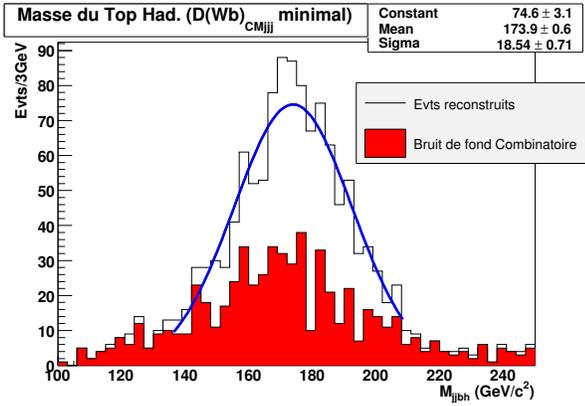


FIG. 6.23 – Spectre de masse du Top hadronique. Le W hadronique est reconstruit par $|M_{jj} - M_W^{\text{pic}}|$ minimal et le jet b hadronique par $D(Wb)_{CMjjj}$ minimal dans $CM\{jjj\}$. Les coupures $\{C1+C3+C8\}$ sont appliquées.

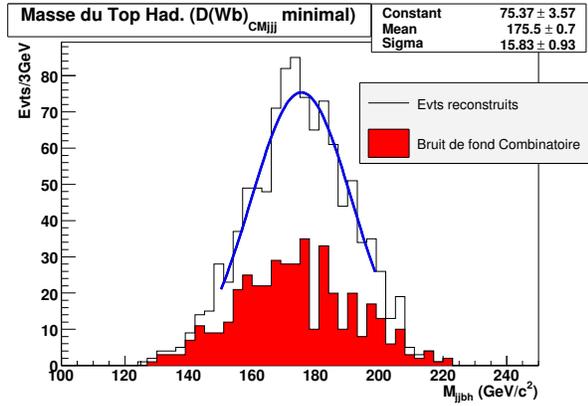


FIG. 6.24 – Spectre de masse du Top hadronique. Le W hadronique est reconstruit par $|M_{jj} - M_W^{\text{pic}}|$ minimal et le jet b hadronique par $D(Wb)_{CMjjj}$ minimal dans $CM\{jjj\}$. Les coupures $\{C3+C4+C5+C8\}$ sont appliquées.

Coupure	Signal	Bruit de fond	Efficacité (%)	Pureté (%)	Gain en efficacité par rapport à l'analyse avec 2 jets b
$\{C1+C3+C8\}$	651	574	0.94	53.2	$\times 2.08$
$\{C3+C4+C5+C8\}$	608	427	0.80	58.8	$\times 1.91$

TAB. 6.9 – Nombre d'événements bien reconstruits et d'événements bruit de fond combinatoire, efficacité de reconstruction et pureté du lot de Top hadroniques dans une fenêtre en masse de $\pm 3\sigma_{M_{Top}}$ autour de la masse du Top reconstruit, en fonction de la combinaison de coupures. Le gain en efficacité par rapport à l'analyse du chapitre 5 est aussi donné. (L'efficacité de reconstruction est calculée comme la somme du signal et du bruit de fond combinatoire divisée par le nombre total d'événements $t\bar{t} \rightarrow jjb_l(e, \mu)\nu b_l$ (129141).) (Le gain en efficacité est le rapport du nombre total d'événements reconstruits (signal et bruit de fond combinatoire) rapporté aux 1127 événements reconstruits par $\Delta R(j, j)$ minimal (W hadronique) et $\Delta R(W, b)$ minimal (b hadronique) avec emploi des coupures $\{C2+C3+C4+C5\}$ (table 5.11).)

L'effet du bruit de fond physique pour chacun des deux jeux de coupures est représenté sur les figures 6.21 et 6.22. La part du bruit de fond physique est naturellement plus élevée par rapport à l'analyse du Chapitre 5 du fait du relâchement de la contrainte sur le nombre de jets b (événements $W + jets$). Le bruit de fond reste néanmoins dominé par le bruit de fond combinatoire. La pureté du lot de W reconstruits est de 58 % (64 %) en tenant compte du bruit de fond physique pour le jeu de coupures $\{C1+C3+C8\}$ ($\{C3+C4+C5+C8\}$).

6.2.3.2 Masse du Top hadronique

Les spectres de masse du Top hadronique obtenus après application des deux jeux de coupures $\{C1+C8+C3\}$ et $\{C8+C3+C4+C5\}$ sont respectivement représentés sur les figures

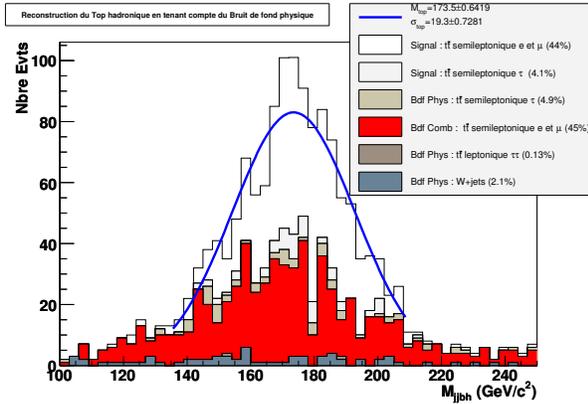


FIG. 6.25 – *Prise en compte du bruit de fond physique dans le spectre de masse du Top hadronique. Les coupures $\{C1+C3+C8\}$ sont appliquées.*

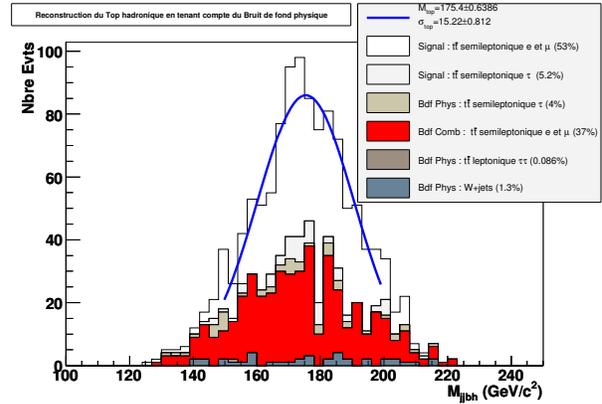


FIG. 6.26 – *Prise en compte du bruit de fond physique dans le spectre de masse du Top hadronique. Les coupures $\{C3+C4+C5+C8\}$ sont appliquées.*

6.23 et 6.24. Le bruit de fond sous le pic est beaucoup plus gênant pour la détermination de la masse. Comme l'indique la table 6.9, la pureté en quark Top de l'échantillon final dans une fenêtre de $\pm 3\sigma_{M_{Top}}$ autour du pic est de 53 % à 59 % selon le jeu de coupures employé, ce qui reste très en dessous de celle obtenue dans l'analyse à 2 jets b. Au regard de l'efficacité de reconstruction dans la fenêtre à $\pm 3\sigma_{M_{Top}}$, la reconstruction des événements à 1 jet b permet de multiplier par un facteur ($\times 1.7$)^a le nombre d'événements signaux par rapport à l'analyse à 2 jets b.

Prise en compte du bruit de fond physique

La contribution du bruit de fond physique au spectre de masse du Top pour les combinaisons de coupures $\{C1+C3+C8\}$ et $\{C3+C4+C5+C8\}$ est représentée respectivement sur les figures 6.25 et 6.26. Pour chacun des jeux de coupures, la part de bruit de fond physique n'excède pas 10 % et sa présence ne dégrade pas la mesure de la masse du Top. L'impact du bruit de fond physique est donc toujours aussi négligeable.

6.2.3.3 Conclusion

Nous avons montré qu'il était possible d'accroître de 70 % le signal Top dans une fenêtre de $\pm 3\sigma_{M_{Top}}$ autour du pic en prenant en compte les événements à 1 jet b. Néanmoins, la contribution du bruit de fond combinatoire, qui forme un pic résonant sous le spectre de masse du Top, reste encore trop importante pour avoir un impact négligeable en terme d'erreur systématique sur la mesure de la masse du Top.

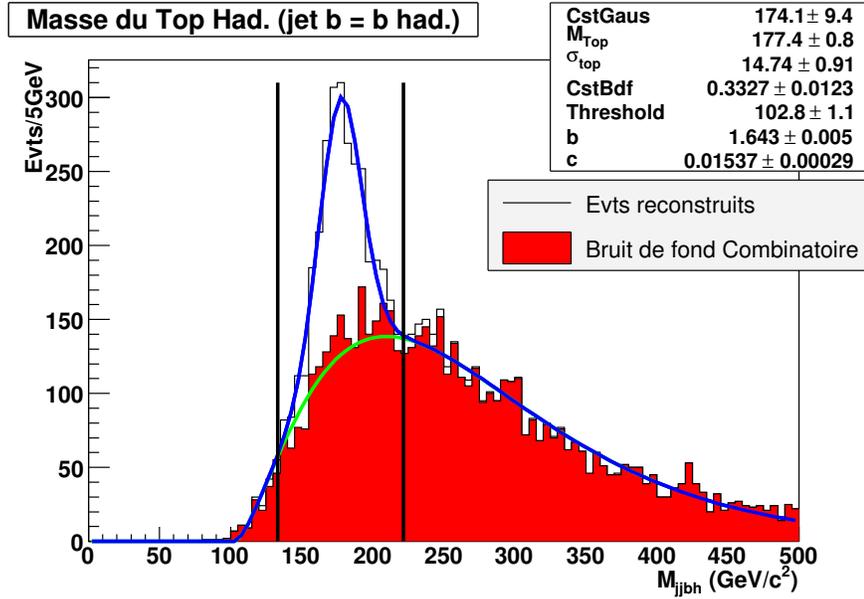


FIG. 6.27 – Spectre de masse du Top hadronique quand le W hadronique est obtenu par $|M_{jj} - M_W^{pic}|$ minimal et que le jet b hadronique est le jet identifié b. Aucune coupure de sélection n'est appliquée.

Coupure	Signal	Bruit de fond	Efficacité (%)	Pureté (%)	Gain en efficacité par rapport à l'analyse avec 2 jets b
{C1+C3+C8}	387	285	0.52	57.6	×1.60
{C3+C4+C5+C8}	357	173	0.41	67.4	×1.47

TAB. 6.10 – Efficacité de reconstruction et pureté du lot de Top hadroniques dans une fenêtre en masse de $\pm 3\sigma_{M_{Top}}$ autour de la masse du Top reconstruit, en fonction de la combinaison de coupures. Le jet identifié b est systématiquement pris pour le jet b hadronique. Le gain en efficacité par rapport à l'analyse du chapitre 5 est aussi donné. (L'efficacité de reconstruction est calculée comme la somme du signal et du bruit de fond combinatoire divisée par le nombre total d'événements $t\bar{r} \rightarrow jjb_h l(e, \mu) \nu b_l$ (129141).)

6.2.4 Une approche plus conservatrice

On peut partir du principe que le jet identifié b doit être le jet b hadronique. Le W hadronique est reconstruit comme précédemment, auquel est associé le jet identifié b pour former le Top.

Le spectre de masse du Top hadronique obtenu est représenté sur la figure 6.27 où aucune coupure de sélection n'est encore appliquée. Contrairement à la figure 6.16, le bruit de fond combinatoire sous le pic de masse du Top n'est plus résonant car le jet b hadronique n'est

^aLe nombre d'événements reconstruits avec 2 jets b pris comme référence ici est 1127 qui correspond aux Top reconstruits par $\Delta R(j, j)$ minimal (W hadronique) et $\Delta R(W, b)$ minimal (b hadronique) avec emploi des coupures {C2+C3+C4+C5} (table 5.11).

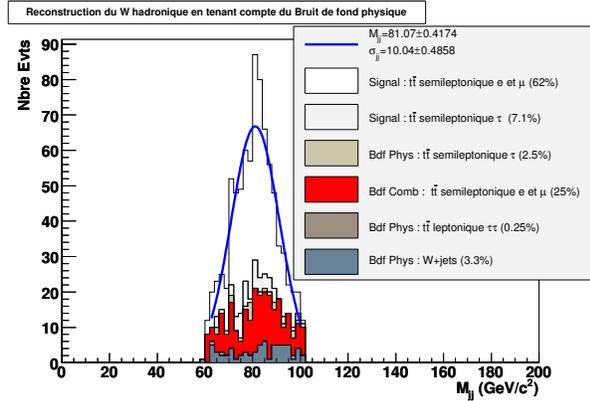


FIG. 6.28 – Spectre de masse du W hadronique en tenant compte du bruit de fond combinatoire, le jet b étant systématiquement pris pour le jet b hadronique. Les coupures $\{C1+C3+C8\}$ sont appliquées.

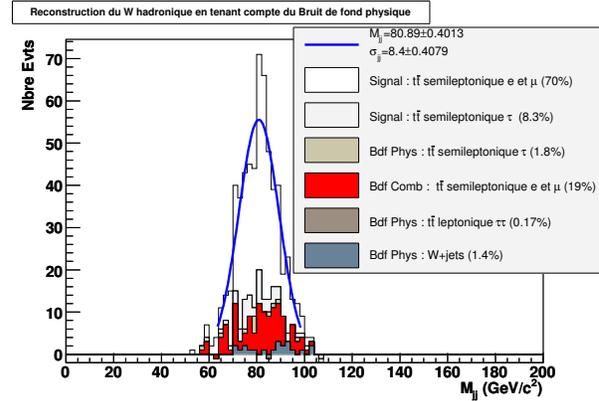


FIG. 6.29 – Spectre de masse du W hadronique en tenant compte du bruit de fond combinatoire, le jet b étant systématiquement pris pour le jet b hadronique. Les coupures $\{C3+C4+C5+C8\}$ sont appliquées.

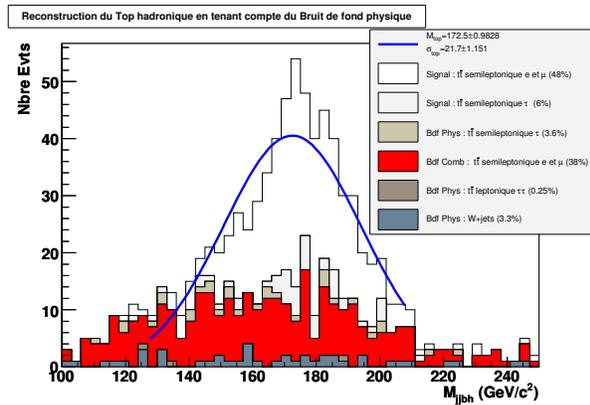


FIG. 6.30 – Prise en compte du bruit de fond physique dans le spectre de masse du Top hadronique, le jet b étant systématiquement pris pour le jet b hadronique. Les coupures $\{C1+C3+C8\}$ sont appliquées.

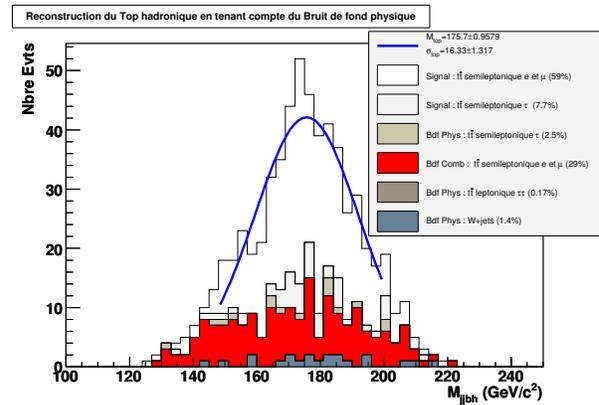


FIG. 6.31 – Prise en compte du bruit de fond physique dans le spectre de masse du Top hadronique, le jet b étant systématiquement pris pour le jet b hadronique. Les coupures $\{C3+C4+C5+C8\}$ sont appliquées.

désormais plus sélectionné parmi les jets non-b.

Le spectre de masse du W hadronique reconstruit après application des jeux de coupures $\{\mathbf{C1}+\mathbf{C3}+\mathbf{C8}\}$ et $\{\mathbf{C3}+\mathbf{C4}+\mathbf{C5}+\mathbf{C8}\}$ est représenté respectivement sur les figures 6.28 et 6.29 où le bruit de fond physique est également considéré. La pureté du lot de W hadroniques reconstruits gagne environ 5 % par rapport à la méthode précédente où le jet b hadronique était recherché parmi tous les jets restants après définition du W hadronique.

Le spectre de masse du Top hadronique obtenu dans les mêmes conditions est représenté sur les figures 6.30 et 6.31 pour chacun des deux jeux de coupures. Comme le montre la table 6.10, cette méthode reste avantageuse et permet d'accroître de 35 % le nombre de Top bien reconstruits avec les événements à 1 jet b. La pureté est meilleure dans cette approche conservative mais reste trop faible pour réaliser une mesure de masse précise. Pour l'ensemble des méthodes utilisées avec les événements à 1 jet b, il serait sans doute plus judicieux de conserver le bruit de fond combinatoire en dehors du pic de masse (en relâchant les coupures) de façon à en estimer la forme plus précisément.

6.3 Conclusion

Nous avons pu montrer à travers les différentes stratégies présentées dans ce chapitre que l'efficacité de reconstruction des paires $t\bar{t}$ semileptoniques e et μ pouvait être significativement accrue jusqu'à un facteur ($\times 2.16$) dans le cas de la relaxe de la coupure en P_T des jets légers (étape N0) par rapport à l'analyse standard qui consiste à reconstruire les événements à 2 jets b avec les coupures de présélection définies au chapitre 5. La pureté du lot final peut encore être améliorée d'environ 4 % en se limitant à 1 jet d'impulsion transverse entre 20 et 40 GeV/c (étape N1) tout en conservant un gain en efficacité jusqu'à ($\times 1.73$) par rapport à l'analyse standard. Au-delà, les efforts menés pour accroître la pureté sont récompensés en permettant d'atteindre une pureté du lot de Top jusqu'à 83.7 %, mais cette fois ci au détriment de l'efficacité de reconstruction qui décroît (jusqu'à $\times 0.83$).

La reconstruction des événements $t\bar{t}$ semileptoniques e et μ n'ayant qu'un des deux jets b identifié conduit à des puretés du lot de Top reconstruits beaucoup plus faibles, n'excédant pas 67 %, mais avec un gain en efficacité de reconstruction de ($\times 1.47$).

Parmi les deux principales stratégies développées ici, l'analyse des événements à 1 jet b est certainement celle qui pourra être réalisée en premier lieu dans la mesure où la relaxe de la coupure en P_T nécessite au préalable de comprendre et d'estimer l'impact du bruit de fond QCD qui reste entâché d'une grande incertitude à l'heure actuelle.

Chapitre 7

Étalonnage des jets

Comme nous l'avons vu au cours de cette étude, la mesure de la masse du quark Top avec une précision de l'ordre du GeV/c^2 n'est possible que si les jets reconstruits et mesurés par les calorimètres d'ATLAS donnent une image fidèle des caractéristiques (énergie, direction) des partons les ayant engendrés, ceci au niveau du pour cent.

Les deux étapes nécessaires à la caractérisation d'un jet que sont la reconstruction puis la mesure de l'énergie, influent directement sur la qualité de l'objet jet.

La reconstruction

Le choix de l'algorithme est ici primordial. Au moment de ce travail, seul l'algorithme de cône opérant sur des amas calorimétriques type "Tower" (voir §2.3.3.3) était suffisamment performant. La taille de cône optimale fournissant une efficacité maximale de reconstruction des jets issus de la désintégration hadronique d'un quark Top est $\Delta R = 0.4$ [145]. En moyenne, l'algorithme n'agglomère pas la totalité des particules issues du parton dans le jet correspondant. Ce déficit n'influe généralement que faiblement sur la mesure de la direction du parton, mais a surtout une incidence sur l'estimation de l'énergie de ce parton. La différence est généralement dénommée énergie hors du cône ("out of cone energy"). Elle inclue en fait la part de l'énergie des particules non agglomérées par l'algorithme dans le jet, l'énergie des particules ne provenant pas du parton considéré mais contribuant à l'amas du jet (ISR, recouvrement entre les jets, événements sous-jacents, événements de biais minimum...). L'ensemble de la contribution "out of cone energy" est globalement de l'ordre de quelques pour cent (voir plus loin). En outre, bien que modélisée dans les simulations Monte-Carlo, elle n'est pas connue avec précision. Pour effectuer la mesure de la masse du quark Top avec précision, il faut pouvoir estimer cette contribution sur les données elles-mêmes.

La mesure de l'énergie

L'énergie de l'amas calorimétrique constituant le jet doit correspondre à l'énergie de l'ensemble des particules ayant déposé leur énergie dans cet amas. Ceci est réalisé en moyenne si les calorimètres sont bien étalonnés. Cet étalonnage est réalisé avant la prise de données en s'appuyant sur les résultats des tests en faisceaux et de la simulation. L'étalonnage des calorimètres aux jets est, parmi tous les étalonnages du détecteur ATLAS, un des plus complexes à réaliser, les tests en faisceaux fournissant des hadrons ou des leptons mais pas de jets, et les calorimètres n'étant pas compensés. Il est estimé que les calorimètres seront étalonnés en énergie avec une précision de 5 à 10 % au moment du démarrage.

Il faut noter que les pertes par l'avant ou par l'arrière des calorimètres doivent être ajoutées à l'énergie mesurée dans l'amas. Pour les jets contenant des désintégrations leptoniques, il faut également pouvoir estimer la part d'énergie non mesurée provenant des neutrinos et des muons traversant les calorimètres au minimum d'ionisation et ne déposant donc pas ou peu leur énergie dans l'amas du jet. Cette contribution est particulièrement importante pour les jets issus de quarks beaux. Seules les données permettront d'effectuer un étalonnage précis des calorimètres.

Étalonnage global

Pour évaluer l'énergie du parton, il n'est pas nécessaire de connaître individuellement les contributions "out of cone energy" et "étalonnage des calorimètres". Il suffit de déterminer un facteur global d'ajustement

$$\alpha(E_{jet}) = E_{parton}/E_{jet} \quad (7.1)$$

applicable à chaque jet d'énergie E_{jet} issu d'un parton d'énergie E_{parton} . Par généralisation, ce facteur d'ajustement est appelé 'facteur d'étalonnage des jets' ou 'jet calibration coefficient'.

Parmi toutes les méthodes possibles pour évaluer ce facteur (voir chapitre 2.3.3.3), nous développerons ici celle s'appuyant sur la mesure de la masse du boson W. Les bosons W sont sélectionnés parmi le lot d'événements Top semileptoniques. Les coefficients d'étalonnage en résultant constitueront une 'calibration in-situ' pour corriger les jets de ce même lot. Une étude préliminaire a montré que ces coefficients d'étalonnage sont plus généralement valides pour tout jet ayant les mêmes critères de sélection (P_T , pseudorapidité, isolation), indépendamment du processus physique l'ayant engendré.

Afin d'évaluer la précision avec laquelle on peut extraire les coefficients d'étalonnage des données, la simulation Monte-Carlo est utilisée pour déterminer :

- les coefficients attendus par comparaison directe des partons générés et des jets reconstruits. L'association parton-jet est réalisée par proximité topologique, un jet étant attribué au parton situé dans le cône le plus petit autour du jet. L'association n'est pas effectuée si la taille du cône est supérieure à 0.4.
- les coefficients extraits à partir de la masse invariante des paires de jets reconstruites pour chaque événement. Afin de mieux cerner les capacités de la méthode, deux lots seront envisagés : le lot complet et un lot restreint constitué de la paire de jets produite par le boson W si celle-ci existe.

7.1 L'étalonnage attendu

Tous les jets reconstruits dans les événements Top semileptoniques isolés ($\Delta R > 0.8$ entre deux jets), répondant aux critères de sélection $|\eta| < 2.5$, et associés à un des deux partons issus du boson W sont considérés. Il n'y a donc pas ici (ou marginalement) de contribution provenant de jets b.

7.1.1 L'étalonnage attendu en fonction de l'énergie du parton

A l'aide de la simulation il est possible de séparer les deux contributions "out of cone energy" et 'étalonnage des calorimètres'. La première contribution est évaluée par la com-

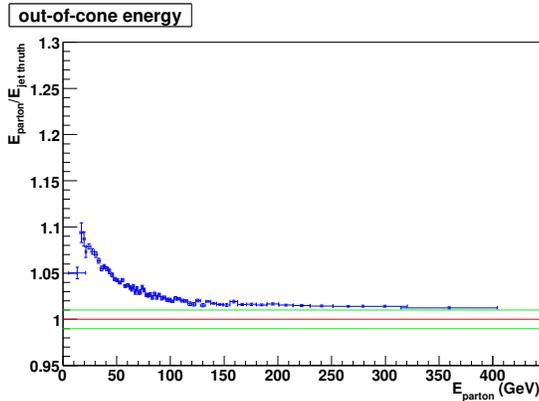


FIG. 7.1 – Rapport entre l'énergie du parton et celle du jet reconstruit par l'algorithme de reconstruction des jets, en fonction de l'énergie du parton.

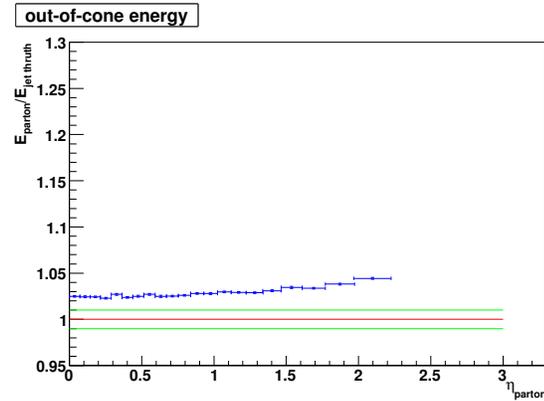


FIG. 7.2 – Rapport entre l'énergie du parton et celle du jet reconstruit par l'algorithme de reconstruction des jets, en fonction de la pseudorapidité du parton.

comparaison de l'énergie des partons (de la banque **SpclMC**) avec l'énergie des jets (contenus dans la banque **Cone4TruthParticleJets** (“jets truth”)) pour laquelle l'algorithme de reconstruction des jets a été appliqué sur les particules générées par les partons. La seconde est extraite de la comparaison des jets contenus dans la banque **Cone4TruthParticleJets** et la banque **Cone4TowerParticleJets** (“jets recons”) où l'algorithme de reconstruction des jets a été appliqué sur les amas calorimétriques.

Les énergies sont comparées en calculant leur rapport. Ce rapport est calculé pour chaque tranche en énergie ou pseudorapidité, ou bien pour une cellule (E, η) . La valeur la plus probable (valeur ‘pic’), plutôt que la valeur moyenne, est déterminée pour chaque distribution.

La figure 7.1 montre le rapport entre l'énergie du parton et celle du jet reconstruit par l'algorithme de cône, en fonction de l'énergie du parton. Ce rapport dépend de l'énergie initiale du parton. En effet pour prendre l'exemple le plus simple, lors d'un rayonnement de gluons par le parton, l'énergie résultant du gluon a géométriquement plus de chance de se trouver dans le même amas que le parton quand celui-ci a une grande impulsion. On remarque qu'au-dessus de 100 GeV la contribution “out of cone energy” est de l'ordre de 1.5 %. A basse énergie, la fraction de l'énergie non prise en compte peut aller jusqu'à 10 %. Ceci est une des premières raisons pour laquelle il est généralement pensé que l'étalonnage global sera difficile à réaliser au niveau du pour cent pour des jets en-dessous de 40 GeV.

La figure 7.2 montre le rapport entre l'énergie du parton et celle du jet reconstruit par l'algorithme de cône, en fonction de la direction en pseudorapidité du parton. On remarque une légère corrélation en fonction de $|\eta|$ provenant de la méthode elle-même (le cône ne délimite pas une surface de forme identique selon $|\eta|$) et de la géométrie des calorimètres.

La figure 7.3 rend compte du facteur d'étalonnage des calorimètres en fonction de l'énergie du “jet truth”. Cette figure montre que le détecteur n'est pas calibré aux jets. A très basse énergie, un effet de seuil est visible. Il provient du P_T minimum imposé par l'algorithme pour reconstruire un jet. La figure 7.4 rend compte du facteur d'étalonnage des calorimètres en fonction de la pseudorapidité. La finesse de la segmentation azimuthale des parties instrumentées (donc mesurant l'énergie déposée) du détecteur est clairement visible.

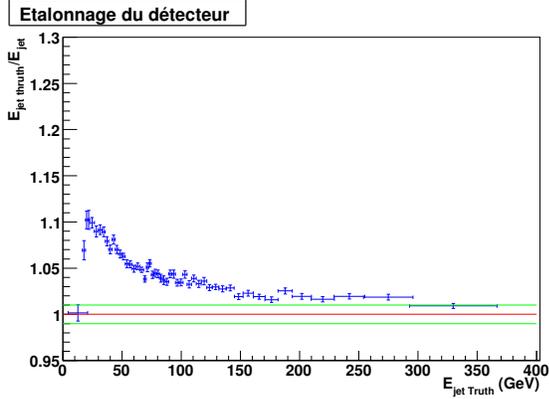


FIG. 7.3 – Facteur d'étalonnage des calorimètres, en fonction de l'énergie du "jet truth".

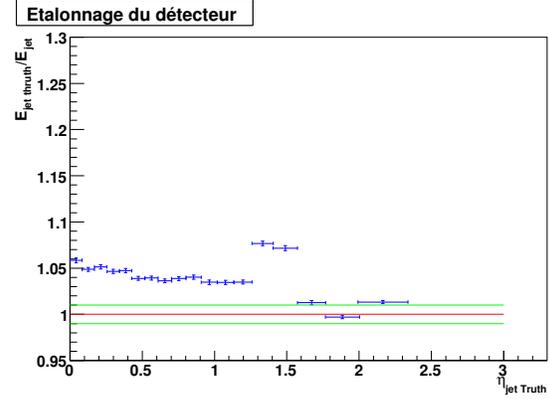


FIG. 7.4 – Facteur d'étalonnage des calorimètres, en fonction de la pseudorapidité du "jet truth".

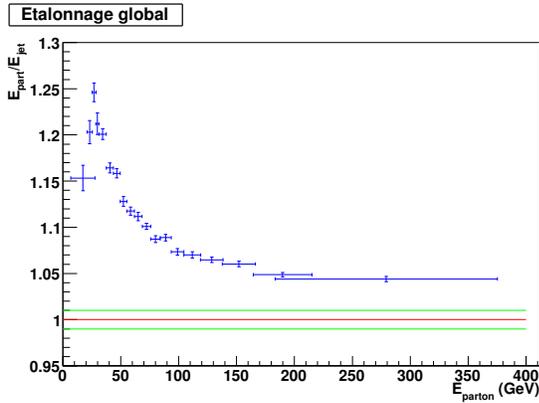


FIG. 7.5 – Coefficient global d'étalonnage des jets, en fonction de l'énergie du parton.

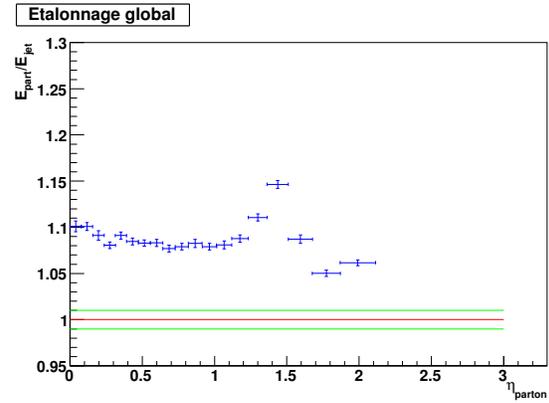


FIG. 7.6 – Coefficient global d'étalonnage des jets, en fonction de la pseudorapidité du parton.

La fraction d'énergie déposée par les particules traversant les calorimètres dans la zone autour de $|\eta| = 1.5$ est réduite d'environ 5 % au maximum. Ceci induit corrélativement une dégradation de la résolution en énergie pour cette zone.

Le coefficient global d'étalonnage (résultant de la convolution des contributions de l'algorithme de reconstruction des jets et de la calibration du détecteur), à appliquer sur chaque jet d'énergie E et de pseudorapidité $|\eta|$ issu d'un parton d'énergie E_{parton} et pseudorapidité $|\eta_{\text{parton}}|$, est présenté sur les figures 7.5 et 7.6, et illustré par une cartographie dans le plan $(E_{\text{parton}}, |\eta_{\text{parton}}|)$ sur la figure 7.7. Ces coefficients n'ont bien sûr pas d'intérêt pratique puisque définis en fonction du parton. Cette étude donne néanmoins une idée non biaisée de l'incidence des deux contributions à l'étalonnage global.

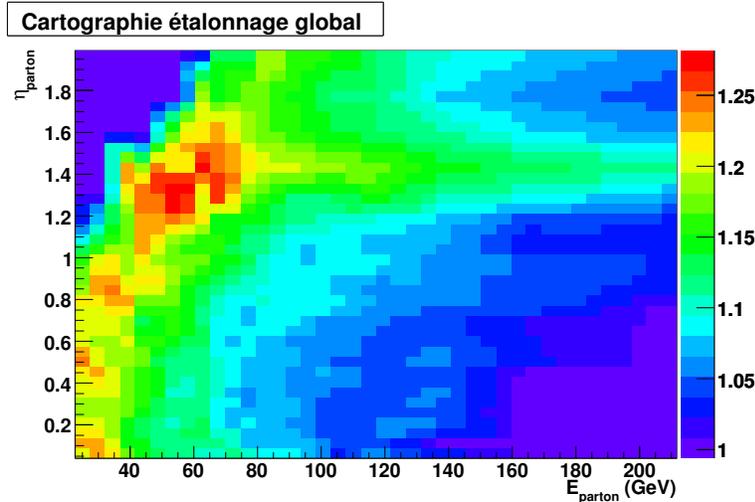


FIG. 7.7 – Carte d'étalonnage des jets, en fonction de l'énergie et la pseudorapidité du parton.

7.1.2 L'étalonnage attendu en fonction de l'énergie mesurée dans les calorimètres

Les distributions précédentes peuvent être également effectuées en fonction de l'énergie et de la pseudorapidité du jet reconstruit avec les amas calorimétriques. Mais il est nécessaire ici de préciser un point important. Toutes les distributions d'étalonnage (où l'énergie du jet intervient au numérateur ou au dénominateur) subissent une distorsion lorsqu'elles sont effectuées en fonction de l'énergie du jet. La figure 7.8, réalisée avec une simulation où l'étalonnage global est parfait, démontre la réalité du biais et en indique sa grandeur.

Cet effet est induit par le fait que la résolution n'est pas constante ni négligeable en fonction de l'énergie (figure 7.9) et amplifiée par la forme de la distribution en énergie des jets (figure 7.10). La figure 7.11 tente d'illustrer cet effet. Pour une tranche énergie E_{jet}^j donnée, la valeur moyenne de l'énergie du jet est la somme des contributions issues des partons $\Sigma_i E_{parton}^i$. La contribution $E_{parton}^{i=j}$ donne un rapport $\alpha = E_{parton}/E_{jet}$ égal à 1. Ce n'est pas le cas pour les autres contributions. Par exemple la contribution $E_{parton}^{i=j-1}$ donne un rapport $\alpha = E_{parton}/E_{jet}$ supérieur à 1 ; et celle $E_{parton}^{i=j+1}$ donne un rapport $\alpha = E_{parton}/E_{jet}$ inférieur à 1. Compte tenu que ces deux contributions ne se compensent pas car leur résolution n'est pas identique et que le nombre d'événements dépend de la distribution en énergie, le rapport moyen n'est pas égal à 1 même si l'étalonnage est parfait. Cet effet conduit à sur-évaluer l'énergie des jets de l'ordre du pour cent pour des jets d'énergie supérieure à 100 GeV et à sous-évaluer jusqu'à hauteur de 10% les jets de plus basse énergie.

Ce biais est purement statistique et peut être calculé si l'on connaît la résolution sur l'énergie des jets et la distribution en énergie des jets considérés.

Ce biais existe également, pour la même raison, sur les distributions de masse invariante de paires de jets (M_{jj}) lorsqu'elles sont produites pour différents intervalles en énergie des jets (voir le paragraphe suivant).

La résolution des jets sera déterminée à partir des événements $Z/\gamma + jets$. Elle peut être également extraite de la résolution observée sur la masse invariante M_{jj} . Par la suite nous

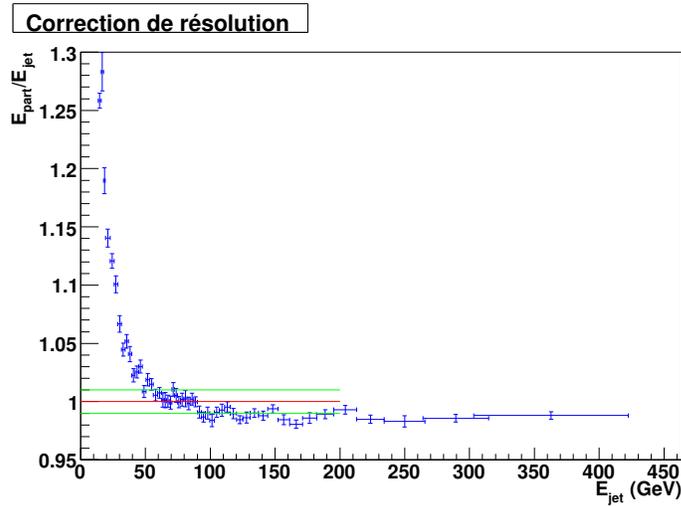


FIG. 7.8 – $\alpha(E_{jet}) = E_{parton}/E_{jet}$ en fonction de l'énergie du jet E_{jet} , pour une simulation où la calibration est parfaite $\alpha(E_{jet}) = 1$.

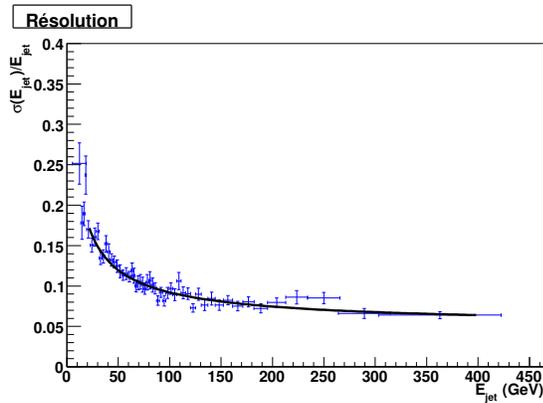


FIG. 7.9 – Résolution sur l'énergie des jets en fonction de l'énergie du jet E_{jet} . Cette résolution est paramétrée par une fonction $\frac{0.765}{\sqrt{E_{jet}}} \oplus 0.519 \oplus \frac{0.003}{E_{jet}}$.

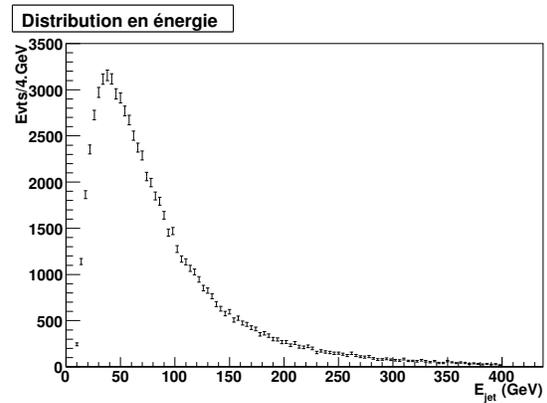


FIG. 7.10 – Distribution en énergie pour des jets issus de la désintégration d'un boson W .

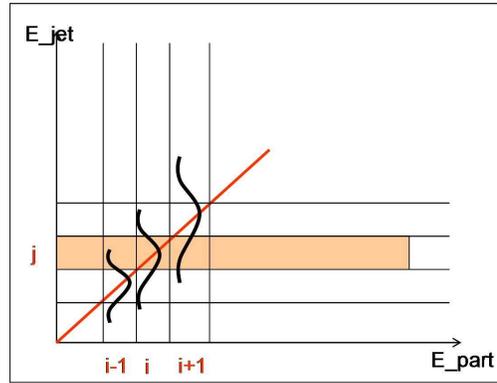


FIG. 7.11 – Illustration de l'effet induit par la résolution des jets.

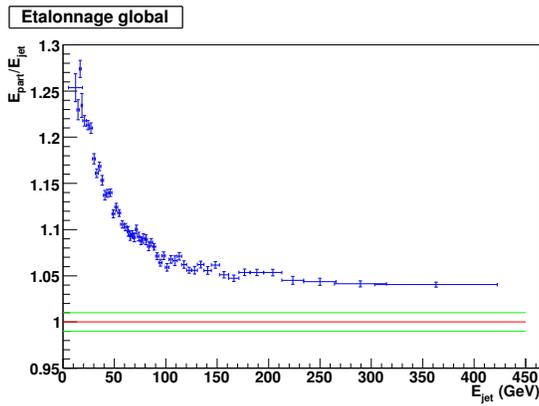


FIG. 7.12 – Coefficient global d'étalonnage des jets, en fonction de l'énergie du jet.

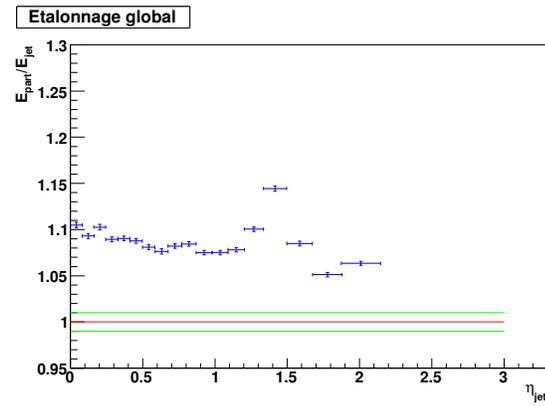


FIG. 7.13 – Coefficient global d'étalonnage des jets, en fonction de la pseudorapidité du jet.

avons pris la résolution déduite de la simulation.

L'effet dû au biais a été compensé pour produire les distributions équivalentes au paragraphe 7.1.1 mais en fonction de l'énergie et de la pseudorapidité du jet (figures 7.12, 7.13 et 7.14). Ces coefficients sont directement utilisables pour recalibrer les jets à l'énergie du parton initial. Il n'y a *a priori* aucune raison pour que cette calibration soit différente pour des jets produits dans des processus différents que celui utilisé pour extraire la carte (les événements Top semileptoniques). Cette cartographie a été insérée dans le module TopView (§2.3.4) implémenté dans ATHENA pour les dernières données simulées en mars 2007.

Les spectres de masse invariante avant (figure 7.15) et après calibration (figure 7.16) montrent que le pic de masse est bien recalé à la masse générée du W, et que la résolution relative est améliorée d'environ 8%.

Nous connaissons donc maintenant les coefficients d'étalonnage attendus.

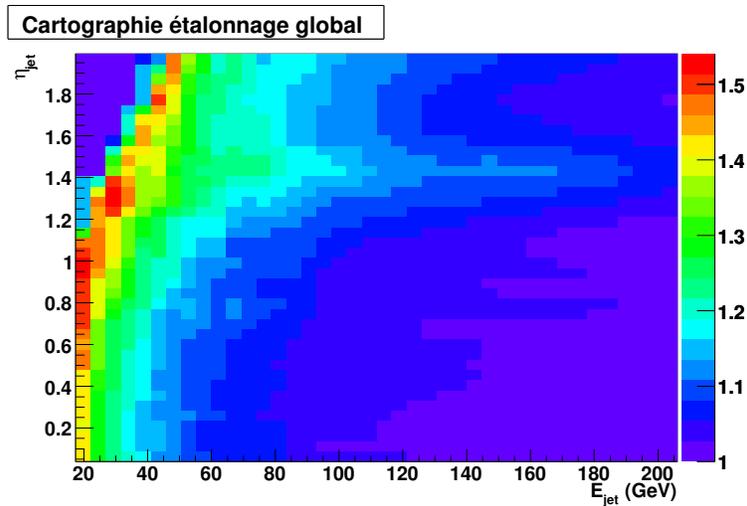


FIG. 7.14 – Carte d'étalonnage des jets, en fonction de l'énergie et la pseudorapidité du jet.

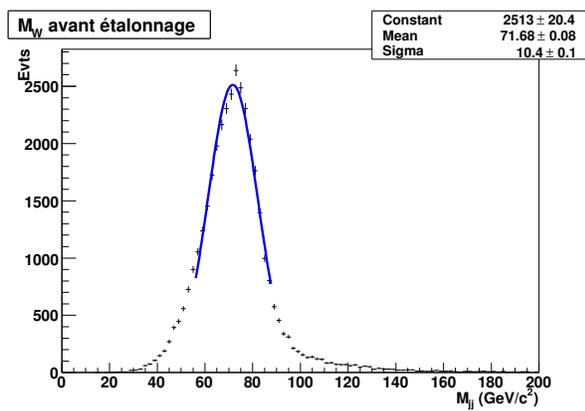


FIG. 7.15 – Spectre de masse invariante des paires de jets avant étalonnage.

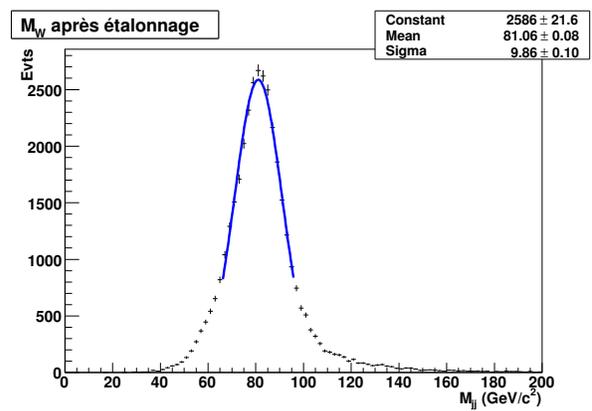


FIG. 7.16 – Spectre de masse invariante des paires de jets après étalonnage.

7.2 Coefficients d'étalonnage à partir de la masse observée du W

7.2.1 Considérations générales

La masse du boson W, dont la valeur est connue avec une précision de 30 MeV/c² [12], constitue une référence très précise (0.03/80.4 ≡ 4/10000) pour l'étalonnage des jets.

Si l'on considère la désintégration du W en une paire de jets d'énergies E_1 et E_2 , la relation entre la masse invariante et l'énergie des jets, en négligeant la masse des jets, peut s'écrire comme :

$$M_{jj} = \sqrt{2E_1E_2(1 - \cos(\theta))} \quad (7.2)$$

où θ est l'angle d'ouverture entre les deux jets.

Si l'étalonnage est parfait (en négligeant la largeur de désintégration du boson W) :

$$M_{jj} = M_W^{PDG} \quad (7.3)$$

sinon :

$$M_W^{PDG} = \sqrt{2 \times \alpha_1 E_1 \times \alpha_2 E_2 (1 - \cos(\theta))} = \sqrt{\alpha_1 \alpha_2} M_{jj} \quad (7.4)$$

soit

$$R = \frac{M_W^{PDG}}{M_{jj}} = \sqrt{\alpha_1 \alpha_2} \quad (7.5)$$

avec $\alpha = E_{parton}/E_{jet}$. On remarque dans l'équation 7.4 que M_W^{PDG} ne contraint pas directement l'étalonnage d'un jet (α), mais la racine carrée de l'étalonnage des deux jets. Si l'on cherche un facteur unique d'étalonnage absolu, alors $\alpha_1 = \alpha_2$, et l'étalonnage n'est rien d'autre qu'un "rescaling" de la masse du W. Cependant, comme nous l'avons vu dans la section précédente, l'étalonnage global varie fortement en fonction de l'énergie. Comme les deux jets formant le W ont, dans la plupart des cas, une énergie différente, le simple rescaling n'est pas une méthode utilisable sauf pour des paires de jets au delà de 100 GeV où l'étalonnage est constant.

C'est dans ce constat que réside toute la difficulté de la méthode utilisant la contrainte de la masse du W : comment séparer la correction d'étalonnage qui provient de chacun des jets ?

L'idée développée par P. Roy et D. Pallin [127, 145] pour extraire les coefficients d'étalonnage en fonction de l'énergie consiste à bâtir une distribution de masse invariante de la paire de jets pour différents intervalles en énergie des jets. Comme il y a deux jets, la masse invariante se retrouve dans deux distributions, celle associée à l'intervalle dans lequel tombe le premier jet, et dans celle associée au second jet (figure 7.17). Les masses invariantes ainsi construites deviennent corrélées à l'énergie d'un des jets que l'on a choisi. La dégénérescence entre les deux jets est ainsi partiellement levée.

L'établissement de ce type de distributions constitue le point de départ commun à trois méthodes développées au sein du groupe Top d'ATLAS pour extraire les coefficients d'étalonnage globaux à partir de la mesure de la masse du W. Toutes reposent également sur les hypothèses suivantes, très raisonnables par ailleurs :

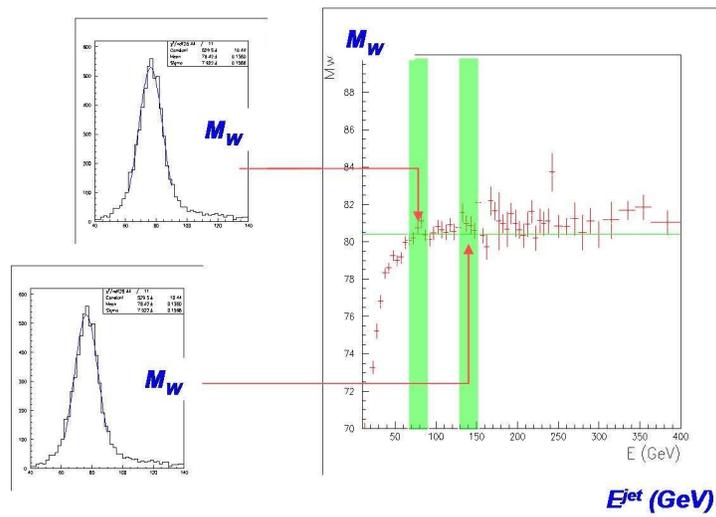


FIG. 7.17 – Schéma illustrant la procédure pour lever la dégénérescence dans la contribution de l'énergie des deux jets à la masse invariante du W .

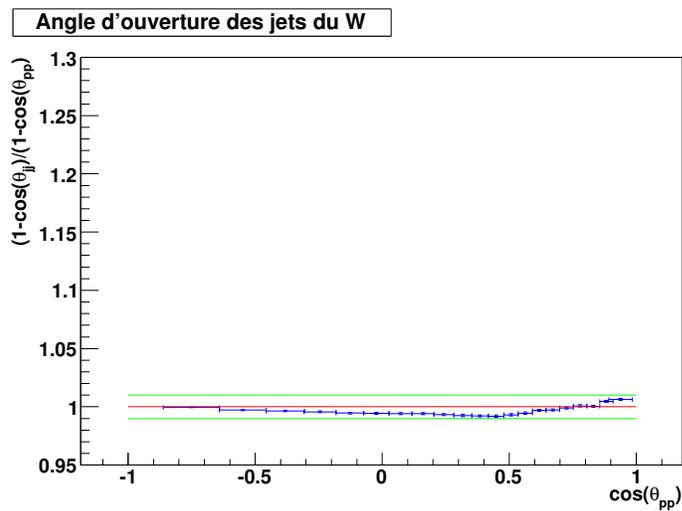


FIG. 7.18 – Comparaison de l'angle d'ouverture des deux partons et des deux jets issus d'un W en fonction de l'angle d'ouverture des deux partons.

- La fonction d'étalonnage est universelle, et suit la même loi en fonction de l'énergie pour les deux jets ;
- le décalage en masse invariante est dû à l'étalonnage en énergie des jets, pas à une erreur de mesure de l'angle d'ouverture. La figure 7.18 montre que cette hypothèse est vérifiée sur la simulation.

Compte tenu du lot d'événements utilisé, l'étalonnage ne concerne que des jets légers d'énergie inférieure à 400 GeV environ, isolés ($\Delta R > 0.8$ entre deux jets) et produits dans une couverture azimuthale $|\eta| < 2.5$.

7.2.2 La méthode de rescaling itératif

Ce que l'on souhaite, c'est extraire les coefficients d'étalonnage uniquement à partir des données et sans connaître *a priori* la forme de la fonction de calibration. Ceci est dans le principe réalisable en généralisant la simple méthode de "rescaling".

Pour une tranche donnée i en énergie de jet, on forme les distributions $M_i = M_{jj}$, on détermine la valeur 'pic' de la distribution M_i et on calcule le rapport $R_i = \frac{M_W^{PDG}}{M_i}$. Tous les jets d'énergie tombant dans cette tranche contribuent prioritairement, et le rapport R_i peut s'exprimer comme $R_i = \sqrt{\alpha_i \langle \alpha \rangle}$ ou α_i correspond au coefficient d'étalonnage pour cette tranche d'énergie et $\langle \alpha \rangle$ à la moyenne de l'étalonnage pour tous les autres jets du lot d'étude.

On peut démontrer analytiquement qu'à l'ordre n :

$$\alpha_i = \prod_n R_i^n \quad (7.6)$$

D'une manière pratique, cela revient à déterminer une première fois ($n=1$) :

- le rapport pour chaque tranche d'énergie i soit $R_i^1 = \frac{M_W^{PDG}}{M_i} = \frac{M_W^{PDG}}{M_{jj}}$,
- d'identifier ce rapport au coefficient d'étalonnage pour cette tranche, soit $\alpha_i = R_i^1$, puis de réitérer.

La seconde fois ($n=2$) on :

- fabrique à nouveau les distributions avec cette fois-ci $M_i^2 = \sqrt{\alpha_1 \alpha_2} M_i^1$,
- détermine le rapport $R_i^2 = \frac{M_W^{PDG}}{M_i^2}$,
- puis redéfinit un nouveau $\alpha_i = R_i^2 \times R_i^1$,
- puis réitère.

La méthode converge rapidement en quelques itérations, selon la statistique disponible et la précision voulue. La figure 7.19 montre les coefficients déduits par rescaling itératif et les compare aux coefficients d'étalonnage bruts attendus. Il est à noter que les coefficients obtenus prennent en compte les effets moyens au 'pic' induits par les contributions ISR, FSR, UE et MB.

Ces coefficients, dépendants de l'énergie des jets, sont modifiés par le biais décrit au paragraphe 7.1.2. Il est donc nécessaire de connaître la résolution en énergie de l'ensemble calorimétrique d'ATLAS pour déconvoluer les valeurs obtenues du biais, et obtenir les coefficients d'étalonnage finals. Pour une présélection à $P_T > 40$ GeV/ c , la fonction de correction, présentée sur la figure 7.20, est relativement plate, les effets de coupure en P_T et l'effet de

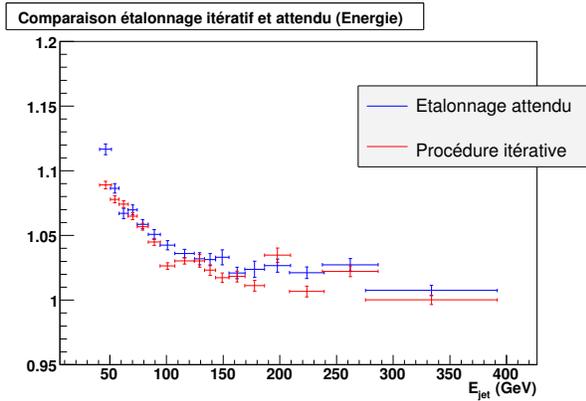


FIG. 7.19 – Coefficients déduits par rescaling itératif (en bleu) et comparaison aux coefficients d'étalonnage brut attendus (en rouge), en fonction de l'énergie du jet.

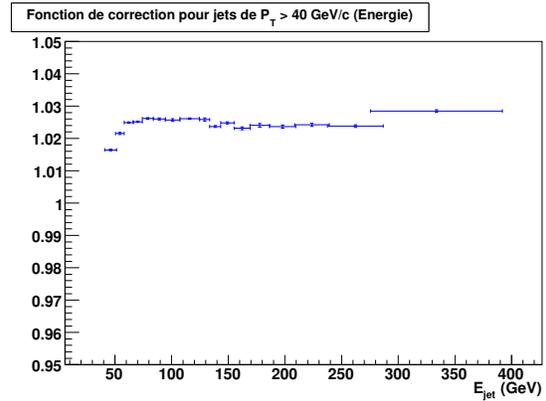


FIG. 7.20 – Fonction de correction corrigeant les effets dus à la résolution, à appliquer aux jets.

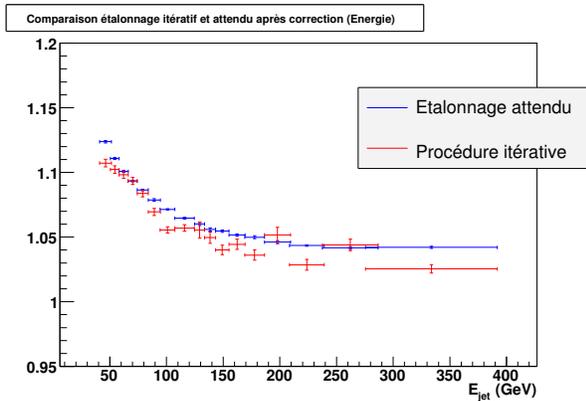


FIG. 7.21 – Coefficients déduits par rescaling itératif (en bleu) et comparaison aux coefficients d'étalonnage attendus (en rouge), en fonction de l'énergie du jet après application de la fonction de correction.

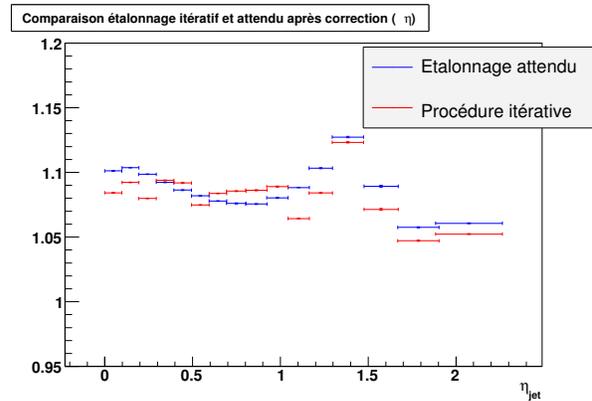


FIG. 7.22 – Coefficients déduits par rescaling itératif (en bleu) et comparaison aux coefficients d'étalonnage attendus (en rouge), en fonction de la pseudorapidité du jet après application de la fonction de correction.

résolution sur le “binning” se compensant. La figure 7.21 compare l'étalonnage global attendu et les coefficients finals obtenus. Un décalage systématique de 0.6 % est observé en moyenne, attribué à la non prise en compte des effets de résolution en η .

Une fonction d'étalonnage dépendant de la pseudorapidité peut également être obtenue selon le même mode opératoire en formant les distributions de masse par tranche de pseudorapidité (figure 7.22).

7.2.3 Les autres méthodes

Une autre méthode dénommée méthode des “templates” [142] à récemment vu le jour. Elle consiste à simuler un lot d'événements Top semileptoniques, puis de modifier l'énergie des partons en y accolant une fonction de résolution et d'étalonnage afin de rendre compte des caractéristiques de l'ensemble calorimétrique. De nombreux lots ou “templates” sont produits, chacun avec une fonction d'étalonnage et/ou de résolution différente. Chacun de ces “templates” est comparé aux données observées, et une minimisation de χ^2 permet de déduire les fonctions d'étalonnage et de résolution qui reproduisent le mieux les distributions de masse de paires de jets M_{jj} .

Cette méthode a l'avantage d'intégrer complètement les biais de résolution, qui sont pris en compte à travers la fonction de résolution. Les résultats obtenus donnent directement la fonction d'étalonnage globale. Elle a le désavantage de pré-supposer une forme définie pour la fonction d'étalonnage^a et est très sensible aux effets de FSR, ISR, UE, MB puisque le χ^2 s'appuie sur la forme de la résonance. Cette méthode donne des résultats équivalents à ceux de la méthode itérative.

La dernière méthode est en fait la plus ancienne. Elle est décrite en [127, 145, 143]. Les distributions de masse formées par tranches d'énergie sont ici remplacées par les variables C_1, C_2 (figure 7.23), issues d'une minimisation de χ^2 contraignant M_{jj} à M_W^{PDG} , de la forme :

$$\chi^2 = \frac{(\sqrt{C_1 \times C_2} M_{jj} - M_W^{PDG})^2}{\sigma_W^2} + \sum_{j=1,2} \frac{(E_j \times C_j - E_j)}{\sigma_{E_j}} \quad (7.7)$$

La minimisation est effectuée événement par événement, et C_1 et C_2 représentent les coefficients d'étalonnage à appliquer au premier et second jet pour fixer la masse observée à M_W^{PDG} . Les coefficients C_1 et C_2 sont contraints à rester dans les limites définies par la résolution en énergie des jets associés σ_{E_j} .

Cette méthode permet d'étalonner correctement les jets, mais souffre d'un défaut de principe : c'est la résolution σ_{E_j} qui indique comment répartir la correction d'étalonnage sur l'un ou l'autre jet. S'il est vrai que la correction “out of cone energy” est très corrélée à la résolution, il n'est *a priori* pas évident que la contribution 'étalonnage des calorimètres' soit aussi fortement. Cette méthode a été testée sur des événements générés par ATLFast, avec et sans ISR ou FSR [127] et avec une simulation complète [143].

^aC'est aussi le cas pour la fonction de résolution, mais celle-ci sera connue par ailleurs, et peu de surprises sont attendues dans la forme de sa paramétrisation.

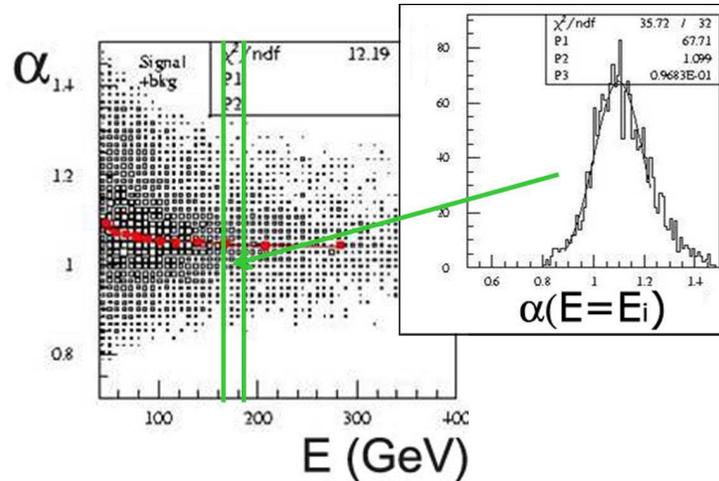


FIG. 7.23 – Schéma illustrant la méthode dite de ' χ^2 ' pour extraire les coefficients d'étalonnage.

7.3 Conclusions

Ces études de calibration sont en cours^b. Ce chapitre a tracé les grandes lignes de la problématique. Il reste encore beaucoup de travail à effectuer pour donner des résultats précis avec une liste de systématiques associée aux valeurs obtenues pour les coefficients d'étalonnage.

Dans leur principe, les trois méthodes permettent d'appréhender sous un angle différent l'étalonnage global des jets. Elles contribueront toutes à mieux cerner le problème et à réaliser une calibration précise des jets issus des événements Top. Il reste à démontrer que cet étalonnage est aussi valide et précis lorsque les jets sont issus d'autres processus physiques.

En pratique, les lots de W qui seront extraits des événements Top semileptoniques sélectionnés auront passé un filtre de coupures de sélection, notamment sur l'impulsion transverse des jets, et contiendront une fraction d'événements de bruit de fond.

Un biais statistique, du même type que celui décrit au paragraphe 7.1.2, est induit par les coupures en P_T appliquées sur les jets sélectionnés. Son ampleur est également calculable connaissant le spectre et la résolution en P_T .

La fraction de bruit de fond est de l'ordre de 10 à 15%, provenant essentiellement du bruit de fond combinatoire, pour les événements avec 2 jets b identifiés (voir chapitre 5.3). Leur distribution est relativement plate et n'aura que peu d'incidence sur l'étalonnage, si ce n'est que ce bruit de fond contribue davantage pour les distributions de masse dans les tranches de basse énergie des jets.

Par contre, si l'on se place dans une optique différente, au moment des premières données et sans utiliser les informations d'identification de jets de b, le taux de bruit de fond sera

^bles résultats montrés ici proviennent en partie de développements effectués par D. Pallin.

plus important et il faudra le prendre en compte dans la détermination de l'étalonnage. C'est en partie l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 8

Vers une stratégie pour les premiers événements $t\bar{t}$ reconstruits : calibration et mesure de masses

Les analyses décrites dans les chapitres précédents prennent place dans un contexte où le détecteur a été optimisé en tirant parti des premières données. En particulier l'efficacité d'identification des jets b aura pu être optimisée pour atteindre la valeur attendue d'environ 60 % grâce à une connaissance accrue de la géométrie et des caractéristiques du détecteur.

Même si les mesures seront moins précises, certaines des propriétés du quark Top peuvent néanmoins être mesurées avec les données initiales. Ceci nécessite de modifier l'approche par rapport aux chapitres 5 et 6. Nous allons donc définir une stratégie possible pour la calibration des jets et une mesure initiale de la masse du Top avec les premiers 540 pb^{-1} de données collectées par ATLAS au démarrage (correspondant à 6 jours à basse luminosité^a). Plus généralement, le processus $t\bar{t}$ se révèle être un outil de choix lors de la phase de “commissioning” pour la calibration du détecteur et pour comprendre ses performances [146].

L'efficacité d'identification des jets b sera probablement réduite au début. Il convient donc de s'orienter vers une stratégie de présélection où l'algorithme d'identification des jets b n'est pas utilisé. De même, la calibration des jets n'étant pas réalisée, il faudra dans un premier temps s'appuyer sur des stratégies de reconstruction faiblement liées aux quadri-moments des jets et à l'énergie manquante.

Nous allons procéder par étape. Dans une première partie, nous allons évaluer l'impact d'une analyse sans identification des jets b (“analyse 0 jet b ”) calquée sur l'analyse présentée au chapitre 5 avec le même lot d'événements. Dans une seconde étape, nous modifierons la stratégie d'analyse afin de prendre en compte la méconnaissance des performances du détecteur au démarrage avec les premiers 540 pb^{-1} de données collectées.

8.1 Analyse 0 jet b avec détecteur optimisé

Sans identification des jets b , la part de bruit de fond physique augmente considérablement ($W + jets$). De même, tous les jets étant considérés comme légers, ils sont tous

^aOn prend ici l'hypothèse de 10 fb^{-1} par an à basse luminosité pour une durée de faisceau de 100 jours.

Nombre de jets	Nombre d'événements	Nombre d'événements ATE
4 jets	12634	2716
5 jets	3819	1437
> 5 jets	876	429
TOTAL	17329	4582

TAB. 8.1 – Répartition des événements reconstruits en fonction du nombre de jets légers pour les événements sans identification des jets b .

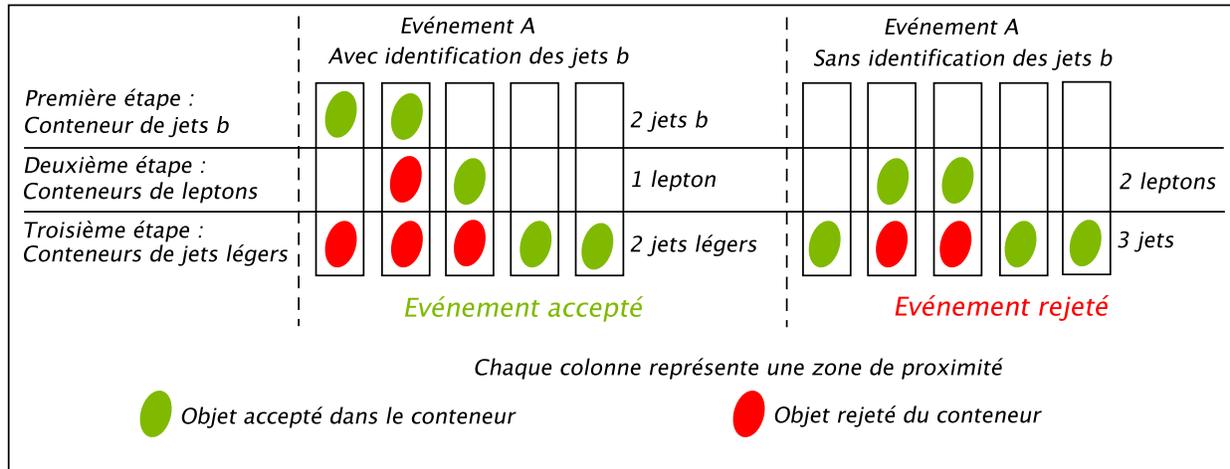


FIG. 8.1 – Illustration de l'impact de la procédure de nettoyage des conteneurs sur le nombre d'événements présélectionnés. Un événement pour lequel l'un des leptons est rejeté après identification des jets b peut ne plus vérifier les critères de présélection en l'absence d'identification des jets b .

utilisés pour la reconstruction du W hadronique (jets ISR et FSR inclus) et conduisent à une combinatoire, donc un risque de mauvaise combinaison, élevée.

8.1.1 Sélection des événements

Pour limiter la combinatoire, seuls les événements présélectionnés contenant exactement quatre jets seront considérés dans la suite. Comme le montre la table 8.1, ces événements représentent 73 % de l'ensemble des événements reconstruits : l'analyse des événements avec uniquement 4 jets n'est donc pas préjudiciable à la statistique finale. Nous serions néanmoins tentés de considérer également les événements à 5 jets car ils représentent un tiers des événements ATE (pour lesquels l'ensemble des particules issues des Top sont reconstruites). Nous avons privilégié ici la pureté du lot final et éliminé les événements à plus de quatre jets.

Au regard de cette table, une autre remarque peut être émise. Le lot d'événements présélectionné ici (17329 événements) est légèrement inférieur au lot d'événements présélectionnés en identifiant les jets b (17369 événements, table 4.3). Cette très légère différence s'explique par la procédure de nettoyage des conteneurs décrite au chapitre 4, où le conteneur de jets b est gardé tel quel alors que les conteneurs de leptons puis de jets légers sont nettoyés consécu-

méthode	CM labo		CM jj		CM jjjjl	
	Vrai W	Faux W	Vrai W	Faux W	Vrai W	Faux W
$ M(j, j) - M_W^{\text{pic}} $ minimal	1671	1045	1671	1045	1671	1045
$ \cos(\theta_{\text{jet}}^*)_{jj} $ minimal			606	2110		
E(j, j) maximal	354	2362	10	2706	124	2592
$P_T(j, j)$ maximal	899	1817			831	1885
P(j, j) maximal	723	1993			926	1790
$\Delta R(j, j)$ minimal	1157	1559			1102	1614
χ^2 minimal	1635	1081	1663	1053	1652	1064

TAB. 8.2 – Nombre de vrais et faux W hadroniques reconstruits parmi les événements ATE sans identification des jets b, en fonction de la méthode de reconstruction du W hadronique.

tivement. Comme l'illustre la figure 8.1, un événement qui vérifie les critères de présélection peut ne plus vérifier ces conditions lorsque les jets b ne sont pas identifiés. Les candidats leptons contenus dans le cône des jets b ne sont alors plus supprimés de leur conteneur, et peuvent conduire à réduire le nombre de jets légers dans certains cas. Ceci illustre donc l'impact que peut avoir la procédure de nettoyage des conteneurs au niveau de la présélection.

Dans ce chapitre, les critères de présélection appliqués sont finalement :

- 1 lepton isolé (électron ou muon) vérifiant $P_T > 20$ GeV/c (muons) ou $P_T > 25$ GeV/c (électrons) et $|\eta| < 2.5$
- une impulsion transverse manquante supérieure à 20 GeV/c
- **exactement 4 jets** d'impulsion transverse $P_T > 40$ GeV/c

Comme précédemment, si plusieurs leptons sont présents dans l'événement, par cohérence avec les choix précédents, l'unique lepton conservé est celui de plus haute impulsion transverse même si le choix du lepton de plus haute impulsion ou de plus haute énergie est équivalent. Ce choix, nécessaire dans moins de 1 % des cas, conduit à une pureté du lot de leptons sélectionnés de 99.7 %.

La question est alors de déterminer la stratégie la plus efficace pour identifier correctement les deux jets qui formeront le W hadronique et celui qui correspond au jet b hadronique. Pour ce faire, le lot d'événements ATE est utilisé, comptant 2716 éléments. En s'appuyant sur les résultats des chapitres précédents, le W hadronique sera d'abord déterminé, puis le jet b hadronique sera identifié à partir de la connaissance du W hadronique.

8.1.2 Reconstruction des particules

8.1.2.1 Reconstruction du W hadronique

Diverses méthodes de reconstruction du W hadronique déjà éprouvées ont été testées dans les divers référentiels accessibles. La table 8.2 regroupe le nombre de vrais et faux W hadroniques reconstruits par ces différentes méthodes. Comme nous l'avons déjà constaté dans les analyses précédentes, la méthode de reconstruction du W hadronique la plus efficace est $|M(j, j) - M_W^{\text{pic}}|$ minimal, suivie de χ^2 minimal et $\Delta R(j, j)$ minimal, toutes dans le référentiel du laboratoire.

méthode	CM labo		CM jjb		CM jjjl	
	Vrai b	Faux b	Vrai b	Faux b	Vrai b	Faux b
$ \cos(\theta_b)_{Wb}^* $ minimal			1091	1625		
E(W, b) minimal	1090	1626	1508	1208	1286	1430
$P_T(W, b)$ maximal	1390	1326	1241	1475	1414	1302
P(W, b) maximal	1235	1481	1175	1541	1560	1156
$\Delta R(W, b)$ minimal	1475	1241	1091	1625	1496	1220
$\Delta R(W, b) - \Delta R(l, b)$ minimal	1463	1253	1266	1450	1431	1285
E(l, b) minimal	1090	1626			1286	1430
$P_T(l, b)$ minimal	1337	1379			1416	1300
P(l, b) minimal	1247	1469			1559	1157
$\Delta R(l, b)$ maximal	1357	1359			1364	1352
$D(Wb)_{CMjjj}$ minimal			1615	1101		

TAB. 8.3 – Nombre de vrais et faux jets b hadroniques reconstruits parmi les événements ATE sans identification des jets b, en fonction de la méthode de reconstruction du jet b hadronique. Les deux jets formant le W hadronique sont sélectionnés au préalable.

Comme dans le cas de l'analyse à 1 jet b, l'efficacité de reconstruction du W hadronique pour les événements ATE décroît significativement par rapport à l'analyse à 2 jets b.

8.1.2.2 Reconstruction du Top hadronique

Une fois définis les deux jets formant le W hadronique, il reste à discriminer le jet b hadronique du jet b leptonique parmi les deux jets restants, qui sont alors calibrés comme des jets b. Le jet b hadronique est recherché par les méthodes représentées dans la table 8.3, soit à partir de la connaissance du W hadronique, soit en utilisant le lepton sélectionné. Plusieurs méthodes fournissent une efficacité équivalente. Néanmoins, la meilleure consiste à utiliser les contraintes dans le centre de masse {W, jet} telles que définies au chapitre 6 ($D(Wb)_{CMjjj}$ minimal), qui conduisent à une efficacité de sélection des jets b de 59 % pour les événements ATE.

Les valeurs des paramètres μ_{Ejjb} et μ_{2Eb} (figure 8.2) peuvent être extraites du lot d'étude complet. Ces valeurs sont très proches des valeurs théoriques attendues pour une masse du quark Top de 175 GeV/c² :

$$\mu_{Ejjb} = 37.68 \text{ GeV} \quad (8.1)$$

$$\mu_{2Eb} = 138.4 \text{ GeV} \quad (8.2)$$

8.1.2.3 Conclusion

Comme dans les chapitres précédents, deux méthodes supplémentaires pour sélectionner directement la triplette de jets formant le Top hadronique ont été essayées. La première consiste à choisir les trois jets qui maximisent le P_T du Top, la seconde, plus efficace, sélectionne les trois jets qui minimisent la distance définie par l'équation :

$$D(j_1 j_2 b)_{CMjjj} = \sqrt{(\mu_{Ejjb} - (E_{j_1}^* + E_{j_2}^* - E_b^*))^2 + (\mu_{2Eb} - 2E_b^*)^2} \quad (8.3)$$

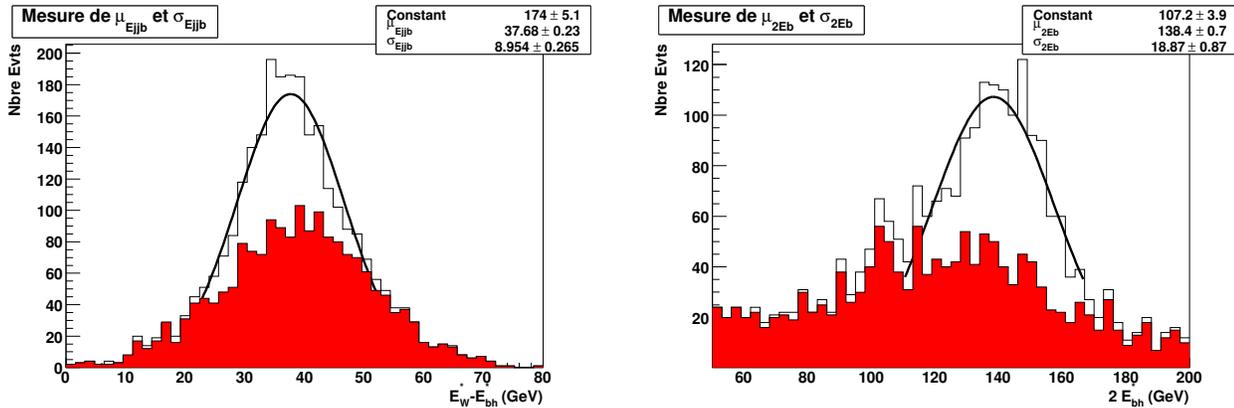


FIG. 8.2 – Evaluation des paramètres μ_{Ejbb} (à gauche) et μ_{2Eb} (à droite) à partir de l'ensemble complet des événements sans jet b, après application des coupures **C1**, **C3** et **C8**. Le bruit de fond combinatoire est représenté en rouge. Le jet b est ici choisi par $P(W, b)$ maximal dans $\{CM_{jjj}\}$.

Cette dernière méthode est ici plus profitable que dans l'analyse à 1 jet b, et conduit à des résultats similaires à la méthode adoptée :

- le W hadronique est d'abord reconstruit par $|M_{jj} - M_W^{\text{pic}}|$ minimal ;
- le jet b hadronique est ensuite sélectionné par $D(Wb)_{CM_{jjj}}$ minimal.

Le spectre de masse du Top hadronique (lot complet d'événements sans jet b) obtenu par cette stratégie est donné par la figure 8.3. Le bruit de fond combinatoire présente un pic résonant à la masse du Top. Ce pic résonant provient des événements pour lesquels les trois jets issus du Top hadronique sont bien choisis mais où le jet b est interverti avec l'un des jets légers (spectre en gris "bonnes triplettes mal assignées").

Ces événements n'ont *a priori* pas de raison de piquer à la masse du Top puisque la calibration 'jet b'^b est appliquée au mauvais jet. Cependant, comme le montre la figure 8.4, la masse invariante diffère très peu (moins de 1 GeV/c²) quand le jet calibré b pour ces événements est sélectionné aléatoirement parmi les trois jets choisis pour former le Top. L'important est donc de choisir la bonne triplette et d'appliquer la calibration 'jet b' à l'un des jets. Nous pouvons donc finalement considérer les triplettes mal assignées comme du signal.

8.1.3 Coupures de sélection

Les coupures de sélection employées dans cette analyse sont les mêmes que dans l'analyse à 1 jet b, rappelées dans la table 8.4.

La combinaison $\{\mathbf{C1}+\mathbf{C3}+\mathbf{C8}\}$ conserve 47 % des événements ATE bien reconstruits et rejette 84 % des événements mal reconstruits. La combinaison $\{\mathbf{C3}+\mathbf{C4}+\mathbf{C5}+\mathbf{C8}\}$ reste la plus sévère en ne conservant que 44 % des événements ATE bien reconstruits et rejetant 89 % du bruit de fond combinatoire.

^bLa calibration globale appliquée sur les jets b et les jets légers est différente surtout à basse énergie (voir chapitre 4).

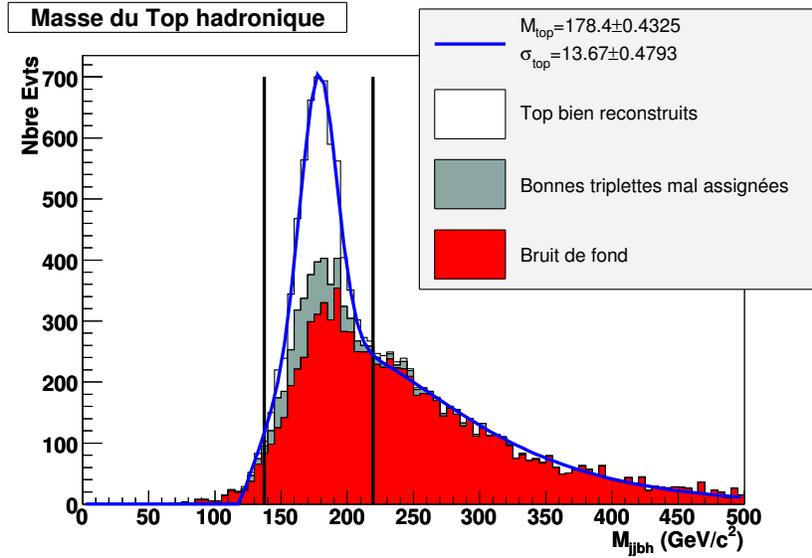


FIG. 8.3 – Spectre de masse du Top hadronique reconstruit par $|M_{jj} - M_W^{pic}|$ minimal pour le W et $D(Wb)_{CMjjj}$ minimal dans $CM \{jjj\}$ pour le jet b . Aucune coupure de sélection n'est appliquée.

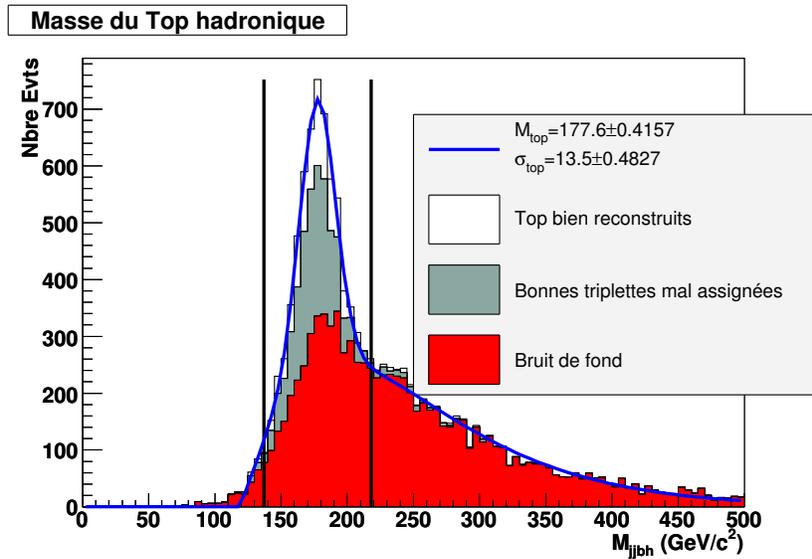


FIG. 8.4 – Spectre de masse du Top hadronique reconstruit à partir des trois jets sélectionnés par $|M_{jj} - M_W^{pic}|$ minimal et $D(Wb)_{CMjjj}$ minimal dans $CM \{jjj\}$, mais pour lesquels le jet b est ensuite choisi aléatoirement et calibré en conséquence. Aucune coupure de sélection n'est appliquée.

C1	$ M_W - M_W^{\text{pic}} < 2 \cdot \sigma_{M_W}$
C3	$M_{\text{lepton, jet b leptonique}} < 160 \text{ GeV}/c^2$
C4	$ (E_W^* - E_{\text{jet b hadronique}}^*) - \mu_{E_{\text{jjb}}} < 1.5 \cdot \sigma_{E_{\text{jjb}}}$
C5	$ 2 \cdot E_{\text{jet b hadronique}}^* - \mu_{2E_{\text{b}}} < 2 \cdot \sigma_{2E_{\text{b}}}$
C8	$\Delta R(\text{lepton, jet b hadronique}) - \Delta R(W, \text{jet b hadronique}) > 1$

TAB. 8.4 – Coupures de sélection appliquées en vue d'améliorer la pureté du lot de Top reconstruits dans l'analyse sans identification de jets b.

Coupure	Signal	Bruit de fond	Efficacité (%)	Pureté (%)
{ C1+C3+C8 }	1081	996	1.61	52.1
{ C3+C4+C5+C8 }	925	714	1.27	56.4

TAB. 8.5 – Efficacité de reconstruction et pureté du lot de W hadroniques reconstruits par $|M(j, j) - M_W^{\text{pic}}|$ minimal en fonction de la combinaison de coupures de sélection.

8.1.4 Spectres de masse

8.1.4.1 Masse du W hadronique

La figure 8.5 représente le spectre de masse du W hadronique pour les événements sélectionnés lorsque la combinaison {**C1+C3+C8**} est employée alors que la figure 8.6 donne ce spectre pour les coupures {**C3+C4+C5+C8**}. Dans les deux cas, le bruit de fond combinatoire présente une importante résonance sous le pic de masse du W hadronique, due à la méthode de reconstruction $|M_{jj} - M_W^{\text{pic}}|$ minimal. La table 8.5 montre que la pureté maximale du lot de W hadroniques n'excède pas 56 % sans prendre en compte le bruit de fond physique.

L'absence d'identification des jets b accroît la part de bruit de fond physique, notamment celle des événements $W + jets$ par rapport aux analyses précédentes.

8.1.4.2 Masse du Top hadronique

Le spectre de masse du Top obtenu avec chacun des deux jeux de coupures est représenté sur les figures 8.7 et 8.8. Le bruit de fond combinatoire comme le bruit de fond physique ne sont plus négligeables comme auparavant. La pureté en Top est de l'ordre de 65 % sans prendre en compte le bruit de fond physique (table 8.6) et de l'ordre de 55 % en incluant le bruit de fond physique. Pour déterminer la masse du Top à partir de ce lot final, il est nécessaire de connaître la forme de ces deux bruits de fond, même si leur impact semble faible en ce qui concerne la sélection par les coupures {**C3+C4+C5+C8**}. Comme le montre la figure 8.9, l'erreur systématique due aux mauvais choix du jet b dans les bonnes triplettes mal assignées est de l'ordre de $0.2 \text{ GeV}/c^2$, et donc relativement faible.

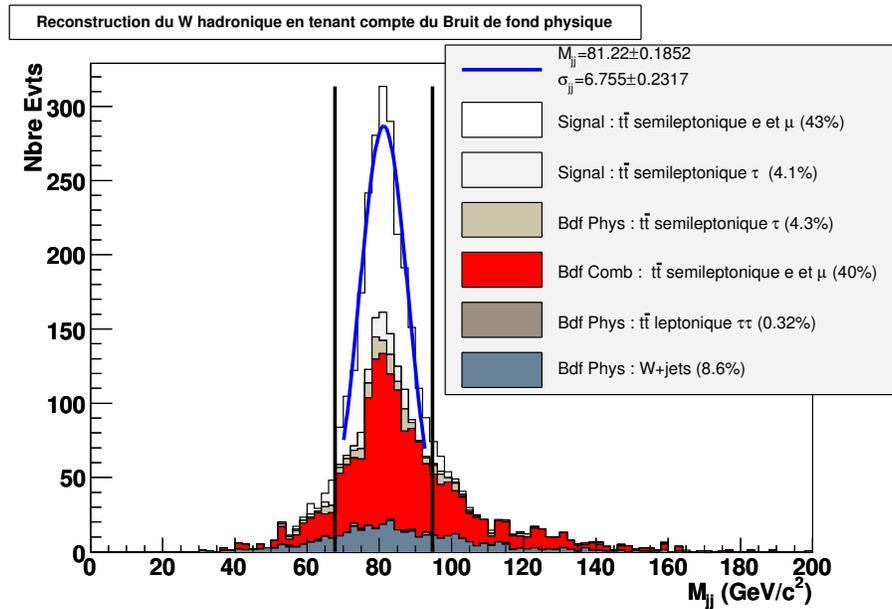


FIG. 8.5 – Spectre de masse du W hadronique reconstruit par $|M_{jj} - M_W^{\text{pic}}|$ minimal. Les coupures $\{C3+C8\}$ sont appliquées (Les lignes verticales représentent les bornes de la coupure C1).

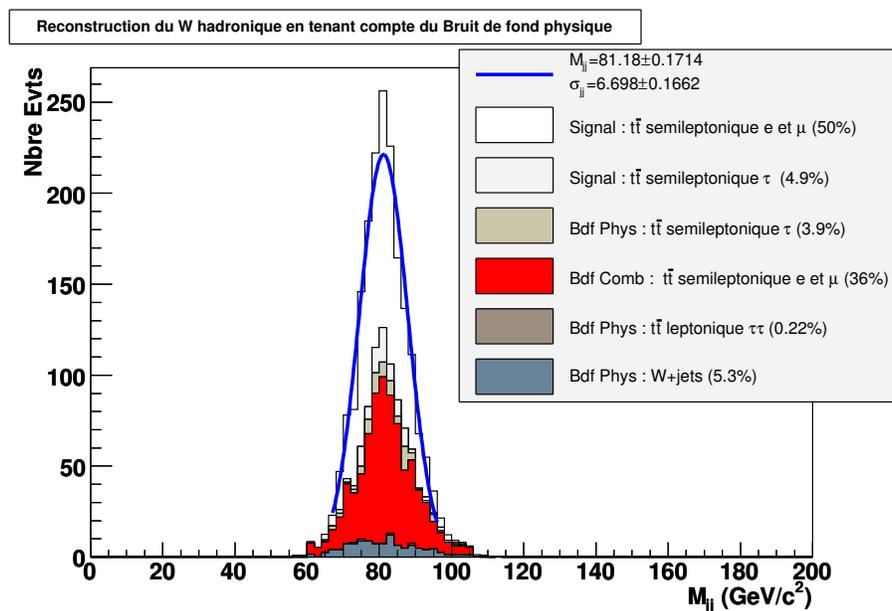


FIG. 8.6 – Spectre de masse du W hadronique reconstruit par $|M_{jj} - M_W^{\text{pic}}|$ minimal. Les coupures $\{C3+C4+C5+C8\}$ sont appliquées.

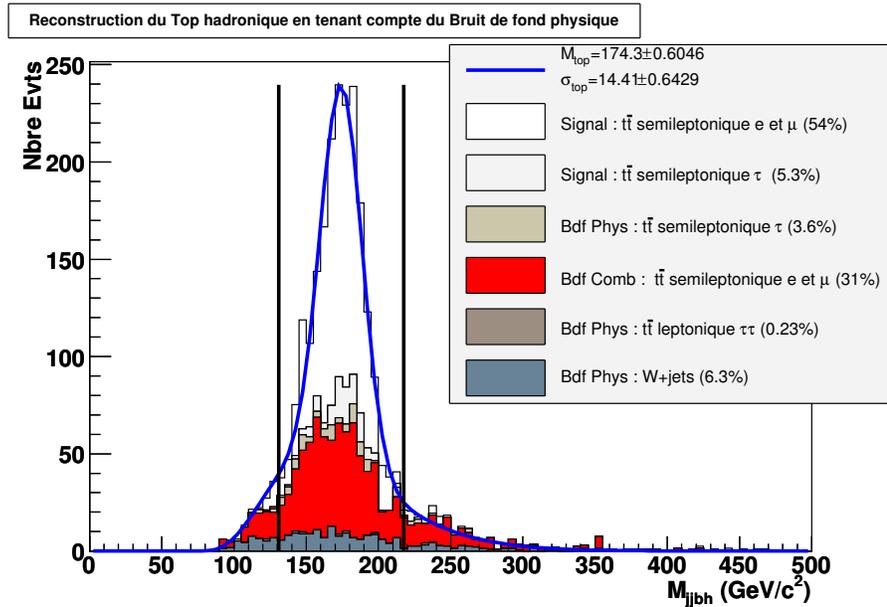


FIG. 8.7 – Spectre de masse du Top hadronique. Le W hadronique est reconstruit par $|M_{jj} - M_W^{pic}|$ minimal et le jet b hadronique par $D(Wb)_{CMjjj}$ minimal. Les coupures $\{C1+C3+C8\}$ sont appliquées. Les pourcentages sont exprimés par rapport à une coupure à $\pm 3\sigma_{M_{Top}}$ autour de la masse du Top reconstruit représentée par les lignes verticales.

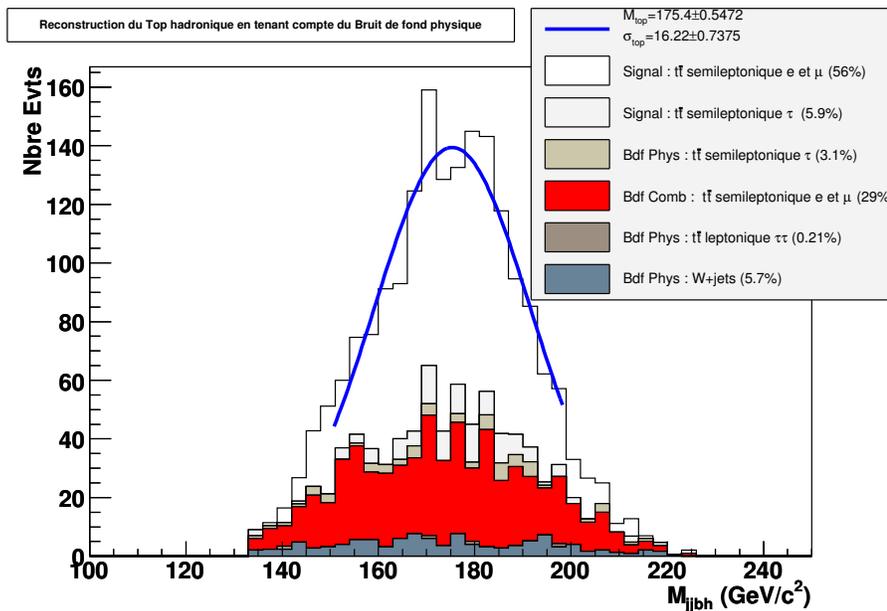


FIG. 8.8 – Spectre de masse du Top hadronique. Le W hadronique est reconstruit par $|M_{jj} - M_W^{pic}|$ minimal et le jet b hadronique par $D(Wb)_{CMjjj}$ minimal. Les coupures $\{C3+C4+C5+C8\}$ sont appliquées.

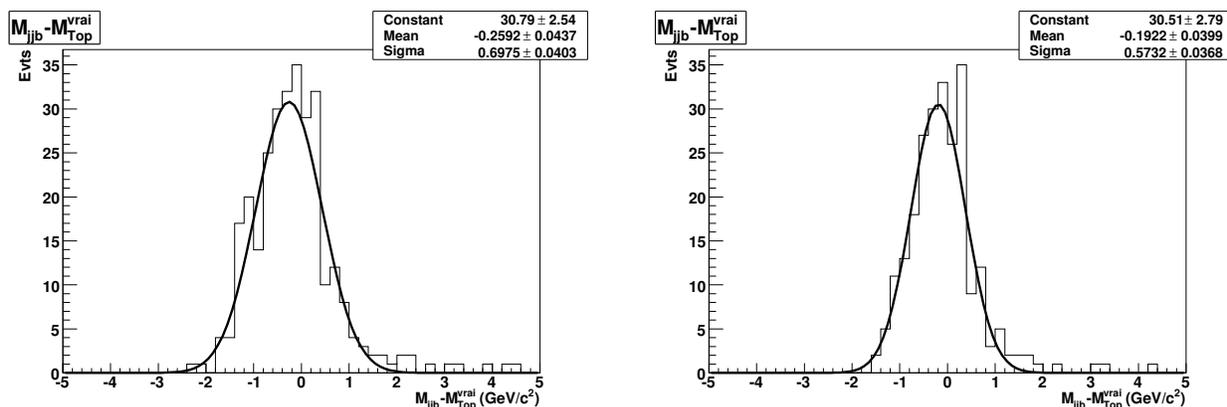


FIG. 8.9 – Variation de la masse du Top reconstruit pour les “bonnes triplettes mal assignées” par rapport à la masse du vrai Top correspondant. A gauche : les coupures $\{C1+C3+C8\}$ sont appliquées. A droite : les coupures $\{C3+C4+C5+C8\}$ sont appliquées.

Coupure	Signal	Bruit de fond	Efficacité (%)	Pureté (%)	Masse Top (GeV/c ²)	Largeur Top (GeV/c ²)
$\{C1+C3+C8\}$	1158	660	1.41	63.7	174.1 ± 0.6	15.0 ± 0.6
$\{C3+C4+C5+C8\}$	1079	559	1.27	65.9	175.2 ± 0.6	16.1 ± 0.7

TAB. 8.6 – Efficacité de reconstruction et pureté du lot de Top hadroniques dans une fenêtre en masse de $\pm 3\sigma_{M_{Top}}$ autour de la masse du Top reconstruit, en fonction de la combinaison de coupures. (Les bonnes triplettes mal assignées sont ici considérées comme du signal.)

8.1.4.3 Conclusion

L'analyse développée au cours de cette section avait pour but d'estimer l'impact sur le spectre de masse d'une présélection sans jet b. Nous avons pu relever un point important : lorsque la bonne triplette est choisie, la masse invariante {jet, jet, jet b} est très peu dépendante du jet choisi comme jet b, sur lequel est appliquée la calibration globale 'jet b'. Cela nous conduit donc à orienter notre stratégie d'analyse au démarrage vers une recherche des bonnes triplettes plutôt que la recherche des bonnes paires de W et du bon jet b formant le Top hadronique.

8.2 Stratégie au démarrage du LHC

8.2.1 Stratégie générale

Il est évident que les premiers événements enregistrés au LHC ne seront pas livrés "clef en main" en vue des mesures de précision. Ces premiers événements (nous considérerons les 540 pb^{-1} d'événements disponibles) seront l'occasion d'établir les procédures préalables à toute mesure de précision, telles que l'étalonnage des jets ou la compréhension et l'amélioration des performances du détecteur (notamment l'identification des jets b et la mesure de l'énergie manquante). La précision de l'étalonnage des jets étant à ce stade mal connue, la reconstruction des W et Top hadroniques peut être réalisée sur la base de critères purement géométriques (tel que ΔR) dans la mesure où la granularité du détecteur ATLAS est particulièrement fine. De plus, l'indépendance de telles méthodes de reconstruction vis-à-vis de l'étalonnage en font des méthodes de référence, constantes au cours du temps, auxquelles les autres méthodes pourront être comparées.

La première phase de calibration achevée, les procédures de présélection (dépendantes de l'impulsion transverse des jets) et de reconstruction devront à nouveau être menées mais cette fois sur les événements calibrés. Ce lot d'événements calibrés permettra alors d'affiner la calibration des jets.

Une fois la calibration réalisée de façon suffisamment précise, les événements pourront être reconstruits en utilisant les méthodes les plus efficaces telles que celles présentées dans la section précédente.

En parallèle, les algorithmes d'identification des jets b auront été affinés, autorisant l'utilisation des méthodes développées au chapitre 5 (analyse à 2 jets b) dès que l'efficacité d'identification des jets b le permettra. Dans le cas contraire, les méthodes de reconstruction des événements à 1 ou 0 jet b devraient être principalement utilisées afin de conserver une statistique élevée.

8.2.2 Présélection des premiers événements

Nous nous bornerons dans la suite à initier la stratégie générale décrite ci-dessus en nous plaçant dans la situation du traitement des tous premiers événements collectés. Nous n'appliquons donc aucun étalonnage préalable des événements simulés et considérons tous les jets comme des jets légers ("analyse 0 jet b").

Il semble opportun de conserver la coupure de présélection $P_T > 40 \text{ GeV}/c$ sur les jets reconstruits (non calibrés). Cela permet d'être au-dessus du seuil de déclenchement pour les

jets, de limiter la part de bruit de fond physique, et de faciliter considérablement l'étalonnage. La coupure sur l'énergie transverse manquante est importante pour réduire le bruit de fond QCD. L'étalonnage de cette énergie manquante est certainement une des tâches les plus ardues au démarrage. Il conviendrait de se passer de cette coupure ou alors d'en définir une "in situ" en ne considérant que les jets et leptons du processus $t\bar{t}$. Ce travail n'est pas fait ici, et nous conservons cette coupure $E_T^{Manq} > 20 \text{ GeV}/c$ pour l'analyse qui suit.

8.2.3 Reconstruction des premiers événements $t\bar{t}$

A la lumière des conclusions de la section précédente, la reconstruction du Top par identification du W puis du jet b hadronique n'est pas nécessaire. Il suffit de sélectionner trois jets sans chercher à déterminer leur origine, puis d'étalonner l'un de ces jets comme un jet b. Puisque nous nous plaçons ici dans le cadre de l'analyse des tous premiers événements, aucun des jets ne sera étalonné (la fonction de calibration n'étant alors pas connue). Les trois jets les plus proches dans chaque événement sont pris pour former le Top hadronique.

Trois combinaisons sont possibles pour former le W. Nous avons pu vérifier que le jet de plus basse énergie dans le centre de masse du système {jet, jet, jet} est un jet léger provenant du W hadronique dans 86 % des cas (détecteur non calibré), permettant de réduire le nombre de combinaisons à deux. Ainsi, la figure 8.10 montre le spectre de masse du W obtenu en considérant deux paires de jets par événement, chaque paire contenant le jet de plus basse énergie dans le centre de masse des trois jets sélectionnés. La part d'événements signaux bien reconstruits est dans ce cas de 30 % dans la fenêtre de masse autour de la masse du W.

Le spectre de masse du Top hadronique (formé des trois jets les plus proches) est représenté sur la figure 8.11 où les événements signaux bien reconstruits représentent 30 %. En ne conservant que les événements où l'un des deux W est contenu dans la fenêtre de masse $|M_{jj} - M_W| < 2\sigma_{M_W}$, la contribution des Top bien reconstruits atteint 42 %, comme le montre la figure 8.12. On peut noter qu'une méthode alternative sélectionnant les trois jets donnant le système de plus haut P_T donne des résultats similaires tout en étant moins efficace.

8.2.4 Calibration des premiers événements $t\bar{t}$

Sur la base de cette première reconstruction des événements Top, la procédure de calibration par processus itératif, décrite au chapitre 7, est mise en oeuvre. Sur la figure 8.13, nous voyons que les coefficients d'étalonnage obtenus dans le cadre du processus d'étalonnage itératif sont excessivement proches de ceux attendus en se basant sur la vérité Monte-Carlo. La précision de l'étalonnage réalisé avec ces données initiales se situe au niveau de 3 % comme le montre la figure 8.14. Si l'on se bornait à déterminer un coefficient d'étalonnage global sans tenir compte de sa dépendance en énergie, nous serions déjà au niveau du pour cent. Il faut noter ici que l'extraction de la valeur du pic de masse est réalisée très simplement en paramétrant l'ensemble du spectre par une gaussienne et une fonction seuil. Aucune approche n'est faite ici pour déterminer au préalable la forme du bruit de fond (figure 8.15).

L'erreur statistique sur la mesure du pic est déjà faible, de l'ordre ou inférieure au pour cent pour le découpage choisi ici. L'erreur systématique sur chacun de ces coefficients a été estimée. Les systématiques sont de trois ordres :

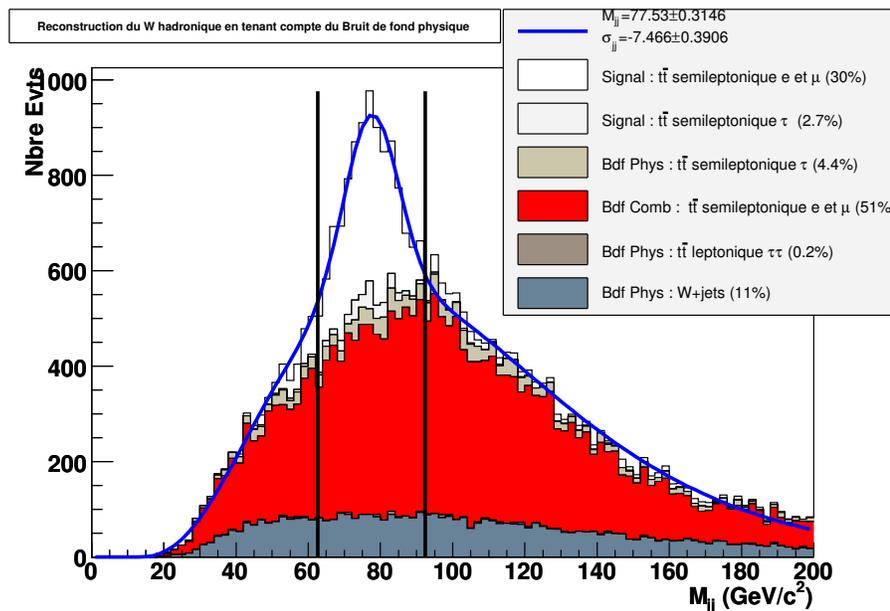


FIG. 8.10 – Spectre de masse du W hadronique après 540 pb^{-1} de données collectées. Les jets ne sont pas préalablement étalonnés et aucune coupure de sélection n'est appliquée. Les pourcentages représentent la contribution de chaque canal dans la fenêtre à $\pm 2\sigma_{M_W}$ autour de la masse du W reconstruit.

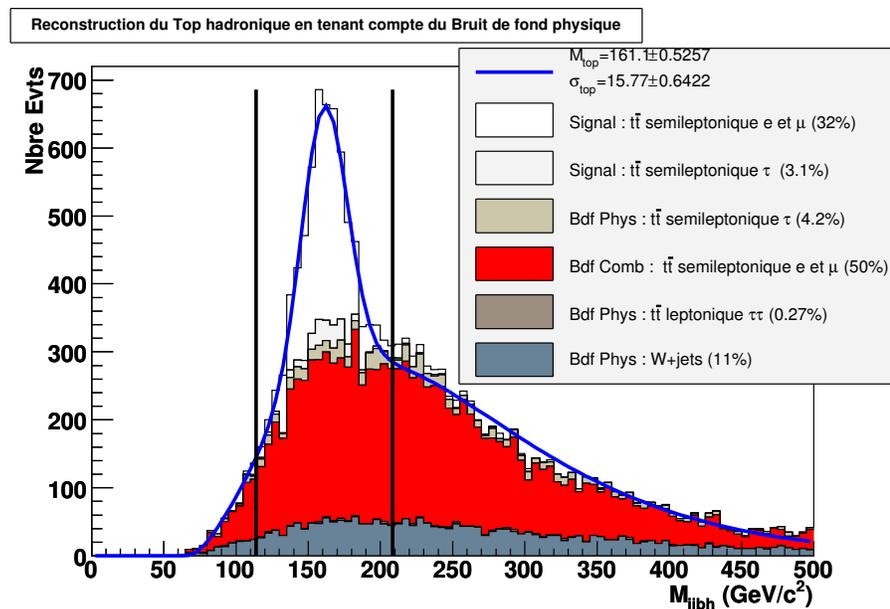


FIG. 8.11 – Spectre de masse du Top hadronique après 540 pb^{-1} de données collectées. Les jets ne sont pas préalablement étalonnés et aucune coupure de sélection n'est appliquée. Les pourcentages représentent la contribution de chaque canal dans la fenêtre à $\pm 3\sigma_{M_{\text{Top}}}$ autour de la masse du Top reconstruit.

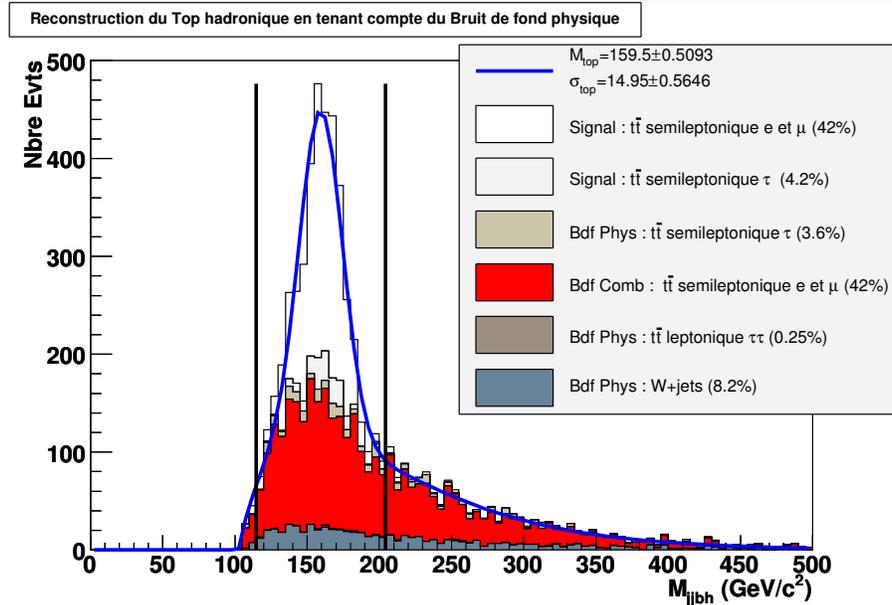


FIG. 8.12 – Spectre de masse du Top hadronique après 540 pb^{-1} de données collectées. Les jets ne sont pas préalablement étalonnés, mais seuls les événements où l’un des deux W formés est compris dans la fenêtre à $\pm 2\sigma_{M_W}$ autour de la masse du W sont conservés. Les pourcentages représentent la contribution de chaque canal dans la fenêtre à $\pm 3\sigma_{M_{Top}}$ autour de la masse du Top reconstruit.

- celle liée à la procédure d’extraction du pic, non évaluée ici mais faible.
- celle liée à la présence de bruit de fond. L’ajustement a été répété sans bruit de fond : comme attendu, ce sont les coefficients d’étalonnage à basse impulsion qui sont le plus sensibles, la contribution du bruit de fond étant plus importante sous le pic. L’erreur systématique associée, pour les coefficients d’étalonnage des jets en dessous de 100 GeV est de l’ordre ou inférieure à 2 %, et de moins de 1 % au-delà.
- celle associée à la fonction de correction (cf. chapitre 7) provenant de la résolution du détecteur. Des simulations test (“Toy Monte-Carlo”) ont été effectuées en appliquant un facteur d’échelle de +10 et –10 % sur la résolution observée. Les coefficients obtenus sur toute la gamme d’énergie des jets fluctuent au niveau du pour cent entre les trois simulations.

L’ensemble de la systématique liée aux coefficients d’étalonnage, même si elle mérite d’être précisée, se situe donc au niveau de 1.5 % coefficient par coefficient.

Les coefficients obtenus par rescaling itératif sont alors appliqués sur les jets. D’après la figure 8.15, qui montre deux spectres de masse du W hadronique après cet étalonnage, la masse mesurée du W hadronique est effectivement calée sur la masse du boson W, ce qui démontre la capacité de cette procédure d’étalonnage.

L’étalonnage des jets b ne peut pas être déterminée de façon similaire dans la mesure où elle nécessiterait la connaissance de la masse du quark Top qui est ici l’inconnue recherchée. Néanmoins, dans la mesure où cette calibration ne serait pas utilisée dans l’analyse des Top, il est possible d’envisager une procédure de rescaling itératif s’appuyant sur la valeur du

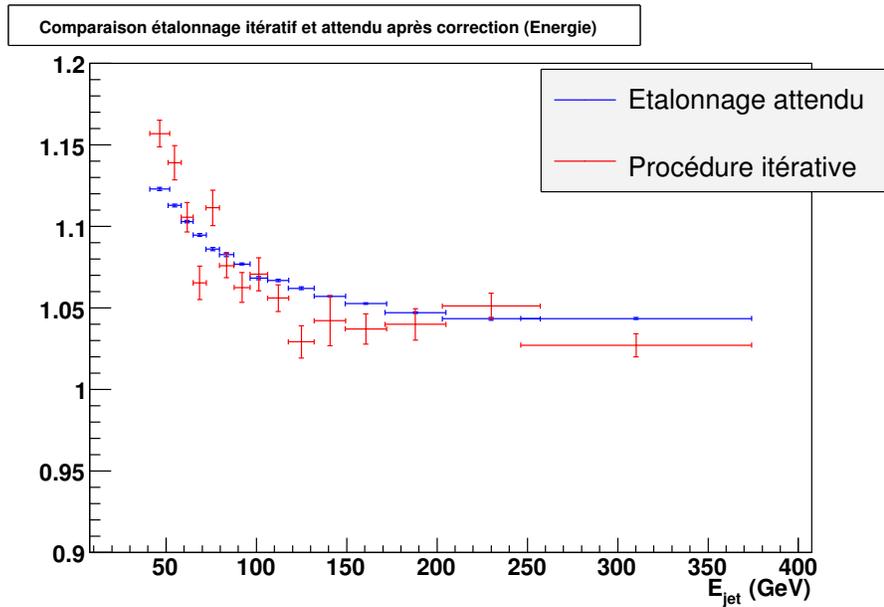


FIG. 8.13 – Coefficients déduits par rescaling itératif (en bleu) et comparaison aux coefficients d'étalonnage attendus (en rouge), en fonction de l'énergie du jet, avec une coupure de présélection $P_T > 40 \text{ GeV}/c$ sur les jets.

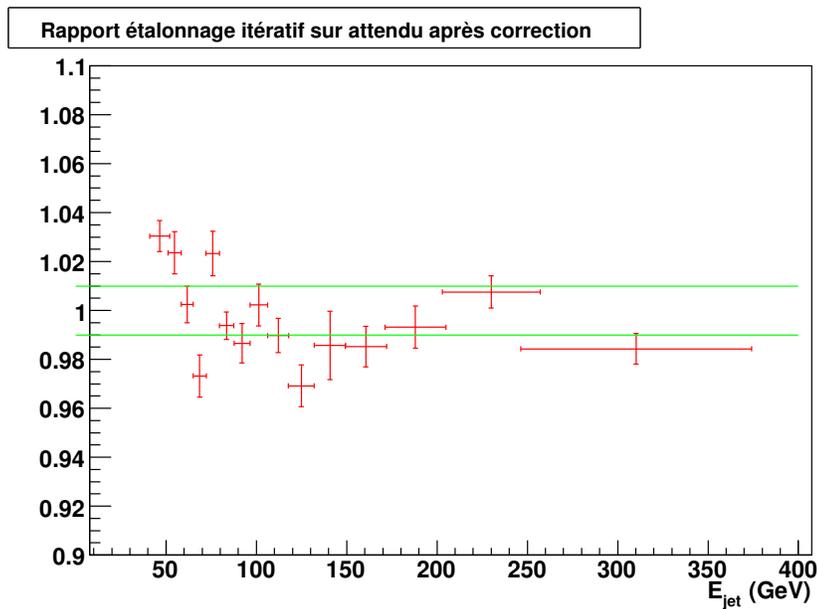


FIG. 8.14 – Rapport des coefficients déduits par rescaling itératif et des coefficients d'étalonnage attendus avec une coupure de présélection $P_T > 40 \text{ GeV}/c$ sur les jets.

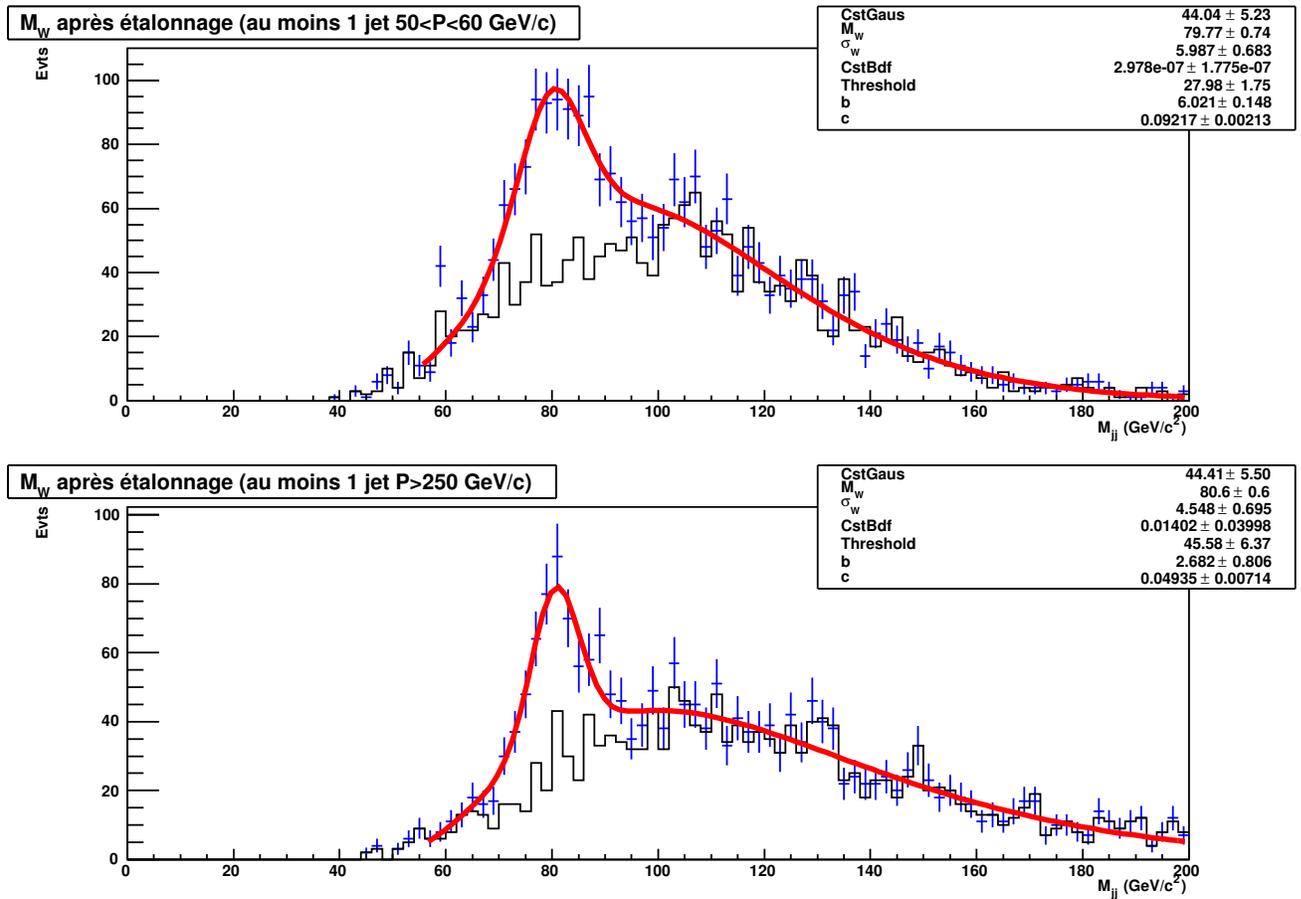


FIG. 8.15 – Spectre de masse du W hadronique obtenu après le premier étalonnage des jets légers. La figure du haut regroupe toutes les paires de jets dont l'un des jets est d'impulsion comprise entre 50 et 60 GeV/c. La figure du bas ne considère que les paires de jets dont l'un des jets est d'impulsion supérieure à 250 GeV/c.

pic de masse du Top observé, les jets légers étant calibrés au préalable. Ceci permettrait de procurer, dès les premières données, une estimation à quelques pour cents de l'étalonnage des jets b. En ce qui concerne la masse du Top, le choix possible au démarrage consiste à étalonner le jet b comme un jet léger, et d'utiliser le Monte-Carlo pour paramétrer la différence relative jet b - jet léger. Au delà, dès que les algorithmes d'identification des jets b seront validés, l'étalonnage des jets b pourra à terme être réalisé à l'aide d'autres canaux physiques, tel que la balance en P_T avec les événements $\gamma Z^0 \rightarrow \gamma b\bar{b}$, $Z + jets \rightarrow l^+l^- + jets$, ou encore les événements di-jets.

8.3 Conclusion

Nous avons montré dans ce chapitre qu'une méthode très simple et faiblement biaisée de reconstruction, s'appuyant uniquement sur la topologie des jets reconstruits à partir des amas calorimétriques, est à même de concurrencer les autres méthodes. Elle donne un point de départ pour une première calibration des jets et une première mesure de la masse du quark Top.

La procédure envisagée pour calibrer les jets légers et mesurer la masse du Top dès les premières données semble prometteuse même si elle nécessite d'être raffinée. Nous avons montré qu'avec 540 pb^{-1} de données, il est possible de calibrer les jets légers au niveau de 3 %. Pour estimer la précision sur la mesure de la masse du Top, il resterait à étudier les systématiques liées à la calibration des jets b par la méthode esquissée ci-dessus (jets légers + simulation). Le temps manquant, ce sera l'objet d'une étude future.

Chapitre 9

Potentiel de découverte de résonances $t\bar{t}$ avec le détecteur ATLAS

Chacun des modèles au-delà du Modèle Standard développé et exposé au chapitre 1, produit de nouvelles particules susceptibles de se désintégrer en paires $t\bar{t}$. En outre, la très grande masse du quark Top lui confère un couplage fort à bon nombre de ces éventuelles nouvelles particules. L'analyse du quark Top est donc un canal privilégié pour mettre en évidence les signes de cette nouvelle physique.

Pour ce faire, l'enjeu réside dans la mise en évidence d'un excès d'événements $t\bar{t}$ par rapport aux prédictions du Modèle Standard. Deux possibilités s'offrent alors. La première consiste à rechercher cet excès à travers la section efficace de production de paires $t\bar{t}$ en comparant la mesure aux prédictions du Modèle Standard. La seconde, qui est la démarche employée dans ce chapitre, recherche cet excès directement sur le spectre de masse des événements $t\bar{t}$ recueillis. La question est alors de déterminer le nombre minimum d'événements en excès permettant de prétendre à la découverte d'une résonance. Par définition de la découverte, le nombre d'événements en excès doit être supérieur à 5 fois l'incertitude sur le nombre d'événements recueillis à une masse donnée.

En supposant l'efficacité de reconstruction des résonances identique à celle des paires $t\bar{t}$ du Modèle Standard, il suffit, pour mener ce type d'analyse, de ne considérer que le lot d'événements $t\bar{t}$ utilisé jusqu'à maintenant. Néanmoins, il n'y a aucune raison pour que ces efficacités de reconstruction soient semblables, particulièrement aux masses élevées que le spectre $t\bar{t}$ du Modèle Standard ne peut atteindre à l'énergie où opère le LHC. Pour soumettre la production d'éventuelles résonances à l'épreuve de l'algorithme de reconstruction, plusieurs lots de bosons de jauge Z' se désintégrant en paires $t\bar{t}$ ont donc été générés.

Ce chapitre discutera dans un premier temps de la production de ces résonances avant de se pencher sur les différences induites par la nature du boson Z' sur l'efficacité de présélection et la reconstruction des événements par rapport au Modèle Standard. Le protocole utilisé pour calculer le potentiel de découverte à 5σ de résonances $t\bar{t}$ sera ensuite exposé. Pour finir, les paramètres nécessaires au calcul seront évalués avant d'estimer le potentiel de découverte.

Masse (GeV/ c^2)	Largeur (GeV/ c^2)	Section efficace de production (fb)	Nombre d'événements disponibles
700	22	620	19804
1000	32	190	19858
1200	38	95	19011
1500	48	37	19907
2000	66	9.8	19953
3000	98	1.1	19910

TAB. 9.1 – Masse, largeur, section efficace de production et nombre d'événements produits pour chacun des lots de résonances Z' .

9.1 Génération des résonances Z'

Les résonances $t\bar{t}$ produites pour cette analyse ont été générées à l'aide de PYTHIA 6.323, l'un des générateurs Monte-Carlo disponibles dans ATHENA. Parmi les nombreuses résonances $t\bar{t}$ accessibles, notre choix s'est porté sur la production de bosons Z' pour comparer notre production privée à une production antérieure de ces bosons. Le seul canal laissé ouvert pour la désintégration de ces résonances est le canal $t\bar{t}$, où les quarks Top se désintègrent à leur tour suivant les canaux semileptoniques électronique et muonique :

$$Z' \rightarrow t\bar{t} \rightarrow qqbl(e, \mu)\nu b$$

Une fois générés, ces événements Z' sont reconstruits en simulation complète en utilisant les ressources de la grille de calcul. Notons que ce choix de résonance de spin 1 conduit à une cinématique de la désintégration différente de celle d'une résonance ayant une autre valeur du spin. Même si aucune comparaison n'a pu être menée dans le cadre de cette thèse, il faut s'attendre à un potentiel de découverte différent pour une résonance $t\bar{t}$ possédant un spin autre que 1.

Afin de déterminer le potentiel de découverte de résonances Z' sur une large gamme de masse, six lots de bosons Z' de masses différentes ont été produits, chaque lot contenant 20000 événements. Comme le montre la table 9.1 qui regroupe les paramètres significatifs de cette production, la masse minimale choisie pour la production des bosons Z' est de 700 GeV/ c^2 car le Tevatron exclut l'existence d'un boson Z' de masse inférieure à 680 GeV/ c^2 [147]. La masse maximale considérée n'excède pas 3 TeV/ c^2 car la stratégie de reconstruction des paires $t\bar{t}$ adoptée ici atteint ses limites à ce niveau.

La figure 9.1 représente le spectre de masse de chacun des lots de bosons Z' générés. Comme attendu, ces distributions sont des Breit-Wigner reproduisant la masse de production des lots. *A contrario*, la masse de ces bosons Z' déterminée à partir des particules Monte-Carlo issues de la désintégration de la paire $t\bar{t}$ suit une distribution dont le pic est proche de la masse générée tout en étant systématiquement inférieur. De plus, cette distribution présente une large queue à faible masse qui est d'autant plus importante que la masse du boson Z' est élevée.

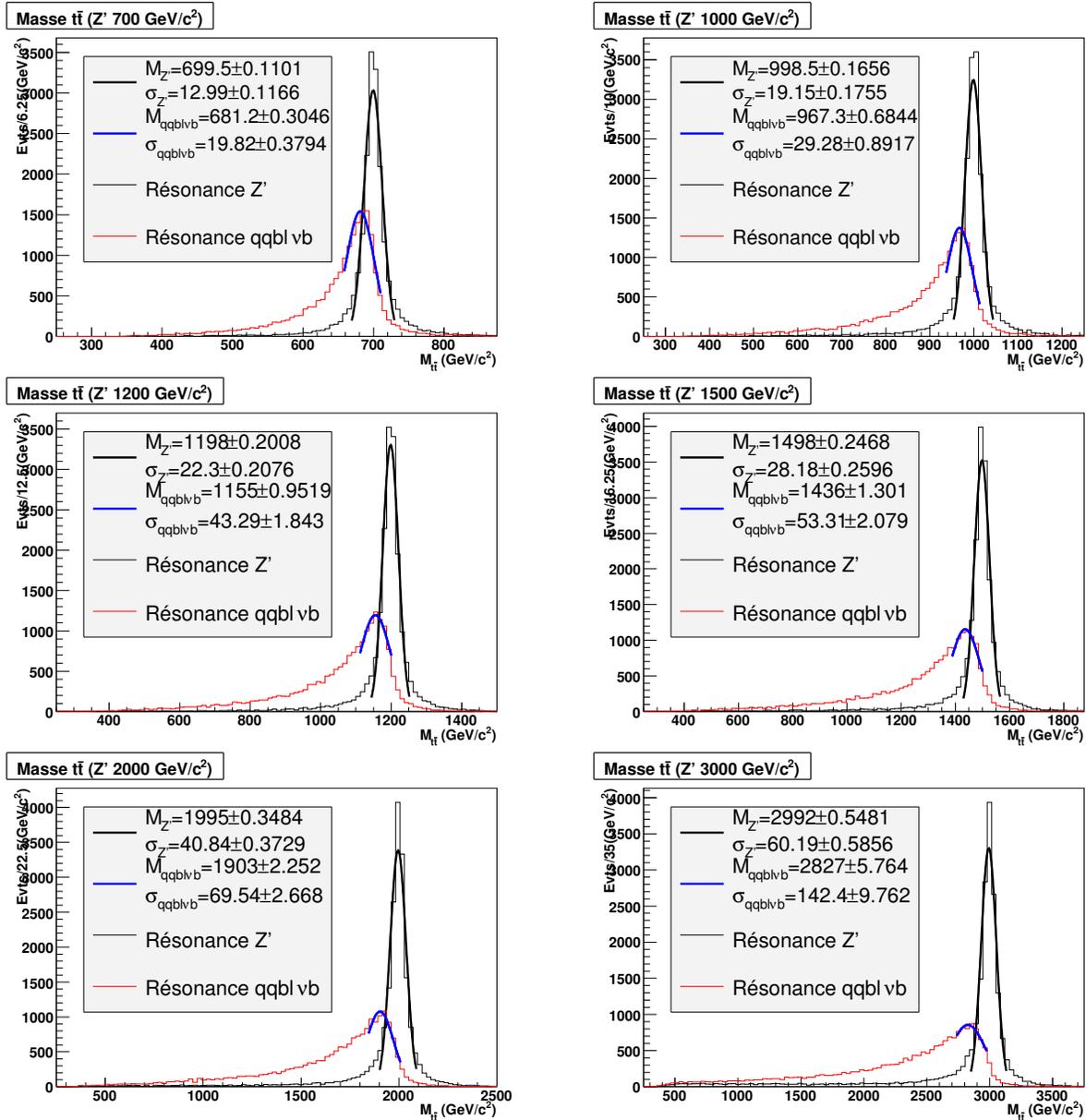


FIG. 9.1 – Spectres de masse des résonances Z' . Le spectre noir correspond à la masse des résonances générées tandis que le spectre rouge donne la masse des résonances reconstruites à l'aide des particules issues de la désintégration $t\bar{t}$ (système $\{j\bar{j}b\bar{v}b\}$). Chacun de ces deux spectres est lissé par une gaussienne pour évaluer la masse de la résonance.

9.2 Reconstruction des particules

La détermination d'un potentiel de découverte n'a de sens que si les systématiques dues à l'instrumentation sont connues et maîtrisées. Ce travail prend place dans le cadre d'un détecteur parfaitement compris, avec des algorithmes de reconstruction optimisés. Nous nous placerons donc dans le cadre d'une reconstruction d'événements $t\bar{t}$ avec deux jets b identifiés avec une efficacité de l'ordre de 60 %, qui a été développée au chapitre 5, avec les mêmes coupures de présélection :

- 1 lepton isolé (électron ou muon) vérifiant $P_T > 20$ GeV/ c (muons) ou $P_T > 25$ GeV/ c (électrons) et $|\eta| < 2.5$ (si plusieurs leptons sont présents, seul celui de plus haute impulsion transverse est conservé) ;
- une impulsion transverse manquante supérieure à 20 GeV/ c ;
- aux moins 2 jets légers d'impulsion transverse $P_T > 40$ GeV/ c ;
- exactement 2 jets b d'impulsion transverse $P_T > 40$ GeV/ c .

Nous utiliserons ici les méthodes de reconstruction les plus performantes révélées par le chapitre 5 :

- le W hadronique est ainsi reconstruit par la méthode de $|M(j, j) - M_W^{\text{pic}}|$ minimal ;
- le jet b hadronique est reconstruit par la méthode de $D(Wb)_{CMjjj}$ minimal.

Dans le chapitre 5, la problématique était la mesure précise de la masse du Top : les coupures de sélection étaient donc sévères afin d'améliorer la pureté du lot de Top reconstruits, et donc minimiser les incertitudes sur la mesure de cette masse. Ici, la problématique est d'estimer au mieux le potentiel de découverte de résonances Z' : c'est donc l'efficacité de reconstruction des événements qui doit être favorisée, comme nous le verrons dans la suite. Les seules coupures de sélection que nous emploierons seront donc plus lâches, et seules seront utilisées :

- la coupure **C1** sur la masse du W hadronique afin de rejeter les W hadroniques mal reconstruits ;
- une coupure sur la masse du Top hadronique dans une fenêtre à $3 \cdot \sigma$ autour de la masse du Top (qui aura déjà été mesurée dans les conditions requises par cette évaluation du potentiel de découverte) ;
- une coupure sur la masse du Top leptonique dans une fenêtre à $3 \cdot \sigma$ autour de la masse du Top.

Dans la suite de cette section, nous verrons que les critères de présélection choisis favorisent l'extraction d'un signal Z' au dessus du spectre de masse invariante $t\bar{t}$ du Modèle Standard.

9.2.1 Comparaison des résonances Z' aux paires $t\bar{t}$ du Modèle Standard à l'étape de présélection

La production par interaction forte de paires $t\bar{t}$ du Modèle Standard constitue le bruit de fond physique dominant dans cette étude. C'est par rapport à lui qu'il faut établir la stratégie de reconstruction.

Comme nous l'avons vu au chapitre 6 l'impulsion transverse des deux jets légers du W hadronique est supérieure à 40 GeV/ c dans 34 % des cas seulement, pour des événements $t\bar{t}$ produits dans le cadre du Modèle Standard. La relaxe à $P_T > 20$ GeV/ c de la coupure sur l'impulsion des jets légers était donc idéale dans le cadre de cette analyse.

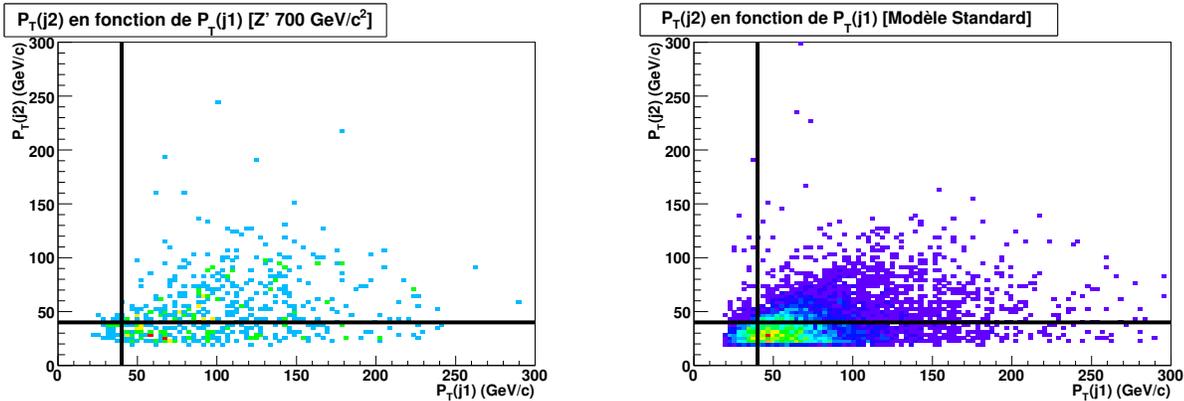


FIG. 9.2 – Distribution de l'impulsion transverse de l'un des jets du W hadronique en fonction de l'impulsion transverse de l'autre jet, pour une résonance Z' de $700 \text{ GeV}/c^2$ (gauche) et les paires $t\bar{t}$ du Modèle Standard (à droite).

Comme l'illustre la figure 9.2 dans le cas particulier des bosons Z' de masse $700 \text{ GeV}/c^2$, la part d'événements dont les deux jets légers vérifient $P_T > 40 \text{ GeV}/c$ représente 58 %, dans les mêmes conditions. Ainsi, la relaxe de la coupure sur l'impulsion des jets légers n'a pas d'intérêt pour l'extraction d'un signal résonant. Au contraire, les jets légers étant produits à plus grand P_T , la part de bruit de fond que représente les paires $t\bar{t}$ du Modèle Standard vis-à-vis des résonances, est limitée par l'emploi de cette coupure.

Même si cela n'a pas été vérifié explicitement, nous pouvons supposer que la part d'événements ayant les deux jets légers d'impulsion transverse supérieure à $40 \text{ GeV}/c$ augmente avec la masse de la résonance. Nous nous plaçons, dans le cadre de cette analyse, dans un contexte générique sans supposition sur la valeur de la masse de la résonance, c'est pourquoi la coupure $P_T > 40 \text{ GeV}/c$ est retenue ici. Néanmoins, dans le cadre de recherches particulières basées sur un modèle contraignant la masse de la résonance, la valeur de la coupure en P_T pourrait être augmentée pour limiter la part des événements $t\bar{t}$ du Modèle Standard.

9.2.2 Reconstruction du W hadronique

Le spectre de masse du W hadronique des résonances Z' et des paires du Modèle Standard, reconstruit par $|M(j, j) - M_W^{\text{pic}}|$ minimal et sans aucune coupure, est représenté sur la figure 9.3. Au regard de ces spectres, deux évidences s'imposent. Le nombre d'événements reconstruits et la pureté du lot décroît avec l'augmentation de la masse de la résonance.

Cela provient de la cinématique de la désintégration qui implique que les jets produits sont d'autant plus proches que la masse de la résonance est élevée (figure 9.4). Ainsi, les critères sur le nombre de jets reconstruits et l'isolation des leptons sont de moins en moins valides au fur et à mesure que la masse de la résonance augmente, les objets extrêmement proches étant reconstruits comme un seul et même objet. Le nombre de jets disponibles dans l'événement diminuant, les critères de présélection conduisent à un plus faible taux d'événements conservés au fur et à mesure de l'accroissement de la masse. Dans le même temps, au fur et à mesure de l'augmentation de la masse considérée de la résonance, de plus en plus d'événements passent ces critères grâce à un jet supplémentaire d'ISR ou FSR, ce qui explique la chute de la pureté du lot de W hadroniques reconstruits.

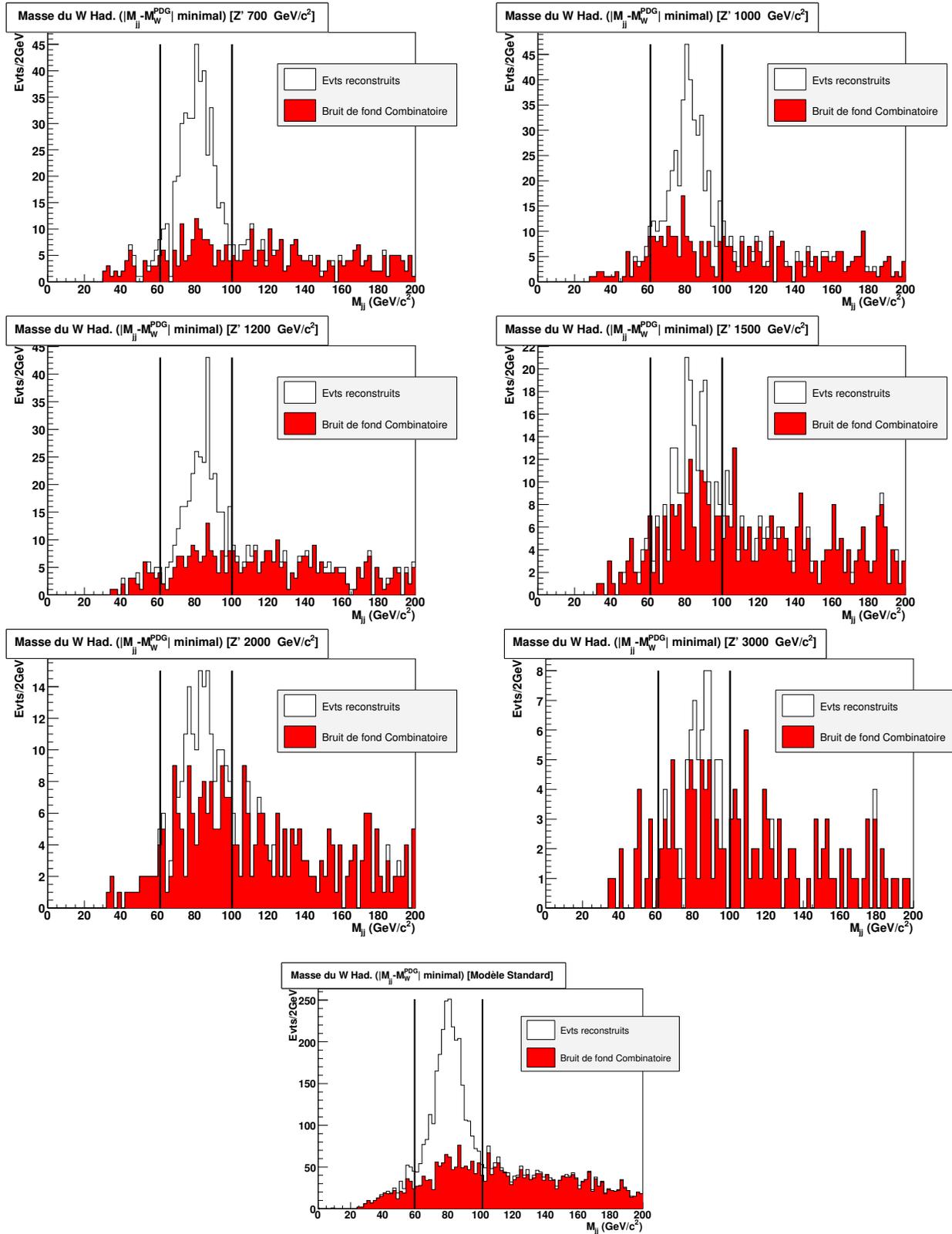


FIG. 9.3 – Spectres de masse des W hadroniques reconstruits à partir des résonances Z' et des paires du Modèle Standard sans qu'aucune coupure ne soit appliquée. Les lignes verticales représentent les bornes de la coupure $C1$.

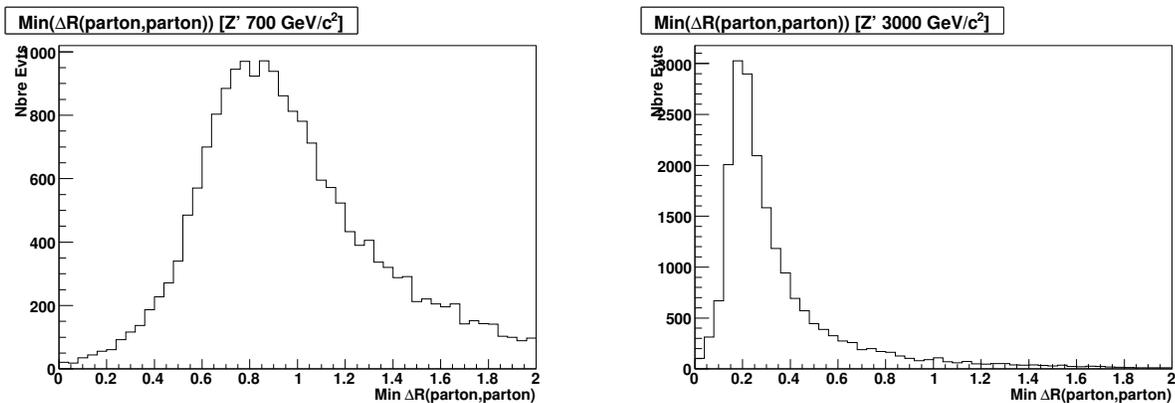


FIG. 9.4 – ΔR minimal entre les partons de la désintégration du Top hadronique des résonances de $700 \text{ GeV}/c^2$ (à gauche) et $3000 \text{ GeV}/c^2$ (à droite). La taille par défaut du cône de reconstruction des jets ($\Delta R = 0.4$) reste pertinente pour les résonances de faible masse mais devient inconsistante à haute masse.

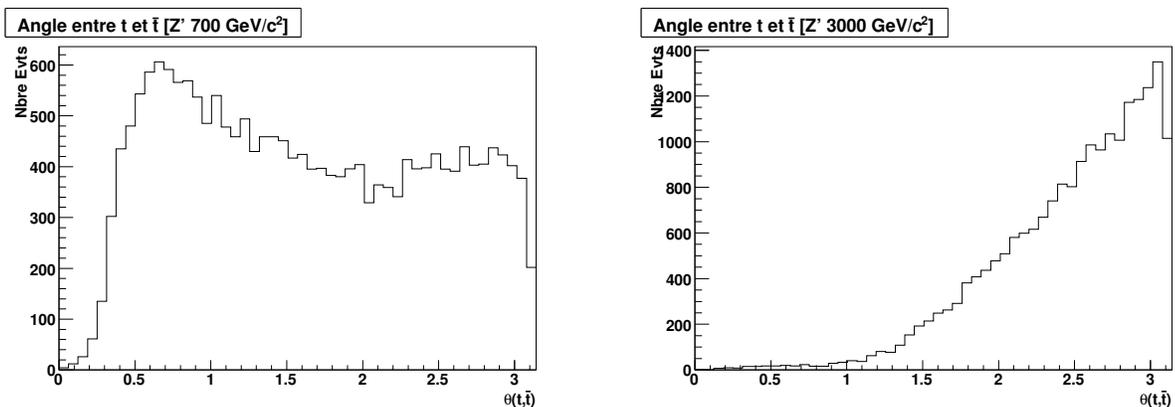


FIG. 9.5 – Angle entre les deux Top produits par les résonances de $700 \text{ GeV}/c^2$ (à gauche) et $3000 \text{ GeV}/c^2$ (à droite). L'augmentation de la masse de la résonance s'accompagne de l'ouverture de l'angle entre les deux quarks Top.

Nous touchons ainsi du doigt les limites des stratégies de reconstruction des paires $t\bar{t}$ du Modèle Standard quand elles sont appliquées à la reconstruction des résonances. Pour des résonances de masse élevée, d'autres méthodes de reconstruction doivent être utilisées pour atteindre une meilleure efficacité de reconstruction. Les stratégies proposées pour reconstruire les paires $t\bar{t}$ du Modèle Standard de $P_T > 250 \text{ GeV}/c$ pourraient ainsi être employées [148] : les quarks t et \bar{t} étant émis dos-à-dos à haute impulsion transverse, les événements pourraient être reconstruits à partir de larges amas calorimétriques formés par l'empilement de plusieurs jets, ou en abaissant la valeur de ΔR à 0.2 dans l'algorithme de cône afin d'augmenter le pouvoir séparateur entre deux jets proches. A titre d'illustration, la figure 9.5 représente la distribution de l'angle entre les deux Top Monte-Carlo pour les résonances de $700 \text{ GeV}/c^2$ et $3000 \text{ GeV}/c^2$ où cette tendance à l'émission dos-à-dos des Top et anti-Top apparaît clairement à haute masse.

Une dernière remarque peut être émise. La calibration des jets légers employée ici sur les résonances Z' est celle calculée à partir des paires $t\bar{t}$ du Modèle Standard produits avec le générateur Mc@NLO. Nous voyons que la masse moyenne des W hadroniques issus des résonances Z' pointe sur la même valeur que les W hadroniques reconstruits à partir des paires $t\bar{t}$ du Modèle Standard. Cela montre que le changement de générateur et de cinématique de la désintégration ne nécessite aucune modification des coefficients de calibration. Cette universalité apparente des coefficients de calibration conforte donc la procédure de calibration développée aux chapitres 4 et 7.

9.2.3 Reconstruction du Top hadronique

Le spectre de masse du Top hadronique obtenu pour les différents lots de résonances, avec application de la coupure **C1**, est représenté sur la figure 9.6. L'utilisation de la coupure **C1** conduit à une bonne pureté du lot de Top reconstruits, qui est encore améliorée par la coupure sur la fenêtre de masse du Top.

Ici encore, la masse des Top hadroniques pointe sur la masse mesurée par l'étude des paires $t\bar{t}$ du Modèle Standard, ce qui conforte la procédure de calibration employée pour étalonner les jets b .

9.2.4 Reconstruction du Top leptonique

La masse du Top leptonique pour l'ensemble des lots d'événements considérés, après sélection du Top hadronique, est représenté sur la figure 9.7. Comme précédemment, l'ambiguïté sur le P_z du neutrino est levée en sélectionnant le neutrino dont le P_z donne la masse la plus proche de la masse moyenne du Top hadronique.

A l'exception du nombre d'événements reconstruits, la forme du spectre est sensiblement la même pour les paires du Modèle Standard et pour les résonances, et la masse moyenne du Top reste piquée sur $175 \text{ GeV}/c^2$. Les Top leptoniques bien reconstruits qui apparaissent hors de la fenêtre de masse sont des événements pour lesquels le lepton et le jet b leptonique sont correctement assignés, mais pour lesquels l'énergie transverse manquante est sur-estimée.

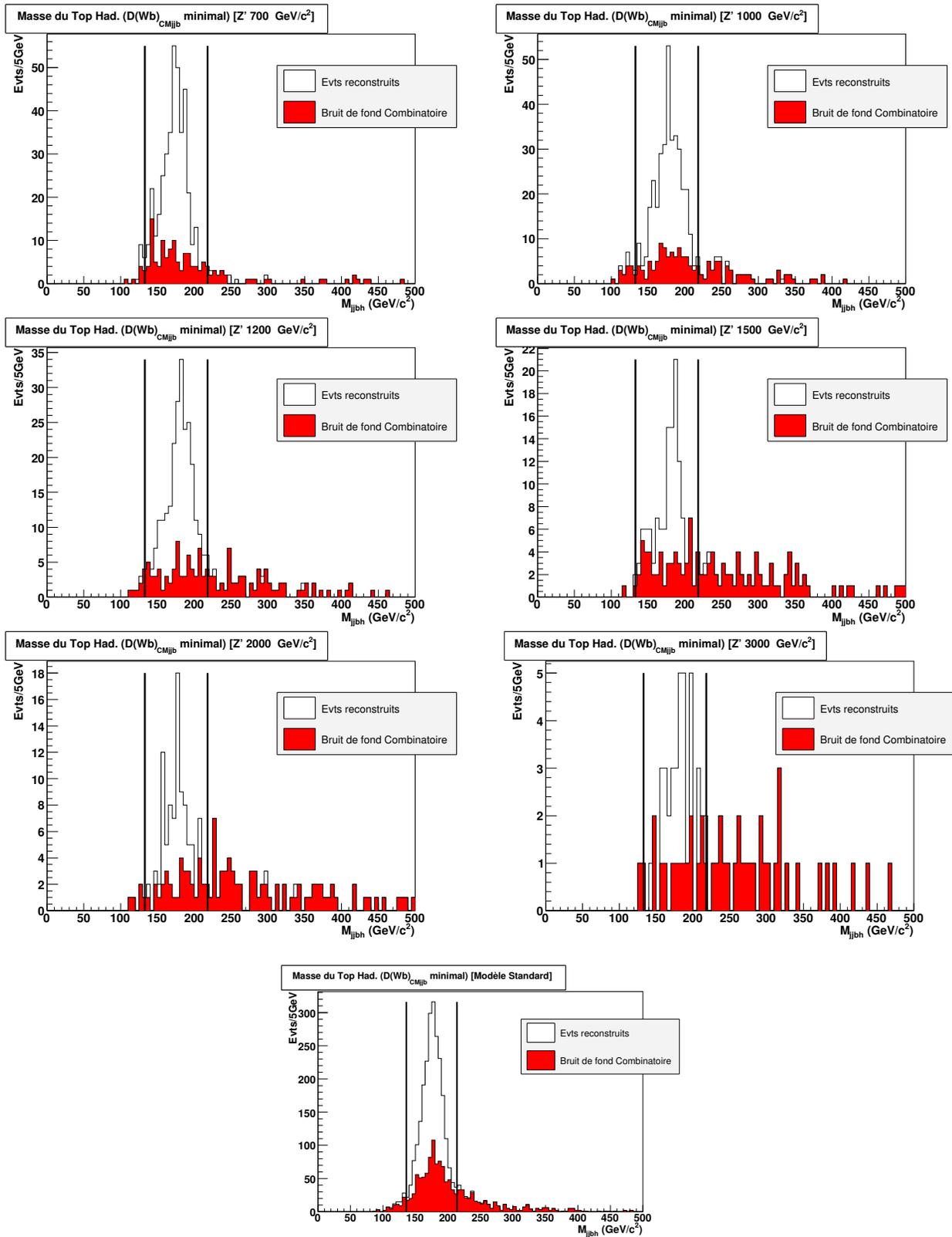


FIG. 9.6 – Spectres de masse des Top hadroniques reconstruits à partir des résonances Z' et des paires du Modèle Standard, la coupure $C1$ étant appliquée. Les lignes verticales représentent les bornes de la coupure sur la masse du Top.

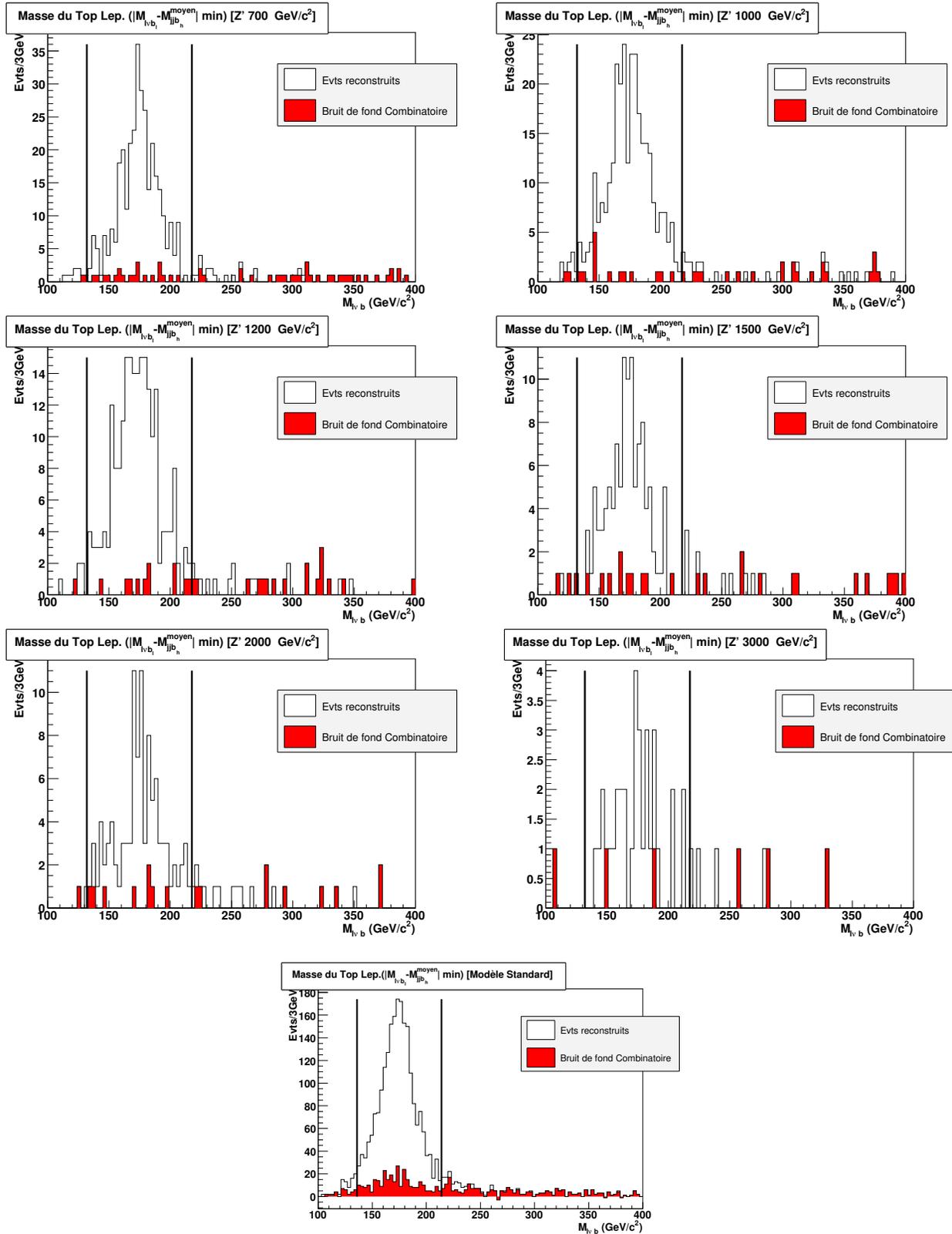


FIG. 9.7 – Spectres de masse des Top leptoniques reconstruits à partir des résonances Z' et des paires du Modèle Standard, la coupure $C1$ étant appliquée. Les lignes verticales représentent les bornes de la coupure sur la masse du Top.

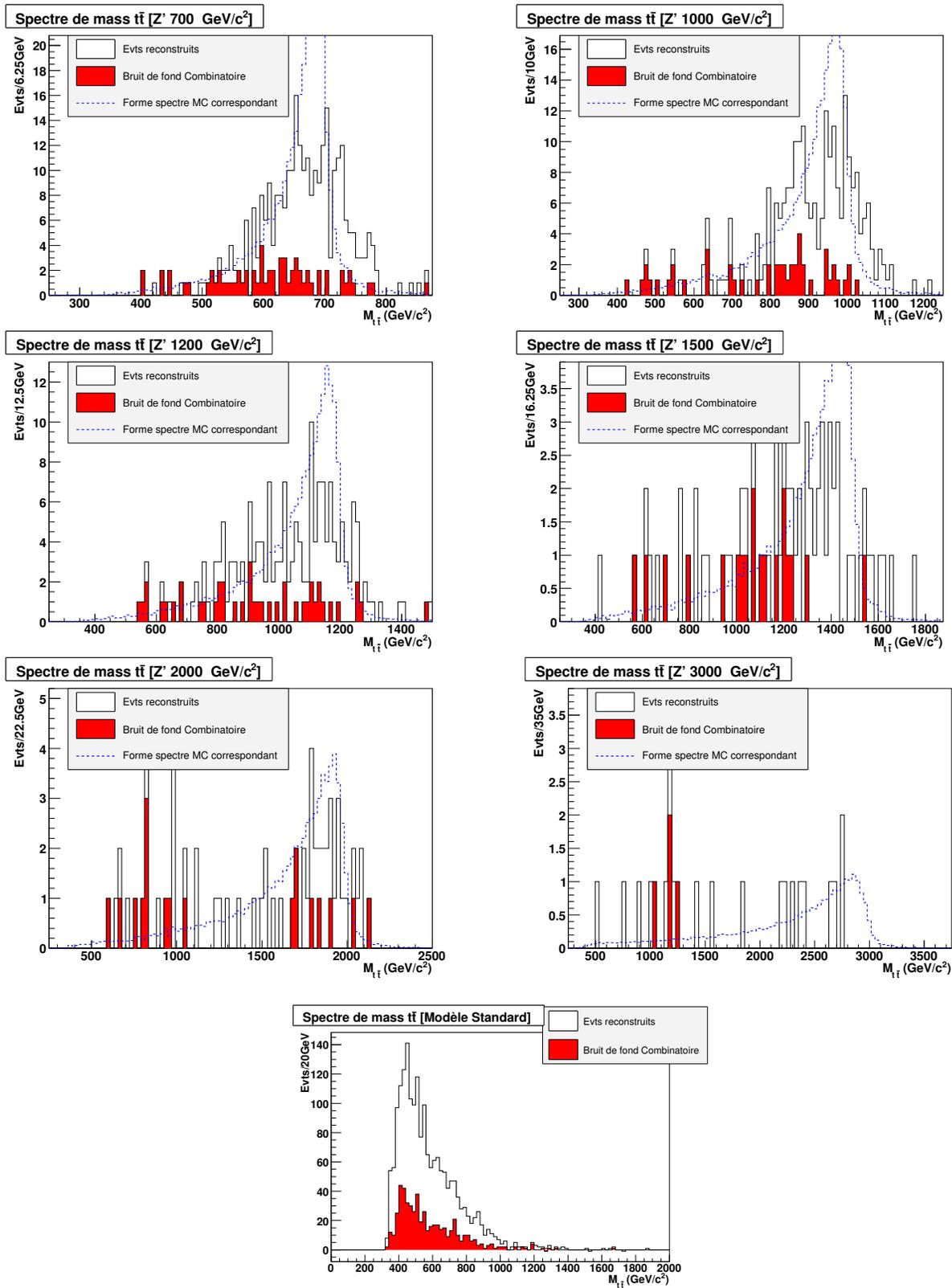


FIG. 9.8 – Spectres de masse des paires $t\bar{t}$ reconstruites à partir des résonances Z' et des paires du Modèle Standard. La coupure $C1$ comme les coupures sur la masse des Top sont appliquées.

9.2.5 Spectre de masse $t\bar{t}$

Une fois les Top hadronique et leptonique reconstruits, le spectre de masse invariante du système $t\bar{t}$ peut être établi. Il est possible de recalibrer la masse des Top hadronique et leptonique (ajustement cinématique ou 'recalage' direct) dans la mesure où la masse du Top est connue. Cela permettrait de réduire quelque peu la largeur observée pour la résonance. Nous ne nous sommes pas livrés à cet exercice.

La figure 9.8 représente ce spectre pour les résonances et les paires du Modèle Standard, avec application des trois coupures citées auparavant. Comme au chapitre 5, les paires $t\bar{t}$ sont vraies si le lepton est correctement sélectionné, si le W hadronique est reconstruit à l'aide des deux vrais jets légers, et si les deux jets b sont les deux vrais jets b, peu importe le Top auquel ils ont été affectés.

A faible masse de résonance, un pic est observé à une masse moyenne systématiquement plus faible que la masse nominale. Ce spectre de masse est très propre avec un faible bruit de fond combinatoire. D'une manière générale, même s'il faut le réduire au maximum^a, ce bruit de fond combinatoire peut être considéré comme du signal puisqu'il provient des résonances. Son seul problème est de biaiser la mesure de la masse (ce qui n'est pas le cas ici). Au delà de 1200 GeV/c², le spectre de masse perd toute signification. Nous pouvons noter que la forme du spectre reconstruit correspond à la forme du spectre Monte-Carlo du système $\{jjbl\nu b\}$ de la figure 9.1.

9.3 Potentiel de découverte à 5σ

Cette section décrit le *modus operandi* aboutissant à l'estimation du potentiel de découverte à 5σ de résonances $t\bar{t}$ dans le canal (lepton + jets), le lepton étant un électron ou un muon. Les calculs de toutes les quantités nécessaires à cette estimation sont également présentés.

9.3.1 Méthodologie

En supposant que le spectre de masse des résonances Z suit une distribution gaussienne de moyenne M_{res} et de largeur $2\cdot\Gamma_{res}$, le nombre moyen d'événements attendus dans l'élément infinitésimal dm est :

$$n_{res}(m)dm = \mathcal{L}\varepsilon_{res}Br_{t\bar{t}\rightarrow jjbl\nu b}(\sigma \times Br)_{res} \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \Gamma_{res}} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{m-M_{res}}{\Gamma_{res}}\right)^2} dm \quad (9.1)$$

avec

- \mathcal{L} : luminosité intégrée ;
- $Br_{t\bar{t}\rightarrow jjbl\nu b} = 0.29$: taux de production des canaux de désintégration $t\bar{t} \rightarrow bj\bar{j}b\mu\nu_\mu$ et $t\bar{t} \rightarrow bj\bar{j}be\nu_e$.

Pour s'assurer un calcul du potentiel de découverte indépendant des modèles, l'écart-type Γ_{res} de la distribution gaussienne ne sera pas pris comme étant la demi-largeur des

^aS'il n'était pas réduit, le bruit de fond combinatoire provenant du processus du Modèle Standard polluerait tout le spectre.

résonances Z' générées, mais plutôt la résolution du détecteur ATLAS Γ_{det} pour chacune des masses considérées :

$$\Gamma_{res} \equiv \Gamma_{det} \quad (9.2)$$

Cette hypothèse est justifiée pour les résonances de largeur inférieure à la résolution du détecteur, dans la mesure où le détecteur verra une résonance de demi-largeur au moins égale à sa résolution. La limite de cette hypothèse est en revanche atteinte dès que la résonance possède une demi-largeur supérieure ou égale à la résolution du détecteur, cas pour lequel la démarche développée dans la suite n'est plus valable.

Par définition du potentiel de découverte, le contenu de la distribution en masse de la résonance dans une fenêtre $\pm 2\Gamma_{det}$ doit être au moins égal à l'erreur à 5σ sur le nombre d'événements $t\bar{t}$ du Modèle Standard contenu dans cette fenêtre. Pour exprimer cette erreur, nous choisissons d'utiliser la loi binomiale. Dans les régions de masse où le nombre de paires $t\bar{t}$ du Modèle Standard est suffisamment important, la loi gaussienne pourrait être utilisée. Néanmoins, dans les régions de masse supérieure à $1 \text{ TeV}/c^2$, le faible nombre d'événements reconstruits nécessite l'approche binomiale qui sera donc utilisée pour l'ensemble de l'échelle de masse. Le nombre minimal d'événements Z' nécessaire à l'annonce d'une découverte s'exprime, en fonction de la luminosité intégrée \mathcal{L} , comme :

$$\delta_5 = 5 \sqrt{\mathcal{L} \varepsilon_{t\bar{t}} \sigma_{t\bar{t}} Br_{t\bar{t} \rightarrow jjbl\nu b} \frac{n}{N} \left(1 - \frac{n}{N}\right)} \quad (9.3)$$

où

- n est le nombre d'événements $t\bar{t}$ du Modèle Standard contenus dans la fenêtre de largeur $\pm 2\Gamma_{det}$;
 - N est le nombre total d'événements reconstruits sur l'ensemble du spectre de masse invariante des paires $t\bar{t}$ du Modèle Standard ;
 - $\varepsilon_{t\bar{t}}$ est l'efficacité de reconstruction des paires $t\bar{t}$ du Modèle Standard ;
 - $\sigma_{t\bar{t}} = 833 \text{ pb}$ est la section efficace de production de paires $t\bar{t}$ dans le Modèle Standard.
- En définissant les bornes de la fenêtre de masse par :

$$\begin{cases} M^- &= M_{res} - 2\Gamma_{det} \\ M^+ &= M_{res} + 2\Gamma_{det} \end{cases} \quad (9.4)$$

et en demandant que le nombre d'événements Z' contenus dans la fenêtre de masse soit supérieur à l'erreur à 5σ sur le nombre de paires $t\bar{t}$ reconstruites (Modèle Standard), il vient par intégration de l'Eq.9.1 entre ces bornes :

$$\mathcal{L} \varepsilon_{res} Br_{t\bar{t} \rightarrow jjbl\nu b} \int_{M^-}^{M^+} (\sigma \times Br)_{res} \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \Gamma_{det}} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{x-M_{res}}{\Gamma_{det}}\right)^2} dm \geq \delta_5 \quad (9.5)$$

ce qui conduit à l'expression du potentiel de découverte en fonction de M_{res} :

$$(\sigma \times Br)_{res}(M_{res}) \geq \frac{5}{\varepsilon_{res} \alpha} \sqrt{\frac{\varepsilon_{t\bar{t}} \sigma_{t\bar{t}}}{\mathcal{L} Br_{t\bar{t} \rightarrow jjbl\nu b}} \frac{n}{N} \left(1 - \frac{n}{N}\right)} \quad (9.6)$$

où

$$\alpha = \int_{M^-}^{M^+} \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \Gamma_{det}} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{x-M_{res}}{\Gamma_{det}}\right)^2} dm \approx 0.9545 \quad (9.7)$$

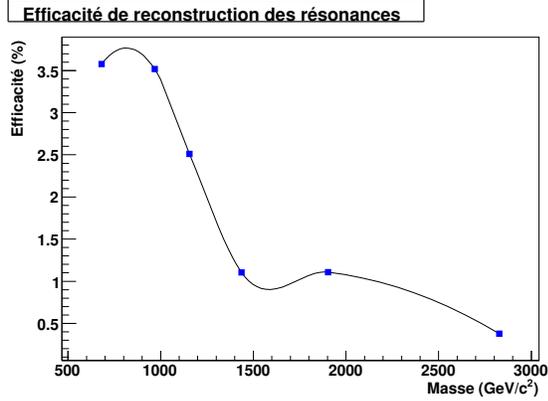


FIG. 9.9 – Efficacité de reconstruction des résonances $t\bar{t}$ en fonction de la masse.

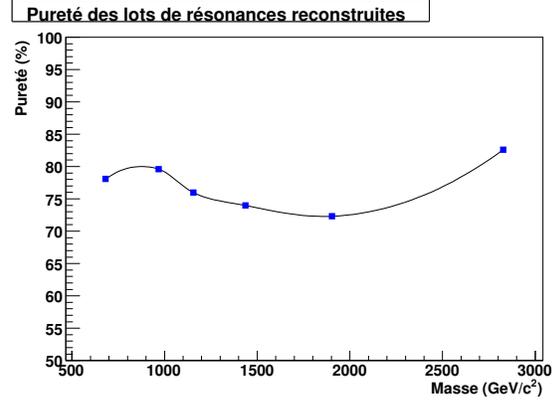


FIG. 9.10 – Pureté des lots de résonances $t\bar{t}$ en fonction de la masse.

Par cohérence avec les études déjà réalisées dans ce sens en simulation rapide du détecteur [75, 149], nous imposons que le nombre d'événements résonants dans une fenêtre à $\pm 2\Gamma_{det}$ autour de la masse moyenne de la résonance soit supérieur à 10. La valeur minimale autorisée pour δ_5 est donc 10, ce qui se traduit par :

$$\mathcal{L}\varepsilon_{res} Br_{i\bar{t}\rightarrow jjbl\nu b} (\sigma \times Br)_{res} \int_{M^-}^{M^+} \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \Gamma_{det}} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-M_{res}}{\Gamma_{det}}\right)^2} dm \geq 10 \quad (9.8)$$

d'où la limite inférieure sur le potentiel de découverte en fonction de M_{res} :

$$(\sigma \times Br)_{res}^{min} (M_{res}) = \frac{10}{\mathcal{L}\varepsilon_{res} Br_{i\bar{t}\rightarrow jjbl\nu b} \alpha} \quad (9.9)$$

Le potentiel de découverte à 5σ de résonances $t\bar{t}$ est donc déterminé par la valeur maximale calculée entre les équations Eq.9.6 et Eq.9.9. Ces équations nécessitent au préalable le calcul de l'efficacité de reconstruction des paires $t\bar{t}$ du Modèle Standard et des résonances Z' en fonction de la masse considérée, qui fait l'objet des sections suivantes.

9.3.2 Efficacité de reconstruction des résonances $t\bar{t}$

L'efficacité de reconstruction des résonances Z' est tout simplement le rapport du nombre d'événements reconstruits par le nombre d'événements générés. Le résultat pour chacun des lots de résonances Z' considérés est donné par la figure 9.9. Ces valeurs sont compatibles avec celles obtenues par l'analyse en simulation rapide [149].

Même si elle n'est pas requise par le calcul du potentiel de découverte, la pureté du lot de résonances reconstruites est représenté sur la figure 9.10. Pour l'ensemble des résonances de masse comprise entre 700 et 3000 GeV/c^2 , la pureté des lots de résonances Z' s'échelonne entre 70 et 80 %, et est donc du même ordre que la pureté du lot de paires $t\bar{t}$ du Modèle Standard, en adéquation avec les analyses antérieures.

9.3.3 Efficacité de reconstruction des paires $t\bar{t}$ du Modèle Standard

Pour estimer l'efficacité de reconstruction des paires $t\bar{t}$ du Modèle Standard, des intervalles correspondants aux différents lots de résonances doivent être définis, dans lesquels sont

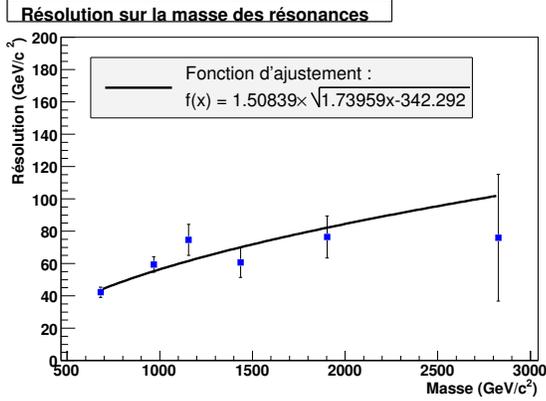


FIG. 9.11 – Résolution du détecteur ATLAS en fonction de la masse des résonances $t\bar{t}$.

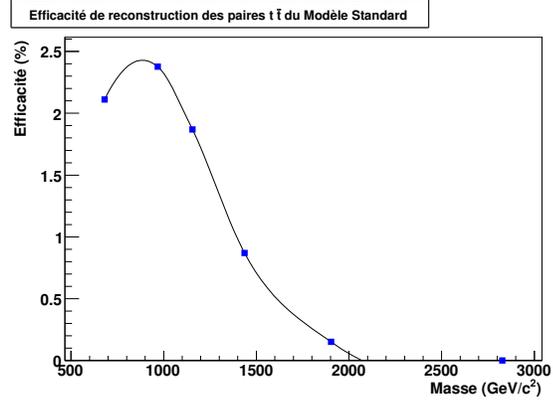


FIG. 9.12 – Efficacité de reconstruction des paires $t\bar{t}$ du Modèle Standard en fonction de la masse.

comptabilisés les événements $t\bar{t}$ générés et ceux reconstruits. Par analogie avec les études antérieures, ces intervalles sont centrés sur la masse $M_{qqbl\nu b}$ de la résonance et s'écartent de $\pm 2\Gamma_{\text{det}}$ de part et d'autre de cette valeur centrale.

La valeur de Γ_{det} est déterminée à l'aide des lots de résonances en calculant la différence entre la masse reconstruite $M_{jjbl\nu b}$ et la masse générée $M_{qqbl\nu b}$ de chaque événement pour chacun des lots produits. L'ajustement par une gaussienne des distributions ainsi obtenues permet d'extraire la résolution du détecteur qui est définie comme l'écart-type de la gaussienne pour chacune des masses considérées. La figure 9.11 présente les résultats de ce calcul en fonction de la masse de la résonance, et la fonction de résolution extraite de l'ajustement de ces points. Ces résultats sont en accord avec les études réalisées en simulation rapide, notamment la forme de la fonction de résolution qui avait été déterminée avec beaucoup plus de précision dans ce cas.

Le nombre d'événements $t\bar{t}$ générés dans chacun des intervalles de masse $[M_{jjbl\nu b} - 2\Gamma_{\text{det}}, M_{jjbl\nu b} + 2\Gamma_{\text{det}}]$ est alors déterminé. Le comptage des événements reconstruits est réalisé en totalisant dans chacun des intervalles le nombre d'événements estimés à partir de l'ajustement par une fonction seuil du spectre de masse $t\bar{t}$, pour s'affranchir des fluctuations statistiques dans les intervalles de masse élevée où le nombre d'événements reconstruits est faible. Ces comptages permettent d'estimer l'efficacité de reconstruction des paires $t\bar{t}$ du Modèle Standard représentée sur la figure 9.12 qui reste en accord avec les résultats antérieurs.

9.3.4 Calcul du potentiel de découverte

Tous les ingrédients sont donc maintenant réunis pour extraire le potentiel de découverte à 5σ de résonances Z' de demi-largeur inférieure à la résolution du détecteur. L'emploi des équations Eq.9.6 et Eq.9.9 sur les quantités déterminées préalablement produit les courbes représentées sur la figure 9.13, correspondant à différentes luminosités intégrées.

Cette estimation est en accord avec les résultats obtenus en simulation rapide. La capacité de découverte d'une résonance $t\bar{t}$ est la convolution de deux effets contraires : d'une part la forme du spectre de masse invariante $t\bar{t}$ du Modèle Standard peuplant de moins en moins les hautes masses favorise l'observation d'une résonance de haute masse, d'autre part l'efficacité

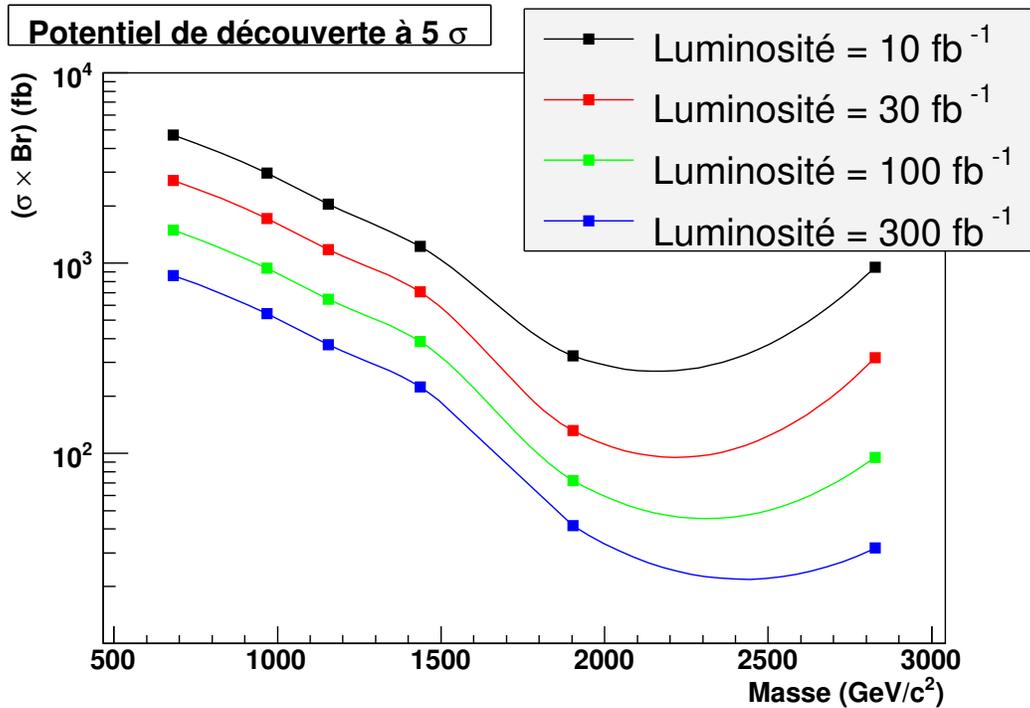


FIG. 9.13 – Potentiel de découverte à 5σ d'une résonance Z' de demi-largeur inférieure ou égale à la résolution du détecteur ATLAS.

de reconstruction réduit cette observation à haute masse.

La découverte d'une résonance de masse de l'ordre du TeV/c^2 requiert un produit de la section efficace de production par le rapport de branchement de 2000 fb pour une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} (soit 1 an à basse luminosité) et de 400 fb pour 100 fb^{-1} .

9.4 Conclusion

Dans le cadre de cette étude, des résonances Z' ont été considérées. Néanmoins, nous nous sommes efforcés de rester dans un cadre générique en tentant d'effacer l'effet des propriétés intrinsèques de ce boson. Le potentiel de découverte présenté ici correspond donc à des résonances de spin 1, peu importe le modèle alternatif dont elles sont issues. Comme nous l'avons déjà soulevé, la cinématique de la désintégration variant avec la valeur du spin, nous ne pouvons donc tirer aucune conclusion quant au potentiel de découverte de résonances de spin différent de 1.

Nous avons insisté tout au long de ce chapitre sur le fait que nos résultats étaient en parfait accord avec ceux obtenus avec des résonances produites par ATLFAST. Il n'est donc pas nécessaire de produire systématiquement d'autres résonances, qui pourraient compléter cette analyse, avec la simulation complète très gourmande en ressources informatiques. Une continuité de ce travail serait ainsi de générer de larges lots (pour minimiser l'erreur statistique) de bosons de différents spins et de fermions se désintégrant en paires $t\bar{t}$ et d'utiliser ATLFAST pour les reconstruire. En appliquant sur ces différents types d'événements l'algo-

rithme développé dans ce chapitre, la confrontation des différents potentiels de découverte ainsi obtenus permettrait d'affiner nos résultats et de rechercher les biais systématiques.

Pour finir, nous avons également soulevé le problème de la reconstruction des résonances de masse élevée, supérieure à $1.5 \text{ TeV}/c^2$, qui nécessite l'usage de stratégies de reconstruction dédiées afin d'accroître l'efficacité de la reconstruction. Cela n'a cependant pas été réalisé dans le cadre de ce travail qui se voulait le plus générique possible.

Conclusion

Les mois qui viennent verront aboutir un travail de prospection et de recherche et développement en cours depuis près de vingt ans. En plus de l'aventure humaine que représente le projet LHC, ce sont tous les espoirs fondés sur les différentes théories au-delà du Modèle Standard que le LHC arbitrera. Les études réalisées jusqu'à aujourd'hui seront enfin confrontées à la réalité du Monde Physique, et l'une des théories candidates sera peut-être élue pour succéder au Modèle Standard : l'aventure scientifique ne fait que commencer. La période qui s'ouvre sera donc riche d'enseignement et, sans aucun doute, riche en surprises.

Cette période sera celle des premiers réglages du LHC et de ses détecteurs, dont ATLAS. Nous avons montré dans ce document que l'étude des événements $t\bar{t}$ avait un rôle à jouer dans cette première phase, tant en ce qui concerne les procédures de calibration des jets que la compréhension des performances des instruments. Nous nous sommes attachés à définir, à partir des premiers événements collectés, non calibrés et sans identification des jets b, ce que pourraient être les premières analyses menant à la première calibration des jets légers. Nous avons ainsi montré que cette première calibration était possible avec l'équivalent d'une semaine à basse luminosité.

Il est par contre difficile de parier sur la date à laquelle l'identification des jets b sera optimisée, tant la tâche est complexe. Pour cette raison, nous nous sommes efforcés de couvrir tout le champ des possibles en envisageant la reconstruction des paires $t\bar{t}$ selon l'hypothèse du nombre de jets b identifiés, et en soulignant dans chaque cas quelques stratégies de reconstruction parmi les plus prometteuses.

Dans le cas idéal où l'efficacité d'identification des jets b serait de l'ordre de 60 %, les événements $t\bar{t}$ devraient principalement être reconstruits en demandant 2 jets b identifiés. Nous avons pu montrer que ce type d'analyse était la voie privilégiée pour réaliser la mesure de précision de la masse du quark Top. D'une part, les différents jeux de coupures employés dans le cadre de ce travail permettent d'atteindre une pureté du lot de Top reconstruits allant jusqu'à 80 % avec une efficacité de reconstruction de l'ordre du pour cent. D'autre part, les différents estimateurs de la masse du Top utilisés permettent d'atteindre une précision de l'ordre du GeV/c^2 sur la mesure. Les objectifs que s'est fixée la collaboration sont donc tout à fait envisageable. Cependant, cette précision ne sera possible sans un travail considérable en amont sur l'étalonnage des jets dont nous avons tracé l'esquisse, mais qui devra très certainement surmonter des difficultés que nous n'aurons pu anticiper.

Nous avons exploré différentes voies afin d'augmenter la statistique avec une même luminosité intégrée. Dans ce sens, la relaxe de la coupure en P_T des jets légers apparaît être une voie prometteuse même si elle nécessite au préalable le bon étalonnage des jets d'impulsion

transverse comprise entre 20 et 40 GeV/ c . Si un tel étalonnage n'était pas réalisable, cette voie pourrait néanmoins accroître la pureté du lot de Top reconstruits plutôt que l'efficacité.

L'analyse des événements à 1 jet b a été présentée ici avec l'objectif d'accroître l'efficacité de reconstruction des événements. Cette analyse sera également exploitée, avec l'analyse sans jet b, dans le cas où l'efficacité d'identification des jets b ne serait pas aussi élevée que prévu. En terme de mesure de la masse du Top, les résultats obtenus sont semblables à ceux de l'analyse à deux jets b. Néanmoins, la chute d'efficacité d'identification des jets b accroît les erreurs systématiques et réduit la pureté du lot de Tops reconstruits. L'analyse des événements à 1 jet b doit donc rester un "bonus" permettant d'accroître la statistique par rapport à l'analyse à 2 jets b, ou un moyen de comparer et confronter les résultats. Il en va de même pour l'analyse sans jet b.

Dans cette dernière analyse, nous avons pu soulever un point important qui s'applique aussi à l'analyse à 1 jet b : la reconstruction du Top hadronique sans identification complète des deux jets b nécessite seulement de choisir au mieux les trois jets issus du Top en appliquant un étalonnage 'jet b' à l'un d'entre eux. Nous avons ainsi montré que l'erreur systématique sur la mesure de la masse du Top par un choix arbitraire du jet calibré b serait inférieure à 1 GeV/ c^2 . Cette erreur est relativement acceptable dans une analyse où les deux jets b ne sont pas identifiés.

Nous avons également eu l'occasion de discuter de la stratégie de nettoyage des conteneurs. L'ordre de traitement des différents conteneurs ainsi que le protocole de nettoyage ont été définis dans le cadre de cette thèse pour le traitement spécifique des événements $t\bar{t}$ et sont motivés par les caractéristiques propres à ce canal. Nous avons pu montrer que ce choix avait une incidence sur le nombre d'événements présélectionnés dans le cadre particulier d'une analyse sans jet b, et il est évident que le nombre d'événements présélectionnés sera différent si l'ordre de traitement des divers conteneurs est modifié. Le groupe Top de l'expérience ATLAS aura donc dans l'avenir la tâche de définir le protocole standard de présélection des objets afin que la comparaison des analyses et des résultats des différents instituts soit la plus fine possible.

Dès que l'analyse à 2 jets b aura atteint sa phase de maturité, le potentiel de découverte de résonances $t\bar{t}$ pourra être calculé en vu d'exclure les modèles ne correspondant pas aux observations. La méthode de reconstruction des événements, adaptée aux paires $t\bar{t}$ du Modèle Standard, montre ses limites pour des résonances de masse supérieure à 2 TeV/ c^2 . Nous avons donc proposé quelques alternatives pour pallier cette perte d'efficacité de reconstruction sans pour autant les détailler plus amplement pour ne pas sortir du cadre de cette analyse.

Enfin, nous avons pu vérifier que les résultats obtenus en simulation complète et rapide, par comparaison avec une analyse antérieure, étaient parfaitement compatibles. Même si certains lots doivent être produits en simulation complète pour permettre un contrôle, l'essentiel de la production de résonances pourrait être réalisée en simulation rapide pour accroître le nombre d'événements simulés et ainsi réduire les incertitudes statistiques.

Toutes les analyses conduites dans ce document doivent maintenant être réitérées sur les lots d'événements produits dans le cadre du "Computing Service Challenge" avec la version

12 d'ATHENA. Notre objectif initial était de se baser sur ces nouveaux lots d'événements. Leur arrivée tardive ne l'a pas permis. Ce travail, en partie commencé, doit être poursuivi pour confronter les résultats présentés ici avec ceux d'un nouveau lot de données. D'après nos premières analyses, aucune différence significative n'est observée. Ce nouveau lot considère davantage de canaux de bruit de fond physique dont le traitement permettra de mieux évaluer l'incertitude sur la mesure de la masse du Top et d'affiner les résultats.

Il n'en reste pas moins que l'incertitude théorique sur le bruit de fond physique d'origine QCD est très difficile à estimer, laquelle se répercute nécessairement sur la mesure de la masse du Top. De même, les lots d'événements employés ne décrivent pas les effets d'empilement et supposent une géométrie parfaite du détecteur. Au final, les résultats présentés ici sont prometteurs et constituent ce que l'on est en droit d'attendre, à terme, des mesures réalisées à l'aide du détecteur ATLAS. Bien que nous nous soyons efforcés de dresser la liste des difficultés à venir dans le cadre de l'analyse des paires $t\bar{t}$, d'autres écueils difficiles à estimer à l'heure actuelle devront très certainement être surmontés afin d'y parvenir.

Bibliographie

- [1] Herrero, M. (1998), The Standard Model. [hep-ph/9812242].
- [2] Pauli, W. Lettre disponible à l'adresse <http://wwwlapp.in2p3.fr/neutrinos/plettre.html>.
- [3] Cowan, C. L. J., Reines, F., Harrison, F. B., Kruse, H. W., et McGuire, A. D. (1956) Detection of the Free Neutrino : A Confirmation. *Science*, **124**, 103.
- [4] Reines, F. et Cowan, C. L. J. (1956) The Neutrino. *Nature*, **178**, 446.
- [5] Reines, F. et Cowan, C. L. J. (1957) Neutrino Physics. *Physics Today* **10**, **8**, 12.
- [6] Anderson, C. D. (1933) The Positive Electron. *Phys. Rev.*, **43**, 491–494.
- [7] Gell-Mann, M. (1964) *Phys. Lett.*, **8**, 214.
- [8] Glashow, S. L., Iliopoulos, J., et Maiani, L. (1970) Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry. *Phys. Rev. D*, **2**, 1285–1292.
- [9] Aubert, J. J., *et al.* (1974) Experimental Observation of a Heavy Particle *J. Phys. Rev. Lett.*, **33**, 1404–1406.
- [10] Augustin, J. E., *et al.* (1974) Discovery of a Narrow Resonance in e^+e^- Annihilation. *Phys. Rev. Lett.*, **33**, 1406–1408.
- [11] The LEP Collaboration et the LEP Electroweak Working Group (2007), A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model. (voir sur le site <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/>).
- [12] Yao, W.-M., *et al.* (2006) Review of Particle Physics. *J. Phys. G : Nucl. Part. Phys.*, **33**, 1–1232.
- [13] Derendinger, J.-P. (2001) *Théorie Quantique des Champs*. Presse Polytechnique et Universitaire Romande.
- [14] Akhiezer, A. I., Berestetskii, V. B., et Shaffer, R. A. (1965) Quantum Electrodynamics. *J. Phys. G : Nucl. Part. Phys.*, **33**, 976, issue 11.
- [15] Deandra, A., Notes de cours : Introduction à l'interaction forte (Chromodynamique quantique). Disponible à l'adresse <http://deandra.home.cern.ch/deandra>.
- [16] Barnes, V., *et al.* (1964) *Phys. Rev. Lett.*, **12**, 204.
- [17] Chanfray, G. et Smadga, G. (1997) *Les Particules et leurs Symétries*.
- [18] Nakano, T., *et al.* (2003) Evidence for a Narrow $S = +1$ Baryon Resonance in Photo-production from the Neutron. *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 012002.
- [19] Stepanyan, S., *et al.* (2003) Observation of an Exotic $S = +1$ Baryon in Exclusive Photoproduction from the Deuteron. *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 252001.

- [20] Kubarovsky, V., *et al.* (2004) Observation of an Exotic Baryon with $S = +1$ in Photoproduction from the Proton. *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 032001.
- [21] Wu, C. S., Ambler, E., Hayward, R. W., Hoppes, D. D., et Hudson, R. P. (1957) Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay. *Phys. Rev.*, **105**, 1413.
- [22] Glashow, S. (1961) Partial-Symmetries Of Weak Interactions. *Nucl. Phys.*, **22**, 579.
- [23] Salam, A. (1967) A Model Of Leptons. *Phys. Rev. Lett.*, p. 19.
- [24] Salam, A. (1968) Elementary Particle Theory : Relativistic Groups and Analyticity. *Proceedings 8th Nobel Symposium, Almqvist and Wiksell*, p. 367.
- [25] Gell-Mann, M. (1953) Isotopic Spin and New Unstable Particles. *Phys. Rev.*, **92**, 833–834.
- [26] Nishijima, K. et Nakano, T. (1953) Charge independence for V-particles. *Prog. Theor. Phys.*, **10**, 581.
- [27] Higgs, P. (1964) *Phys. Lett.*, **12**, 132.
- [28] Higgs, P. (1964) *Phys. Lett.*, **13**, 508.
- [29] Higgs, P. (1966) *Phys. Lett.*, **145**, 1156.
- [30] Englert, F. et Brout, R. (1964) *Phys. Rev. Lett.* **13**, p. 321.
- [31] Cabbibo, N. (1964) Unitarity Symmetry and Leptonic Decays. *Phys. Rev.*, **10**, 531.
- [32] Kobayashi, M. et Maskawa, T. (1973) CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction. *Prog. Theor. Phys.*, **49**, 652.
- [33] Wilson, G., Kenneth, G., et Kogut, J. (1974) The renormalization group and the ϵ expansion. *Phys. Reports*, **12**, 75.
- [34] Sher, M. (1989) Electroweak potential and vacuum stability. *Phys. Reports*, **179**, 273.
- [35] Ridolfi, G., Isidori, G., et Strumia, A. (2001) On the metastability of the Standard Model vacuum. *Nucl. Phys.*, **B609**, 387.
- [36] [Gargamelle Neutrino Collaboration] : F. J. Hasert *et al.* (1973) Observation of Neutrino-Like Interactions Without Muon or Electron In The Gargamelle Neutrino Experiment. *Phys. Lett. B*, **46**, 138.
- [37] Barber, D. P., *et al.* (1979) Discovery of Three-Jet Events and a Test of Quantum Chromodynamics at PETRA. *Phys. Rev. Lett.*, **43**, 830–833.
- [38] [UA1 Collaboration] : G. Arnison *et al.* (1984) Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at $\sqrt{s} = 540\text{GeV}$. *Phys. Lett. B*, **139**, 139.
- [39] [UA1 Collaboration] : G. Arnison *et al.* (1983) Experimental observation of leptons pairs of invariant mass around $95\text{ GeV}/c^2$ at the CERN SpS collider. *Phys. Lett. B*, **126**, 398.
- [40] Abachi, S. (1995) Observation of the Top Quark. *Physical Review Letters*, **74**, 2632, [hep-ex/9503003].
- [41] The CDF collaboration (1995) Observation of Top Quark Production in Pbar-P Collisions. *Physical Review Letters*, **74**, 2626, [hep-ex/9503002].

- [42] DONUT Collaboration (2001) Observation of Tau Neutrino Interactions. *Physics Letters B*, **504**, 218, [hep-ex/0012035].
- [43] Altarelli, G. (2000), The Standard Electroweak Theory and Beyond. [hep-ex/0011078].
- [44] [The Super-Kamiokande Collaboration] : Y. Ashie *et al.* (2004) Evidence for an oscillatory signature of atmospheric neutrino oscillation. *Phys. Rev. Lett.*, **93**, [hep-ph/0404034].
- [45] Weinberg, S. (1976) *Phys. Rev.*, **D13**, 974.
- [46] Suskind, L. (1979) *Phys. Rev.*, **D20**, 2619.
- [47] Lane, K. (2000), Technicolor 2000. [hep-ph/0007304].
- [48] Balaji, B. (1996), Top Decay in Topcolor-Assisted Technicolor. [hep-ph/9610446].
- [49] Lane, K. (1995), Natural Topcolor-Assisted Technicolor. [hep-ph/9503433].
- [50] Farhi, E. et Susskind, L. (1981) *Phys. Rep.*, **74**, 277.
- [51] Hill, C. T. (2002), Strong Dynamics and Electroweak Symmetry Breaking. [hep-ph/0203079].
- [52] Hill, C. T. (1994), Topcolor-Assisted Technicolor. [hep-ph/9411426].
- [53] Lane, K. (1996), Symmetry Breaking and Generational Mixing in Topcolor-Assisted Technicolor. [hep-ph/9602221].
- [54] Georgi, H. et Glashow, S. L. (1974) Unity of All Elementary Particle Force. *Phys. Rev. Lett.*, **32**, 438.
- [55] Kubishin, Y. A. (2001), Models with extra dimensions and their phenomenology. [hep-ph/0111027].
- [56] Kaluza, T. (1921) On the problem of unity in physics. *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin. (Math. Phys.)*, pp. 966–972.
- [57] Klein, O. (1926) Quantum theory and five dimensional theory of relativity. *Z. Phys.*, **37**, 895–906.
- [58] Martin, S. P. (1997), A Supersymmetry Primer. [hep-ph/9709356v4].
- [59] Bilal, A. (2001), Introduction to Supersymmetry. [hep-th/0101055v1].
- [60] de Boer, W. et Sander, C. (2004) Global electroweak fits and gauge coupling unification. *Phys. Lett.*, **B585**, 276–286.
- [61] Schwarz, J. H. (2000), Introduction to Superstring Theory. [hep-ex/0008017v1].
- [62] Davies, P. C. W. et Brown, J. (1992) Superstrings - a Theory of Everything. *Science*, **258**.
- [63] Brüning, O., *et al.*, LHC Design Report Vol I : The LHC main ring. CERN-2004-003.
- [64] Brüning, O., *et al.*, LHC Design Report Vol III : The LHC injector chain. CERN-2004-003.
- [65] Virdee, T. S. et Ellis, N. (1994) Experimental Challenges in high luminosity collider physics. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, **44**, 609.
- [66] Brüning, O., *et al.*, Design performance. EDMS Id :CERN-0000020013v.0.
- [67] The ATLAS Collaboration (1994), ATLAS Technical Proposal. CERN/LHCC/94-43.

- [68] The CMS Collaboration (1994), CMS Technical Proposal. CERN/LHCC/94-38.
- [69] The LHCb Collaboration (1998), LHCb Technical Proposal. CERN/LHCC/98-4.
- [70] The ALICE Collaboration (1995), ALICE Technical Proposal. CERN/LHCC/95-71.
- [71] The TOTEM Collaboration (2004), TOTEM Technical Design Report. CERN/LHCC/2004-002.
- [72] The LUCID Collaboration (1995), The LUCID Mechanical Design Report. ATL-UL-ES-001.
- [73] The LHC study group (1995), The Large Hadron Collider, Conceptual Design Report. ATL-AC-95-05.
- [74] The ATLAS Collaboration (1999) *Detector and Physics Performance TDR*, vol. 1 of CERN/LHCC/99-14.
- [75] The ATLAS Collaboration (1999) *Detector and Physics Performance TDR*, vol. 2 of CERN/LHCC/99-14.
- [76] The ATLAS Collaboration (1998), ATLAS Inner Detector Technical Design Report I. CERN/LHCC/97-16.
- [77] The ATLAS Collaboration (1998), ATLAS Inner Detector Technical Design Report II. CERN/LHCC/97-17.
- [78] The ATLAS Collaboration (1998), ATLAS Pixel Detector Technical Design Report. CERN/LHCC/98-13.
- [79] Garcia-Sciveres, M. (2004), The ATLAS pixel detector. ATL-COM-INDET-2004-004.
- [80] Jackson, J. N. et the ATLAS SCT Collaboration (2005) The ATLAS semiconductor tracker (SCT). *Nucl. Instrum. Meth.*, **A541**, 89.
- [81] Jackson, J. N. et the ATLAS TRT Collaboration (2004) Status of design and construction of the Transition Radiation Tracker (TRT) for the ATLAS experiment at LHC. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A522**, 131.
- [82] The ATLAS Collaboration (1998), ATLAS Central Solenoid Technical Design Report. CERN/LHCC/98-21.
- [83] Ten Kate, H. et the ATLAS Magnet Collaboration (2006) The ATLAS superconducting magnet system : status of construction and installation. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, **9**, 841.
- [84] The ATLAS Collaboration (1996), ATLAS Calorimeter Performance Technical Design Report. CERN/LHCC/96-40.
- [85] The ATLAS Collaboration (1996), ATLAS Liquid Argon Calorimeter Technical Design Report. CERN/LHCC/96-41.
- [86] The ATLAS Electromagnetic Barrel Liquid Argon Calorimeter Group (2006) Construction, assembly and test of the ATLAS electromagnetic barrel calorimeter. *Nucl. Instrum. Meth.*, **558**, 388.
- [87] The ATLAS Collaboration (1996), ATLAS Tile Calorimeter Technical Design Report. CERN/LHCC/96-42.
- [88] Jon, K., Giangiobbe, V., Johanson, P., et Santoni, C. (2005), Hadronic calorimeter performance in ATLAS combined testbeam 2004. ATL-TILECAL-PUB-2005-008.

- [89] The ATLAS Hadronic Calorimeter Group (2002) Hadron energy reconstruction for the ATLAS calorimetry in the framework of the non-parametrical method. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A480**, 508.
- [90] The ATLAS Collaboration (1997), ATLAS Muon Spectrometer Technical Design Report. CERN/LHCC/97-22.
- [91] The ATLAS Level 1 trigger group (1998), ATLAS first level trigger. Technical Design Report. CERN/LHCC/98-14.
- [92] Disponible à l'adresse <http://lcg.web.cern.ch/LCG/>.
- [93] Disponible à l'adresse <http://cc.in2p3.fr/rubrique163.html>.
- [94] Le communiqué de presse est disponible à l'adresse <http://www2.cnrs.fr/presse/communique/861.htm>.
- [95] The ATLAS Computing Group (2005), Computing Technical Design Report. CERN/LHCC/2005-022.
- [96] Lavrighen W. *et al.* (2004) The Athena Control Framework in Production, New Developments and Lessons Learned. *Computing in High Energy and Nuclear Physics*, disponible à l'adresse <http://chep2004.web.cern.ch/chep2004/>.
- [97] Sjöstrand, T., Lönnblad, L., et Mrenna, S. (2003) PYTHIA 6.2 - Physics and Manual. [hep-ph/0308153].
- [98] Frixione, S. et Webber, B. R. (2002) The MC@NLO Event Generator. [hep-ph/0207182].
- [99] Slabospitsky, S. R. et Sonnenschein, L. (2002) TopReX generator (version 3.25). Short manual. *Computer Physics Communications*, **148**, 87, [hep-ph/0201292].
- [100] Agostinelli S. *et al.* (2003) Geant4 a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, **506**, 250–303, disponible à l'adresse <http://cern.ch/geant4>.
- [101] Froidevaux, D., Richter-Was, E., et Poggioli, L. (1998), ATLFAST 2.0 : A fast simulation package for ATLAS. ATL-PHYS-98-131.
- [102] Assamagan K. A. *et al.* (2003), Final report of the ATLAS AOD/ESD definition task force. ATL-SOFT-2004-006.
- [103] Brun R. *et al.* (2006), ROOT version 5.12/00. Disponible à l'adresse <http://root.cern.ch/>.
- [104] Disponible à l'adresse <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/EgammaATLASRecoPerformance>.
- [105] Disponible à l'adresse <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/MuonRecoPedia>.
- [106] Disponible à l'adresse <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/JetS>.
- [107] Blazey, G. C., *et al.* (2000), Run II Jet Physics : Proceedings of the Run II QCD and Weak Boson Physics Workshop. [hep-ex/0005012].
- [108] Butterworth, J. M., Couchman, J. P., Cox, B. E., et Waugh, B. M. (2003) KtJet : A C++ implementation of the Kt clustering algorithm. *Computer Physics Communications*, **153**, 85, [hep-ph/0210022].

- [109] Disponible à l'adresse <http://www.phys.hawaii.edu/indico/materialDisplay.py?contribId=199&sess%ionId=10&materialId=slides&confId=3>.
- [110] Shibata, A. (2007), TopView Tutorial. ATL-COM-SOFT-2007-005.
- [111] Yoh, J. (1997) The discovery of the b quark at Fermilab in 1977 : The experiment coordinator's story. Disponible à l'adresse http://www.osti.gov/bridge/product.biblio.jsp?osti_id=645407.
- [112] Herb, S. W., *et al.* (1977) Observation of a Dimuon Resonance at 9.5 GeV in 400-GeV Proton-Nucleus Collisions. *Phys. Rev. Lett.*, **39**, 252–255.
- [113] Peskin, M. E. et Schroeder, D. V. (1995) *An Introduction to Quantum Field Theory*. Perseus Book.
- [114] Quigg, C. (1983) *Gauge Theories of the Strong, Weak and Electromagnetic Interactions*. Addison-Wesley.
- [115] Ryder, L. H. (1985) *Quantum Field Theory*. Cambridge.
- [116] Bean, A., *et al.* (1987) Improved upper limit on flavor-changing neutral-current decays of the b quark. *Phys. Rev. D*, **35**, 3533–3536.
- [117] Albajar C. *et al.* (1991) *Phys. Lett. B*, **262**, 163.
- [118] Franzini, P. J. (1989) BB mixing : A review of recent progress. *Physics Reports*, **173**, 1–62.
- [119] [Collaboration JADE] : Elsen E. *et al.* (1990) *Z. Physik C*, **46**, 349–359.
- [120] [Collaboration CELLO] : Behrend H. J. *et al.* (1990) *Z. Physik C*, **47**, 333–342.
- [121] [Collaboration TOPAZ] : Shimonaka A. *et al.* (1991) *Phys. Lett. B*, **268**, 457–464.
- [122] [Collaboration LEP ALEPH , DELPHI , L3 , OPAL et le LEP Electroweak Working Group] : Schaile D. (1994). Présentation 27th International Conference on High Energy Physics, Glasgow.
- [123] *et al.*, D. . A. V. (2007) Experimental discrimination between charge $2e/3$ top quark and charge $4e/3$ exotic quark production scenarios. *Physical Review Letters*, **98**, 041801.
- [124] Grenier P. *et al.* (2000), Measurement of the Top quark Mass in the Inclusive Single Lepton Plus Jet Channel. ATLAS Internal Note ATL-PHYS-99-026.
- [125] Beyaev, A., Ellis, J., et Lola, S. (2000), Three-body Supersymmetric Top Decays. [hep-ph/0002220].
- [126] Beneke M. *et al.* (2000), Top Quark Physics. Proceedings of the workshop on Standard Model Physics (and more) at the LHC, CERN 2000-004.
- [127] Roy, P. (2002) *Perspective de mesure de la masse du quark Top avec le détecteur ATLAS*. Thèse de doctorat, Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand.
- [128] <http://www.fnal.gov/>.
- [129] <http://www-d0.fnal.gov/>.
- [130] <http://www-cdf.fnal.gov/>.
- [131] Déliot, F. (2007). <http://indico.lal.in2p3.fr/conferenceDisplay.py?confId=100>.

- [132] Pumplin, J., Stump, D. R., Huston, J., Lai, H. L., Nadolsky, P., et Tung, W. K. (2002) New Generation of Parton Distributions with Uncertainties from Global QCD Analysis. *JHEP*, **0207**, 012, [hep-ph/0201195].
- [133] Bonciani R. *et al.* (1998) NLL resummation of the heavy quark hadro-production cross section. *Nucl. Phys.*, **B529**.
- [134] Corcella G. *et al.* (2001) HERWIG 6.5 : an event generator for Hadron Emission Reactions With Interfering Gluons (including supersymmetric processes). *JHEP*, **0101**, 010, [hep-ph/0011363].
- [135] Butterworth, J. M., Forshaw, J. R., et Seymour, M. (1996) Multiparton interactions in photoproduction at HERA. *Z. Phys.*, **C72**, 637–646, [hep-ph/9601371].
- [136] Ghodbane, N. (2006), A Look at Eventview/Topview overlap removal. Disponible à l'adresse <http://indico.cern.ch/materialDisplay.py?contribId=6&materialId=sli%des&confId=a062518>.
- [137] Lefebvre, M. et Loch, P., Introduction to Hadronic Calibration in ATLAS. 3rd Hadronic Calibration Workshop, Milan ; Italy, 26-27 April, 2007.
- [138] Sen-Gupta, A., Merritt, F., et Proudfoot, J. (2006), Jet Energy Correction Using Longitudinal Weighting. ATL-COM-PHYS-2006-062.
- [139] Vivarelli, I. et Roda, C. (2005), Cell Based Jet Calibration. ATL-PHYS-PUB-2005-019.
- [140] Paige, F., Rome Jet Calibration based on ATHENA 9.0.4. Voir la page du groupe Jet/ETMiss d'ATLAS : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/JetS>.
- [141] Busato, E., Reconstruction des jets. Physique ATLAS France, Autrans, France, 27-29 Mars, 2006.
- [142] Etienvre, A. I., Besson, N., et Schwindling, J., Light Jet Energy Scale from $t\bar{t}$ events using templates. Disponible à l'adresse <http://indico.cern.ch/materialDisplay.py?contribId=0&materialId=sli%des&confId=15364>.
- [143] Etienvre, A. I., Meyer, J. P., et Schwindling, J. (2005), Top quark mass measurement in the lepton plus jets channel using full simulation. ATL-COM-PHYS-2005-020.
- [144] Hubaut, F., Monnier, E., Pralavorio, P., et Zhu, C. (2006), First Look of $t\bar{t}$ events @ 100 pb⁻¹. Disponible à l'adresse <http://indico.cern.ch/materialDisplay.py?contribId=s0t2&materialId=%0&confId=a062180>.
- [145] Borjanovic, I., *et al.* (2005), Investigation of top mass measurements with the ATLAS detector at LHC. [hep-ex/0403021].
- [146] Bentvelsen, S. et Cobal, M. (2005), Top studies for the Atlas detector commissioning. ATL-PHYS-PUB-2005-024.
- [147] Schwanenberger, C. (2006), Search for a new Resonance decaying into Top-Antitop at Tevatron. [hep-ex/0602048].
- [148] ATLAS Collaboration (2003), Investigation of top mass measurements with the ATLAS detector at LHC. ATL-COM-PHYS-2003-025.
- [149] Cogneras, E. et Pallin, D. (2006), Generic $t\bar{t}$ resonance search with the ATLAS detector. ATL-PHYS-PUB-2006-033.

Résumé

Depuis sa découverte en 1995 à Fermilab, le quark Top fait l'objet d'une grande attention. Il complète la troisième famille de quarks du Modèle Standard de la physique des particules, et la mesure de ses propriétés contraint fortement ce modèle. Il constitue également une voie d'accès privilégiée à la nouvelle physique attendue à une énergie de l'ordre du TeV.

Ce travail de thèse, réalisé auprès du détecteur ATLAS du LHC, présente les méthodes mises en œuvre afin de mesurer précisément la masse du quark Top dans le canal *lepton+jets*. Différentes stratégies d'analyse sont présentées en fonction des performances du détecteur, notamment sa capacité d'identification des jets beaux.

La mesure précise de la masse du Top passe par une connaissance approfondie de l'échelle d'énergie des jets. Ce document propose une stratégie d'étalonnage des jets légers qui s'appuie sur la contrainte de la masse du boson W, et montre qu'une précision de l'ordre du GeV/c^2 sur la mesure de la masse du Top est tout à fait possible.

Une évaluation du potentiel de découverte de résonances $t\bar{t}$, prévues dans le cadre de modèles au-delà du Modèle Standard, est également menée.

Mots-clé : ATLAS, quark Top, masse du Top, calibration des jets, potentiel de découverte, résonance $t\bar{t}$

Abstract

Since it was discovered in 1995 at Fermilab, the Top quark is the subject of a great attention. It completes the third quark generation of the Standard Model of particle physics, and the measurement of its properties constrains strongly this model. It is also a preferential way to probe new physics expected around 1 TeV.

This thesis, performed using the ATLAS detector at LHC, describes the methods implemented in order to measure precisely the Top quark mass in the *lepton + jets* channel. Several analysis ways are presented in function of the performances of the detector, especially its capacity to identify the b jets.

The precise measurement of the Top quark mass needs a deep understanding of the jet energy scale. This thesis suggests a strategy to calibrate the light jets using the constraint on the W boson mass, and shows that a precision of $1 \text{ GeV}/c^2$ on the Top mass measurement is achievable.

An evaluation of the discovery potential of $t\bar{t}$ resonances, foreseen by models beyond the Standard Model, is also carried out.

Keywords : ATLAS, Top quark, Top mass, jets calibration, discovery potential, $t\bar{t}$ resonance