HAL
open science

Prospectives de recherche du quark de quatrième génération u4 avec le détecteur ATLAS auprès du LHC

P.-O. Defay

To cite this version:

P.-O. Defay. Prospectives de recherche du quark de quatrième génération u4 avec le détecteur ATLAS auprès du LHC. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II, 2008. Français. NNT : . tel-00333259

HAL Id: tel-00333259

https://theses.hal.science/tel-00333259v1

Submitted on 22 Oct 2008

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 : 1839 PCCF T 0000
EDSF : 570

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

Pierre-Olivier DEFAY
Master

Prospectives de recherche du quark de quatrième génération u_4 avec le détecteur ATLAS auprès du LHC

Thèse soutenue le 4 juillet 2008 devant la commission d'examen :

Président :	M.	A.	Baldit
Rapporteurs :	Mme	F.	Ledroit
	M	A.	Onofre
Examinateurs :	M	D.	Calvet
	Mme	I.	Ripp
Directeur de thèse :	M	D.	Pallin

Remerciements

Je souhaite remercier le Professeur Alain BALDIT, directeur du Laboratoire de Physique Corpusculaire de Clermont-Ferrand, pour m'avoir accueilli dans son laboratoire et pour avoir accepter de présider le jury de cette thèse.

Je remercie également l'équipe Atlas et particulièrement son responssable François Vazeille pour m'avoir accueilli durant cette thèse.

Je remercie chaleureusement Dominique Pallin, Directeur de Recherche au CNRS, pour avoir accepté d'encadrer cette thèse mais aussi et surtout pour ses conseils avisés et sa présence tout au long de ces trois années.

Je tiens à témoigner toute ma gratitude à David Calvet, Chargé de Recherche au CNRS, pour tout le temps, les discussions, les orientations pertinentes et le savoir physique et informatique qu'il m'a patiemment distillé au fur et à mesure que nous travaillions ensemble.

Je remercie également Fabienne Ledroit-Guillon, Antonio Onofre et Isabelle Ripp-Baudot pour leur participation au jury de cette thèse et pour leurs nombreux comentaires et suggestions concernant ce manuscrit.

Je remercie aussi tous les membres de l'équipe ATLAS passés ou présents qui, soit par leurs conseils, soit par leurs enseignements ou simplement par leur fraternité m'ont apporté leur soutien durant ces trois années. Même si je ne peux tous les citer par manque de place, je ne les oublie pas.

Je tire aussi mon chapeau à tous les doctorants qui durant ces années et même avant m'ont soutenu, tiré, cabossé et remotivé : Ludo, Florent, Vincent, Eric et tous les autres ... Merci.

Enfin me reste à remercier mes proches : Maman, Claire et Franck, mes grands parents, et tous mes amis qui m'ont apporté leur soutien inconditionnel, leurs encouragements et toute leur compréhension durant toutes ces années.

Pour finir je dois mon éternelle gratitude à celle qui, jour après jour, m'a aidé par ses paroles, m'a compris même quand c'était incompréhensible, m'a soutenu quand ça n'allait pas et m'a rempli le cœur de soleil, Véro.

Table des matières

Introduction **1**

1 Le Modèle Standard et ses difficultés **3**
1.1 Les constituants de la matière 3
1.2 Le modèle électrofaible 5
1.2.1 Introduction 5
1.2.2 Le lagrangien 5
1.2.3 La masse des particules et le mécanisme de Higgs 7
1.3 L'interaction forte 9
1.3.1 Le lagrangien 9
1.3.2 Liberté asymptotique 9
1.4 Masse des leptons 10
1.5 Masse des quarks 10
1.6 Les succès et les difficultés du Modèle Standard 11
1.6.1 Les succès du Modèle Standard 11
1.6.2 Les limites du Modèle Standard 13

2 Au delà du Modèle Standard : la quatrième génération **17**
2.1 Les extensions possibles du Modèle Standard 17
2.1.1 La supersymétrie 17
2.1.2 La technicouleur 18
2.1.3 Les dimensions supplémentaires 20
2.1.4 La théorie des cordes 20
2.1.5 Les théories de grande unification 21
2.1.6 La compositivité 22
2.2 Les théories de quatrième génération de fermions 23
2.2.1 Contraintes de la précision expérimentale du Modèle Standard sur les théories de quatrième génération 23
2.2.1.1 La quatrième génération de fermions lourds 23
2.2.1.2 La quatrième génération de fermions lourds avec un neutrino "léger" 25
2.2.1.3 La quatrième génération avec SUSY 26
2.2.1.4 Conclusions 27
2.2.2 Une quatrième famille sans nouveaux leptons 27
2.2.3 Le modèle démocratique [1] 29
2.2.4 Conclusions 31

2.3 Les manifestations possibles des quarks de la quatrième génération 32
2.3.1 Les effets sur la section efficace de production du boson de Higgs . . . 32
2.3.2 La désintégration par courant chargé 33
2.3.3 La desintégration par courants neutres avec changements de saveur . 36
2.3.4 Production et désintégration de pseudo-scalaire de quatrième génération 38
2.3.5 Conclusion 40

3 Le LHC (Large Hadron Collider) et l'expérience ATLAS 41
3.1 Le LHC 41
3.1.1 Généralités 41
3.1.2 L'accélération des particules 44
3.1.3 Les expériences du LHC 44
3.2 Le détecteur ATLAS 44
3.2.1 Coordonnées et variables dans ATLAS 46
3.2.2 Les trajectographes internes 47
3.2.2.1 Le détecteur à pixels 47
3.2.2.2 Le détecteur à micropistes de silicium (SCT) 47
3.2.2.3 Le trajectographe à rayonnement de transition (TRT) . . . 48
3.2.2.4 L'aimant solénoïdal 48
3.2.3 La calorimétrie 48
3.2.3.1 Le calorimètre électromagnétique 48
3.2.3.2 Le calorimètre hadronique 49
3.2.3.3 Le calorimètre à l'avant 50
3.2.4 Le spectromètre à muons 50
3.2.4.1 Les aimants 50
3.2.4.2 Les chambres de reconstruction de traces 53
3.2.4.3 Les chambres de déclenchement 53
3.2.5 Le système de déclenchement 53
3.3 L'environnement informatique dans ATLAS 55
3.3.1 La grille de calcul 55
3.3.2 Les outils logiciels dans ATLAS 57

4 Calibration et résolution sur l'énergie des jets 59
4.1 Les jets dans ATLAS 59
4.1.1 La reconstruction des jets avec Athena 59
4.1.2 L'identification des jets beaux 61
4.1.3 La calibration des jets 62
4.2 La calibration des données en simulation rapide 65
4.2.1 La calibration des jets légers 65
4.2.2 La calibration des jets beaux 69
4.3 Mesure de la résolution sur l'énergie des jets par l'étude de la désintégration hadronique du boson W issu du quark *top* 73
4.3.1 Mesure de la résolution sur la masse du boson W 74
4.3.2 Principe de la méthode itérative 74
4.3.3 Les contours de l'étude 75
4.3.4 Forme de la masse invariante du boson W 76

4.3.5 Cas sans décalibration 80
4.3.5.1 Résolution en énergie fixe (AFIXE) 80
4.3.5.2 Résolution sur énergie variable (AVAR) 81
4.3.6 Cas avec décalibration fixe 81
4.3.6.1 Résolution sur l'énergie fixe (BFIXE) 81
4.3.6.2 Résolution sur l'énergie variable (BVAR) 81
4.3.7 Cas avec décalibration variable 84
4.3.7.1 Résolution sur l'énergie fixe (CFIXE) 84
4.3.7.2 Résolution de l'énergie variable (CVAR) 85
4.3.8 Conclusion 85

5 Recherche d'un quark *up* de quatrième génération u_4 87
5.1 Principe de recherche 87
5.2 Recherche du quark u_4 avec les coupures standards pour l'étude du quark *top* 88
5.2.1 Les coupures de préselection des événements 88
5.2.2 Le choix des particules et leur appariement 89
5.2.2.1 Appariement des jets légers, reconstruction du boson W . . 89
5.2.2.2 Choix du jet beau provenant du quark u_4 90
5.2.3 Le signal 91
5.2.4 Le bruit de fond 94
5.2.4.1 Le bruit de fond $W + n$ *partons* 94
5.2.4.2 Le bruit de fond des désintégrations de paires de quarks *top* 94
5.2.4.3 Le bruit de fond des désintégrations de paires de quarks d_4 . 95
5.2.5 Résultats 96
5.3 Recherche du quark u_4 avec les coupures optimisées 98
5.3.1 Etablissement des coupures de présélection 99
5.3.2 Le choix des particules et leur appariement 99
5.3.2.1 Appariement des jets légers, reconstruction du boson W . . 99
5.3.2.2 Choix du jet beau provenant du quark u_4 102
5.3.2.3 Résumé des appariements suivant le jeu de coupures 102
5.3.3 Le signal 105
5.3.4 Le bruit de fond 107
5.3.5 Résultats 107
5.4 Conclusions 112

6 Etude de la masse des quarks de quatrième génération 115
6.1 Méthode 115
6.1.1 Préselection 116
6.1.2 Etude des incertitudes systématiques 116
6.2 Le quark u_4 de 240 GeV 117
6.2.1 Reconstruction des événements 117
6.2.2 Tentative de purification du lot d'événements reconstruits 119
6.2.2.1 Méthode 119
6.2.2.2 Résultats de la purification 119
6.2.3 Résultats 121
6.3 Le quark u_4 de 400 GeV 121

6.3.1 Reconstruction des événements 122
6.3.2 Résultats 122
6.4 Le quark u_4 de 640 GeV 125
6.4.1 Reconstruction des événements 125
6.4.2 Résultats 126
6.5 Conclusion 129

Conclusion **131**

Bibliographie **131**

Introduction

Depuis plus d'un siècle, la physique des particules a évolué pour arriver aujourd'hui au formalisme du Modèle Standard. Ce modèle, traduisant les lois qui régissent les particules et leurs interactions, est aujoud'hui testé avec une précision remarquable. Il demeure toutefois plusieurs points obscurs qui laissent à penser que ce modèle n'est pas la théorie ultime mais un modèle effectif valide à "basse" énergie.

De nombreuses théories ont été développées afin de répondre aux questions laissées en suspens par le Modèle Standard. Aucune d'entre elles n'a, pour le moment, été validée, et toutes ne répondent pas à tous les problèmes soulevés. Bien que le nombre de trois familles de fermions avec un neutrino léger ait été mesuré au LEP, rien dans le Modèle Standard ne fixe le nombre de familles. Une théorie postulant l'existence d'une quatrième génération de fermions, peut aussi expliquer la différence de masse entre les différentes particules.

Afin de tester ces théories et de valider certains aspects du Modèle Standard, un nouvel accélérateur de particules, le "Large Hadron Collider", est en construction au CERN. Quatre expériences, dont ATLAS et son détecteur géant, seront présentes sur ce collisionneur.

Ce document a pour objectif d'élaborer une méthode permettant de rechercher, dans les données qu'enregistrera le détecteur ATLAS, un quark "up" de quatrième génération et d'en mesurer la masse. Avant de traiter ce sujet nous allons aborder et préciser différents points.

Nous commencerons, dans le Chapitre 1, par présenter le Modèle Standard de la physique des particules. Le Chapitre 2 sera l'occasion de présenter les modèles tentant de combler les lacunes du Modèle Standard. Les modèles mettant en jeu une quatrième famille de fermions seront abordés plus en détail. Le détecteur ATLAS dans sa partie technique ainsi que la partie logicielle de l'expérience sont décrits dans le Chapitre 3.

Ensuite, nous tenterons de montrer l'importance des jets dans l'étude des quarks de quatrième génération et comment nous allons les traiter au cours de cette analyse. Ce sera l'objet du Chapitre 4.

Le Chapitre 5 sera consacré aux procédures à mettre en place pour découvrir un quark "up" de quatrième génération alors que le Chapitre 6 s'attachera aux méthodes de mesures de sa masse au cas où ce quark serait découvert.

Chapitre 1

Le Modèle Standard et ses difficultés

Le Modèle Standard de la physique des particules [2] est aujourd'hui le cadre théorique qui décrit les particules élémentaires et leurs interactions. Il est actuellement validé avec une extrême précision même s'il reste incomplet dans sa formation et soulève des interrogations quant au mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible. Dans ce chapitre nous allons décrire ce modèle ainsi que les différents ingrédients qui le composent. Nous allons tâcher de mettre en relief les points importants sur lesquels repose le Modèle Standard, ceux sur lesquels il se trouve extrêmement prédictif mais aussi ceux pour lesquels il reste incomplet.

1.1 Les constituants de la matière

Les particules, aujourd'hui, sont divisées en deux catégories : les fermions, de spin demi-entier, obéissent à la statistique de Fermi-Dirac tandis que les bosons, de spin entier, obéissent à la statistique de Bose-Einstein. Les fermions peuvent être vus comme les briques élémentaires de la matière alors que les bosons en seraient le ciment.

Parmi les fermions, on distingue deux sous-classes : les quarks et les leptons. Les quarks, dont l'existence a été postulée ou prédite [3, 4] avant leur découverte, sont nommés, par ordre de masses croissantes, u (*up*), d (*down*), s (*strange*), c (*charm*), b (*bottom* ou *beauty*) et t (*top*). Ils sont organisés en trois familles ou générations comportant chacune un membre "up" et un membre "down". Tous les quarks possèdent une charge dite de couleur (rouge, vert ou bleu par analogie avec les trois couleurs primaires) et une charge électrique de $+\frac{2}{3}$ s'ils sont "up" et $-\frac{1}{3}$ s'ils sont "down". Les quarks sont assemblés en hadrons neutres de couleur. La neutralité de couleur du hadron résulte d'une association couleur-anticouleur pour un méson ($q\bar{q}$). En effet les anti-quarks portent une charge de couleur inverse par rapport au quark. Si c'est un mélange rouge-vert-bleu qui donne sa neutralité de couleur au hadron, il s'agit alors d'un baryon (qqq). Chaque baryon a une charge baryonique de 1 qui doit se conserver lors des interactions. Chaque quark a donc une charge baryonique de $\frac{1}{3}$ traduisant le fait qu'un quark seul et libre n'existe pas.

Les leptons sont, eux aussi, au nombre de six : l'électron (e), le muon (μ), le tau (τ) et les trois neutrinos associés (ν_e, ν_μ et ν_τ). Ils sont aussi classés dans les trois mêmes familles que les quarks. Ils portent la charge électrique de -1 pour les électrons, les muons et les taus et de 0 pour les neutrinos, et leur nombre leptonique est 1.

Chaque particule présentée ci-dessus possède une réplique de même masse, de même

	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	$172,6$ [5]	$\frac{2}{3}$

TAB. 1.1 – Masse et charge électrique des fermions du Modèle Standard [6]

spin mais de charge électrique, de charge de couleur et de nombre baryonique ou leptonique opposés. Cette réplique est appelée anti-particule. La première famille forme la matière qui nous entoure et dont nous sommes constitués. Les deux autres familles sont des répliques massives de la première. Il existe donc 12 fermions élémentaires dont les caractéristiques sont présentées dans le tableau 1.1.

Les bosons sont quant à eux les agents des interactions entre les fermions. Il existe quatre interactions fondamentales : l'interaction électromagnétique, l'interaction faible, l'interaction forte et l'interaction gravitationnelle. Seules trois de ces quatre interactions sont décrites dans le cadre du Modèle Standard. En effet, la gravitation n'est pas encore prise en compte dans la théorie au niveau de la physique des particules. L'interaction électromagnétique régit nombre de phénomènes de la vie courante. Elle gouverne les réactions chimiques, la cohésion des molécules, l'électronique, la foudre et bien d'autres phénomènes. Cette interaction est portée par le photon (γ) et n'agit que sur les particules chargées électriquement. L'interaction faible est responsable de la désintégration β. Ses médiateurs sont les bosons intermédiaires W^+, W^- et Z^0. Tous les fermions sont soumis à l'interaction faible. Ces bosons intermédiaires peuvent de plus interagir entre eux et avec le photon. L'interaction forte est responsable de la cohésion des hadrons. Cette interaction n'agit que sur les particules portant la charge de couleur donc les quarks. Ses médiateurs sont les huit gluons qui portent, eux aussi, la charge de couleur ou d'anticouleur. Les gluons peuvent donc interagir entre eux. Enfin l'interaction gravitationnnelle régit la pesanteur sur Terre et le mouvement des astres à grande échelle. Elle agit sur toutes les particules et serait portée par le graviton. Les caractéristiques des interactions et de leurs médiateurs sont données dans le tableau 1.2.

Interaction	Gravitation	Électromagnétique	Forte	Faible
Application	Toutes les particules	Particules électriquement chargées	Quarks et gluons	Leptons, quarks, Z^0, W^+, W^-
Boson vecteur	Graviton ?	Photon	8 Gluons	Z^0, W^+, W^-
Portée	Infinie	Infinie	10^{-15} m	10^{-18} m
Charge	Masse	Électrique	Couleur	Faible
Intensité relative	10^{-36}	10^{-2}	1	10^{-7}

TAB. 1.2 – Propriétés des différentes interactions [6]

1.2 Le modèle électrofaible

1.2.1 Introduction

L'introduction de ce modèle est liée au fait que, dans les désintégrations électrofaibles, la parité est violée, créant une asymétrie entre les fermions droits et gauches. L'unification des interactions électromagnétique et faible est basée sur le groupe de jauge :

$$SU(2)_L \otimes U(1)_Y$$

où $SU(2)_L$ est le groupe de jauge d'isospin faible et $U(1)_Y$ celui d'hypercharge faible. L'hypercharge faible s'applique à toutes les particules alors que l'isospin faible ne s'applique qu'aux particules gauches (voir tableau 1.3). Les particules gauches sont donc regroupées en doublets d'isospin alors que les particules droites sont des singulets. Un doublet comprend donc une composante *up* et une composante *down*. L'hypercharge faible n'est pas prédite par la théorie mais peut se déduire de la loi de Gell-Mann Nishijima :

$$C = I_3 + \frac{Y}{2}$$

où C est la charge électrique, I_3 la troisième composante d'isospin faible et Y l'hypercharge faible.

Particules	I_L	Y
$\begin{pmatrix}\nu_e\\ e\end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix}\nu_\mu\\ \mu\end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix}\nu_\tau\\ \tau\end{pmatrix}_L$	$\frac{1}{2}$	-1
e_R, μ_R, τ_R	0	-2
$\begin{pmatrix}u\\ d\end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix}c\\ s\end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix}t\\ b\end{pmatrix}_L$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$
u_R, c_R, t_R	0	$\frac{4}{3}$
d_R, s_R, b_R	0	$-\frac{2}{3}$

TAB. 1.3 – Nombres quantiques faibles associés aux particules

1.2.2 Le lagrangien

Le groupe $SU(2)_L$ possède trois générateurs que l'on associe à trois bosons de jauge W_1, W_2 et W_3. Le groupe $U(1)_Y$ est associé au boson de jauge B. On peut écrire le lagrangien de l'interaction électrofaible :

$$\mathcal{L}_{EF} = -\frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - \frac{1}{4}W^a_{\mu\nu}W^{\mu\nu}_a$$

$$+ \sum_{familles}\left(i\begin{pmatrix}\bar{\nu_e} & \bar{e}\end{pmatrix}_L \gamma_\mu D^\mu_L \begin{pmatrix}\nu_e\\ e\end{pmatrix}_L + i\bar{e}_R\gamma_\mu D^\mu_R e_R + i\begin{pmatrix}\bar{u} & \bar{d}\end{pmatrix}_L \gamma_\mu D^\mu_L \begin{pmatrix}u\\ d\end{pmatrix}_L + i\sum_{u,d}\bar{q_R}\gamma_\mu D^\mu_R q_R\right) + \mathcal{L}_{masse}$$

où γ_μ sont les matrices de Dirac.

$$B^{\mu\nu} = \partial^\mu B^\nu - \partial^\nu B^\mu$$
$$W_a^{\mu\nu} = \partial^\mu W_a^\nu - \partial^\nu W_a^\mu + g_2 \sum_{abc} f_{abc} W^{\mu b} W^{\nu c}$$

Les deux premiers termes du lagrangien concernent les parties cinétiques des champs de jauge et d'auto-interaction des W. Les termes suivants concernent les parties cinétiques des fermions et les interactions fermions-bosons. Les D_R^μ et D_L^μ sont les dérivées covariantes qui permettent de conserver l'invariance de jauge par rapport aux dérivées usuelles :
$D_R^\mu = \partial^\mu + i g_1 \frac{Y_W}{2} B^\mu$
$D_L^\mu = \partial^\mu + i g_2 \frac{\sigma^a}{2} W_a^\mu + g_1 \frac{Y_W}{2} B^\mu$ avec g_1 constante de couplage de $U(1)_Y$, g_2 constante de couplage de $SU(2)_L$ et σ^a les matrices de Pauli :

$$\begin{aligned}
\frac{\sigma_a}{2} W_\mu^a &= \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} W_\mu^1 + \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} W_\mu^2 + \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} W_\mu^3 \\
&= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} W_\mu^3 & W_\mu^1 - iW_\mu^2 \\ W_\mu^1 + iW_\mu^2 & -W_\mu^3 \end{pmatrix} \\
&= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \frac{W_\mu^3}{\sqrt{2}} & W_\mu^+ \\ W_\mu^- & -\frac{W_\mu^3}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}
\end{aligned}$$

Ainsi les W^+ et W^- sont définis. Les bosons Z_μ^0 et A_μ (Z^0 et γ) sont donnés par :

$$\begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_w & \sin\theta_w \\ -\sin\theta_w & \cos\theta_w \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_\mu \\ W_\mu^3 \end{pmatrix}$$

avec $\cos\theta_w = \frac{g_2}{\sqrt{g_1^2+g_2^2}}$, $\sin\theta_w = \frac{g_1}{\sqrt{g_1^2+g_2^2}}$ et θ_w l'angle de mélange. Nous considérons, ici, qu'il y a eu une brisure de symétrie comme nous la traiterons dans le paragraphe 1.2.3. Avec les nouvelles définitions physiques du champ de jauge on trouve trois interactions différentes. La première est l'interaction électromagnétique :

$$\sum_{familles} -\frac{g_1 g_2}{\sqrt{g_1^2+g_2^2}} \left(-\bar{e}\gamma_\mu e + \frac{2}{3}\bar{u}\gamma_\mu u - \frac{1}{3}\bar{d}\gamma_\mu d \right) A^\mu$$

la charge élémentaire apparaissant sous la forme $e = \frac{g_1 g_2}{\sqrt{g_1^2+g_2^2}}$

La seconde est l'interaction faible par courants chargés :

$$\sum_{familles} -\frac{g_2}{\sqrt{2}} \left(\bar{\nu_e}\gamma^\mu \frac{1-\gamma_5}{2} e W_\mu^+ + \bar{e}\gamma^\mu \frac{1-\gamma_5}{2} \nu_e W_\mu^- + \bar{u}\gamma^\mu \frac{1-\gamma_5}{2} d W_\mu^+ + \bar{d}\gamma^\mu \frac{1-\gamma_5}{2} u W_\mu^- \right)$$

Les termes en $1-\gamma_5$ montrent la violation maximale de parité (c'est le seul terme du Modèle Standard où d et u mélangent leurs saveurs).

Enfin la troisième est l'interaction faible par courant neutre :

$$\sum_{fermions} -\frac{1}{2\sqrt{g_1^2+g_2^2}} \bar{f}\gamma_\mu \frac{g_{V_f} - g_{A_f}\gamma_5}{2} f Z^\mu$$

avec les couplages vectoriels et axiaux présentés dans le tableau 1.4. On remarque que pour le neutrino apparait un terme en $1-\gamma_5$ donc avec une violation maximale de la parité.

Fermions	Couplage vectoriel g_V	Couplage axial g_A
ν_e, ν_μ, ν_τ	$g_1^2 + g_2^2$	$g_1^2 + g_2^2$
e, μ, τ	$3g_1^2 - g_2^2$	$-(g_1^2 + g_2^2)$
u, c, t	$-\frac{5g_1^2}{3} + g_2^2$	$g_1^2 + g_2^2$
d, s, b	$\frac{g_1^2}{3} - g_2^2$	$-(g_1^2 + g_2^2)$

TAB. 1.4 – Couplages vectoriels et axiaux des particules

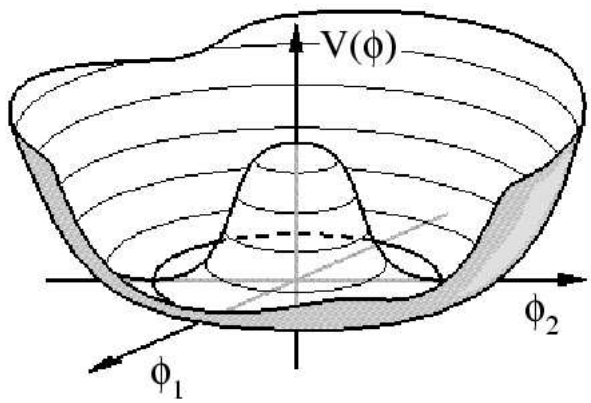


FIG. 1.1 – Forme du potentiel $V(\Phi_H)$ pour $\mu^2 < 0$ et $\lambda > 0$

1.2.3 La masse des particules et le mécanisme de Higgs

Le lagrangien de l'interaction électrofaible n'est pas encore invariant de jauge à cause du terme $\mathcal{L}_{masse}$. On remarque que sa partie invariante contient des termes d'interaction où aucun élément ne fait intervenir la masse alors que les médiateurs de l'interaction faible doivent être massifs. On sait qu'en brisant la symétrie du lagrangien on va pouvoir générer une masse pour les bosons de jauge sans briser l'invariance de jauge d'où :

$$\mathcal{L}_{masse} = \mathcal{L}_{brisure} + \mathcal{L}_{fermions}$$

$\mathcal{L}_{brisure}$ brise la symétrie et donne une masse aux bosons. $\mathcal{L}_{fermions}$ génère la masse des fermions qui sera traitée par la suite. Afin de briser la symétrie on introduit un doublet de $SU(2)_L$ contenant quatre champs scalaires :

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$$

d'où $\mathcal{L}_{brisure} = (D_{L\mu}\Phi)^\dagger(D_L^\mu\Phi) - \mu^2\Phi^\dagger\Phi - \lambda(\Phi^\dagger\Phi)^2$. Le terme $\mu^2\Phi^\dagger\Phi + \lambda(\Phi^\dagger\Phi)^2$ est aussi appelé potentiel $V(\Phi_H)$ (voir figure 1.1). La symétrie est brisée par $\mu^2 < 0$. Ceci introduit deux minima pour des champs classiques non nuls. On a $|| < \Phi > || = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}} \equiv \frac{\Lambda_F}{\sqrt{2}}$ où Λ_F est l'échelle de brisure de symétrie électrofaible. On choisit : $< \Phi >= \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\Lambda_F}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$. Comme la charge électrique reste un sous-groupe invariant, on a trois bosons de Goldstone de masse nulle et

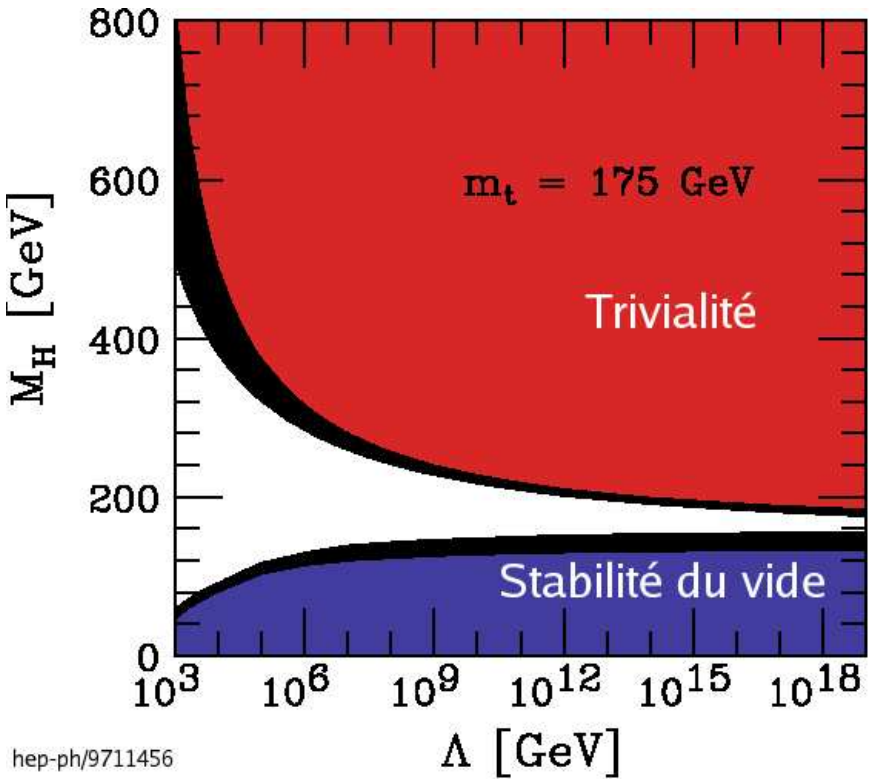


FIG. 1.2 – Limites théoriques sur la masse du boson de Higgs

un boson massif de Higgs, d'où :

$$\Phi = \mathrm{U} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{H+\Lambda_F}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$$

où U est la matrice contenant les trois bosons de Goldstone et H, dont la valeur moyenne est nulle, représente le boson de Higgs. Le sous groupe invariant étant la charge électrique, on a :

$$SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow U(1)_{EM}$$

Donc le boson de jauge associé à $U(1)_{EM}$ doit rester sans masse : c'est le photon. Les trois autres bosons de la théorie acquièrent une masse par le terme :

$$(D_{L\mu} < \Phi >)^\dagger (D_L^\mu < \Phi >) = \frac{g_2^2 \Lambda_F^2}{4} W_\mu^- W^{\mu+} + \frac{g_1^2 + g_2^2}{8} \Lambda_F^2 Z_\mu Z^\mu$$

d'où $M_{W^\pm} = \frac{g_2 \Lambda_F}{2}$ et $M_Z = \sqrt{g_1^2 + g_2^2} \frac{\Lambda_F}{2}$. Les bosons de Goldstone ont été absorbés dans les bosons W et Z. Ce mécanisme permet d'expliquer la masse des bosons mais on ne sait toujours pas expliquer l'origine du phénomène [7, 8, 9, 10]. Bien qu'il n'ait pas encore été observé, la masse du boson de Higgs peut être contrainte théoriquement dans le cadre du Modèle Standard. Ces contraintes sont représentées sur la figure 1.2. Ainsi la mesure de la masse du boson de Higgs nous donnerait des informations sur le domaine de validité du Modèle Standard et sur la nécessité d'une théorie plus générale impliquant de nouvelles particules ou de nouveaux mécanismes, appelée génériquement Nouvelle Physique.

1.3 L'interaction forte

La QCD, qui décrit l'interaction forte, est basée sur le groupe $SU(3)_C$. Elle permet de classer les particules selon leur charge de couleur. Les leptons, qui sont des singulets de $SU(3)_C$, ne sont par conséquent pas sensibles à l'interaction forte. Les quarks, par contre, sont des triplets. Ils portent donc une charge de couleur. Chaque quark existe en trois couleurs différentes par analogie aux trois couleurs primaires : rouge, vert et bleu (voir tableau 1.5). Seuls les singulets de couleur neutre sont observables donc $(q\bar{q})^n.(qqq)^m.(\bar{q}\bar{q}\bar{q})^p$ pour lesquels $I_{3C} = 0$ et $Y_c = 0$. La QCD n'est pas sensible à la saveur mais seulement à la couleur.

Couleur	Isospin de couleur I_{3C}	Hypercharge de couleur Y_C
r	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$
v	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$
b	0	$-\frac{2}{3}$

TAB. 1.5 – Propriétés des couleurs

1.3.1 Le lagrangien

$SU(3)_C$ possède huit générateurs donc huit bosons de jauge appelés gluons et notés G^a. Le lagrangien de la QCD est :

$$\mathcal{L}_{QCD} = -\frac{1}{4}G^a_{\mu\nu}G^{\mu\nu}_a + \sum_{u,d,c,s,t,b} i\begin{pmatrix}\bar{q}_r & \bar{q}_v & \bar{q}_b\end{pmatrix}\gamma_\mu D^\mu_C \begin{pmatrix}q_r\\ q_v\\ q_b\end{pmatrix}$$

avec $D^\mu_C = \partial^\mu + ig_3\frac{\lambda^a}{2}G^\mu_a$ où g_3 est la constante de couplage de $SU(3)_C$, λ^a les matrices de Gell-Mann et $G^a_{\mu\nu} = \partial_\mu G^a_\nu - \partial_\nu G^a_\mu + g_3 f_{abc}G^b_\mu G^c_\nu$. Le premier terme est le terme cinétique pour les gluons ainsi que leur auto-interaction apparaissant du fait que le groupe $SU(3)_C$ est non abélien. Le second terme concerne la cinétique des quarks et les interactions quarks/gluons. En ajoutant ce lagrangien à celui de l'interaction électrofaible, après élimination de la dérivée covariante ∂^μ, on obtient le lagrangien du Modèle Standard. Ce lagrangien étant invariant de jauge, les gluons sont donc de masse nulle.

1.3.2 Liberté asymptotique

La liberté asymptotique est une propriété importante de la QCD. L'intensité de la force liée à la charge de couleur, contrairement au cas de la charge électromagnétique, augmente avec la distance donc plus les quarks sont éloignés plus l'interaction est forte. Par contre, à la limite d'une distance nulle, les quarks sont libres. C'est ce qu'on appelle la liberté asymptotique. Ceci tend à confiner les quarks dans les hadrons. La plus grosse difficuté de la QCD est qu'à basse énergie la constante de couplage forte devient proche voir supérieure à 1 : on ne peut plus utiliser la technique de calculs perturbatifs dans ce cas pour effectuer des prédictions. Ceci pose un problème technique de méthode et de calcul qui est pour le moment traité grâce aux Règles de Somme pour QCD (QSR) et aux Operateurs d'Expansions de Produits (OPE) qui sont les approximations les plus utilisées.

1.4 Masse des leptons

On sait que les leptons ont une masse. Afin d'obtenir cette masse nous allons utiliser leur couplage avec le champ de Higgs :

$$\mathcal{L}_{leptons} = -\sum_{familles} g_e \left(\bar{e_R} \Phi^\dagger \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L + \begin{pmatrix} \bar{\nu_e} & \bar{e} \end{pmatrix}_L \Phi e_R \right)$$

On peut écrire $\Phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\Lambda_F + H}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$ quand les trois bosons de Goldstone sont absorbés d'où :

$$\mathcal{L}_{leptons} = -\sum_{familles} \left(g_e \frac{\Lambda_F}{\sqrt{2}} \bar{e}e + \frac{g_e}{\sqrt{2}} \bar{e}eH \right)$$

Le premier terme est associé à la masse des leptons alors que le second représente le couplage entre les fermions et le boson de Higgs. La masse des leptons est donnée par : $m_l = g_e \frac{\Lambda_F}{\sqrt{2}}$ mais g_e est arbitraire et n'est pas prédit par le Modèle Standard. A l'heure actuelle, la masse des neutrinos est nulle dans le Modèle Standard. Les avancées récentes sur ce sujet ont montré qu'elle doit être non nulle [11].

1.5 Masse des quarks

On définit tout d'abord : $\tilde{\Phi} = i\sigma_2 \Phi^*$ où σ_2 représente la seconde matrice de Pauli, qui peut aussi s'écrire :

$$\tilde{\Phi} = \begin{pmatrix} \frac{\Lambda_F}{\sqrt{2}} \\ 0 \end{pmatrix} + \tilde{\phi}'$$

Le lagrangien de génération de masse des quarks est donc :

$$\mathcal{L}_{quarks} = -\sum_{familles} \left[g_u \left(\bar{u_R} \tilde{\Phi}^\dagger \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L + (\bar{u}\bar{d})_L \tilde{\Phi} u_R \right) + g_d \left(\bar{d_R} \Phi^\dagger \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L + (\bar{u}\bar{d})_L \Phi d_R \right) \right]$$
$$+\mathcal{L}_{mélange}$$

Le premier terme donne une masse aux quarks alors que $\mathcal{L}_{mélange}$ contient les couplages entre les différentes familles. On peut aussi écrire ce lagrangien sous la forme suivante :

$$\mathcal{L}_{quarks} = -\begin{pmatrix} \bar{d} & \bar{s} & \bar{b} \end{pmatrix}_L G_d \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_R - \begin{pmatrix} \bar{d} & \bar{s} & \bar{b} \end{pmatrix}_R G_d^\dagger \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_L$$
$$-\begin{pmatrix} \bar{u} & \bar{c} & \bar{t} \end{pmatrix}_L G_u \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix}_R - \begin{pmatrix} \bar{u} & \bar{c} & \bar{t} \end{pmatrix}_R G_u^\dagger \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix}_L$$
$$+\mathcal{L}_{quarks-Higgs}$$

où G_u et G_d sont des matrices quelconques dont les éléments sont de la forme $g_{qq'}\frac{\Lambda_F}{\sqrt{2}}$. Les premiers termes sont les termes de masse alors que le dernier est le terme de couplage quarks-bosons de Higgs. On diagonalise les matrices G_u et G_d afin d'obtenir les valeurs propres de masse. $G_u = U_L^{u\dagger} M_u U_R^u$ et $G_d = U_L^{d\dagger} M_d U_R^d$ avec M_u et M_d matrices de masse diagonales et $U_{L/R}^{u/d}$ matrices unitaires. Seuls les termes concernant les $W^\pm$ sont affectés par ce passage de champs de quarks physiques aux matrices diagonales. Ces termes deviennent :

$$-\frac{g_2}{\sqrt{2}}\left(\begin{pmatrix}\bar{u} & \bar{c} & \bar{t}\end{pmatrix}_L \gamma^\mu W_\mu^+ U_L^u U_L^{d\dagger}\begin{pmatrix}d\\ s\\ b\end{pmatrix}_L + \begin{pmatrix}\bar{d} & \bar{s} & \bar{b}\end{pmatrix}_L U_L^u U_L^{u\dagger}\gamma^\mu W_\mu^-\begin{pmatrix}u\\ c\\ t\end{pmatrix}_L\right)$$

On définit ainsi la matrice CKM (Cabbibo-Koboyashi-Maskawa) [12, 13] :

$$V_{CKM} = U_L^u U_L^{d\dagger} = \begin{pmatrix}V_{ud} & V_{us} & V_{ub}\\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb}\\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb}\end{pmatrix}$$

On a donc :

$$\begin{pmatrix}d'\\ s'\\ b'\end{pmatrix}_{faible} = V_{CKM}\begin{pmatrix}d\\ s\\ b\end{pmatrix}_{masses}$$

Ceci permet d'autoriser que les quarks des deuxième et troisième familles puissent se désintégrer en u et d. Cette matrice est généralement exprimée dans une paramétrisation dite de Wolfenstein en fonction des paramètres du Modèle Standard sous la forme :

$$V = \begin{pmatrix}1-\frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta)\\ -\lambda & 1-\frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2\\ A\lambda^3(1-\rho-i\eta) & -A\lambda^2 & 1\end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4)$$

où λ, A, ρ et η sont des paramètres du Modèle Standard. Expérimentalement, les éléments de la matrice CKM ont été mesurés et leur valeur à 90 % de degré de confiance sont, si l'on ne considère que trois familles de fermions et que la matrice est unitaire [6] :

$$\begin{pmatrix}0,97360 < |V_{ud}| < 0,97407 & 0,2262 < |V_{us}| < 0,2282 & 0,00387 < |V_{ub}| < 0,00405\\ 0,2261 < |V_{cd}| < 0,2281 & 0,97272 < |V_{cs}| < 0,97320 & 0,04141 < |V_{cb}| < 0,04231\\ 0,00750 < |V_{td}| < 0,00846 & 0,04083 < |V_{ts}| < 0,04173 & 0,999096 < |V_{tb}| < 0,999134\end{pmatrix}$$

1.6 Les succès et les difficultés du Modèle Standard

1.6.1 Les succès du Modèle Standard

Depuis sa formulation, le Modèle Standard a connu de nombreux succès justifiant son statut actuel. Ainsi, la chambre à bulle GARGAMELLE du CERN a permis de découvrir les courrant neutres en 1973 [15]. En 1974, l'existence des gluons est confirmée par PETRA à DESY [16]. Ensuite, en 1983, le SPS permet la découverte des bosons $W^\pm$ et Z^0 [17, 18]. Le LEP, grâce aux mesures de précision qui y ont été réalisées, a permis de mesurer indirectement la masse du quark *top*, mesure confirmée par sa découverte au TeVatron en 1995 [19, 20].

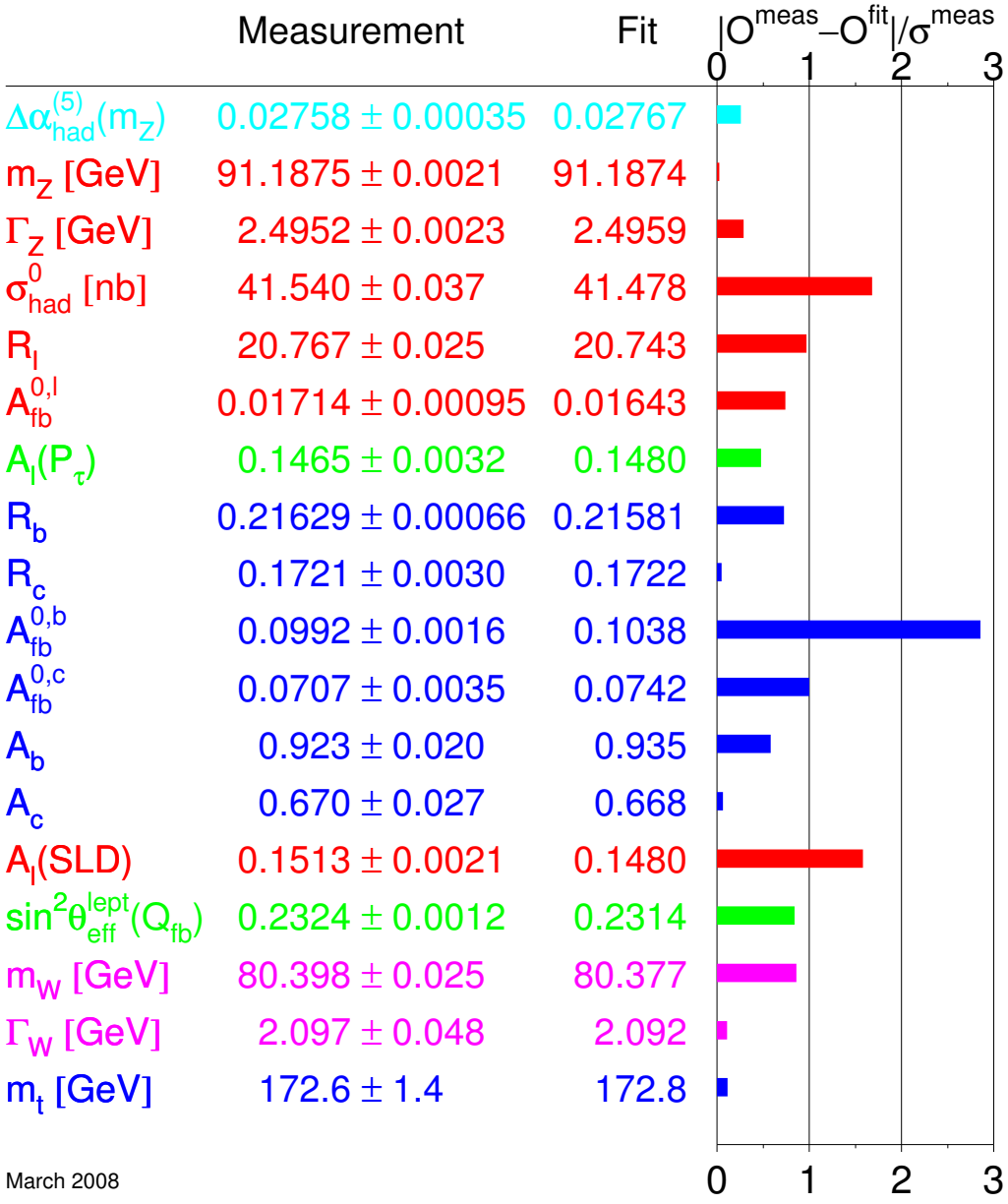


FIG. 1.3 – Les paramètres du Modèle Standard : valeurs mesurées, valeurs prédites en ajustant les paramètres du Modèle Standard et écart entre la mesure et la prédiction, divisé par l'incertitude sur la mesure [14]

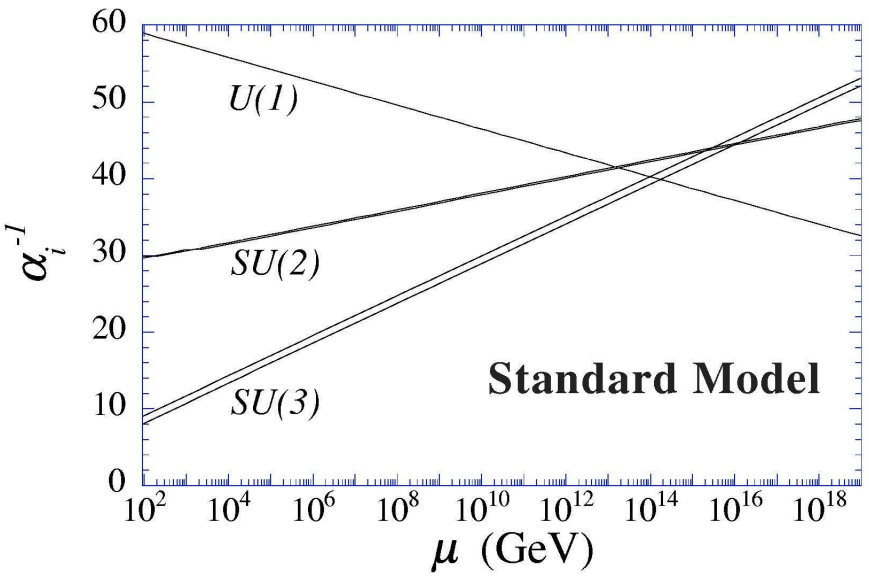


FIG. 1.4 – Evolution de l'inverse des constantes de couplage des interactions électromagnétique ($U(1)$), faible ($SU(2)$) et forte ($SU(3)$) dans le cadre du Modèle Standard

Enfin, la dernière découverte en date est le neutrino tau par l'expérience DONUT au Fermilab en 2000 [21]. A l'heure actuelle, toutes les particules prédites par le Modèle Standard ont donc été découvertes à l'exception du boson de Higgs.

Un autre point fort du Modèle Standard est qu'il a été vérifié par un très grand nombre de tests expérimentaux sans qu'aucune déviation significative n'ait été mise en évidence. Un résumé de l'accord entre les prédictions et les mesures est donné avec la figure 1.3. Ainsi, le Modèle Standard donne le cadre théorique de la physique des particules jusqu'à l'échelle électrofaible et introduit une forte contrainte sur les modèles qui se proposent de l'étendre.

1.6.2 Les limites du Modèle Standard

Même s'il fournit une bonne description de la physique des particules jusqu'à des énergies de l'ordre de quelques centaines de GeV, de nombreux indices laissent penser que le Modèle Standard n'est pas la théorie ultime et que des extensions ou un nouveau modèle sont nécessaires pour décrire certains processus de plus haute énergie et pour combler ses lacunes. Dans ce paragraphe, nous allons présenter les principales difficultés que le Modèle Standard rencontre [22].

Tout d'abord, le Modèle Standard comprend 19 paramètres libres : la masse des 9 fermions (les neutrinos sont sans masse dans le Modèle Standard), les quatre paramètres indépendants de la matrice CKM (trois angles et une phase), les trois couplages de jauge, les deux paramètres du potentiel de Higgs et le paramètre de violation de CP dans l'interaction forte. Un modèle dans lequel certains de ces paramètres seraient contraints, donnant un plus petit nombre de paramètres libres, serait plus satisfaisant.

Comme nous venons de le dire, le Modèle Standard considère que les neutrinos sont de

masse nulle. Or, il apparait, à la lumière des résultats récents sur l'oscillation des neutrinos [23], que les neutrinos doivent posséder une masse.

Ne posant pas de limites sur le nombre de familles, le Modèle Standard n'explique pas le fait qu'il n'y a que trois familles avec des neutrinos légers, et comment les fermions s'y structurent.

D'autre part, le Modèle Standard n'explique pas les différences de masses entre les fermions dont le rapport atteint 10^8 entre le quark *top* et l'électron.

De plus, l'hadronisation et le confinement des quarks sont décrits qualitativement mais ne sont pas formalisés car les outils mathématiques ne le permettent pas.

La brisure de symétrie électrofaible est introduite de manière *ad hoc* dans le modèle. La seule explication de sa présence est sa nécessité. Une transition si radicale dans l'histoire des particules doit obligatoirement avoir une cause.

Les trois constantes de couplage extrapolées à $10^{16}\ GeV$ sont du même ordre de grandeur, ce qui laisse supposer qu'à grande énergie les différentes interactions sont unifiées. Le problème est qu'elles ne convergent pas vers la même valeur (voir figure 1.4).

Comme nous l'avons dit au début de ce chapitre, la gravitation n'est pas prise en compte dans le Modèle Standard. Le modèle a donc besoin d'un complément, au moins au niveau de l'échelle d'énergie de Planck ($\Lambda < 10^{19}\ GeV$) où elle n'est plus négligeable.

Enfin, l'échelle naturelle d'énergie du Modèle Standard est de l'ordre de la centaine de GeV. Son objectif est d'expliquer la physique des particules jusqu'à environ l'échelle de Planck ($\Lambda < 10^{19}\ GeV$). Cette différence de 17 ordres de grandeur entre les deux échelles n'est pas expliquée dans le cadre du Modèle Standard et s'appelle le problème de la hiérarchie. Il est à l'origine d'un autre écueil dans le Modèle Standard : le problème de naturalité. Si l'on considère les corrections radiatives à la masse des fermions, elles introduisent des divergences logarithmiques qui peuvent être absorbées par les processus de renormalisation. Les masses des fermions comme celles des bosons de jauge sont protégées par la symétrie chirale et les symétries de jauge respectivement. Par contre, le boson de Higgs est un champ scalaire. Les corrections radiatives appliquées à sa masse (voir figure 1.5) sont quadratiques et bien supérieures à la valeur de sa masse au niveau de l'arbre. A l'ordre 1, la masse du boson de Higgs s'exprime comme :

$$m_H^2 = m_0^2 - \frac{\lambda^2 \Lambda^2}{16\pi^2}$$

où Λ est l'échelle de renormalisation (typiquement $10^{16}\ GeV$) et m_H la masse effective du boson de Higgs. Comme le boson de Higgs doit respecter le principe d'unitarité donc $m_H \leq 1TeV$, λ doit être ajusté jusqu'à la trente-deuxième décimale, ce qui est loin d'être naturel.

Pour être complet nous devons évoquer les problèmes cosmologiques tels que ceux de la matière noire et de l'énergie noire qui laissent supposer l'existence de nouvelles particules. Ces considérations imposent une remise en cause de la théorie du Modèle Standard non pas seulement du seul point de vue de la physique des particules.

Le Modèle Standard, même s'il apporte de nombreuses réponses, comporte plusieurs lacunes indiquant la nécessité d'extension voire de nouveaux modèles. Cette Nouvelle Physique doit tenir compte de ce qui existe et qui est vérifié avec une extrême précision tout en comblant, du moins partiellement, les failles du modèle existant. Nous verrons ces aspects dans le chapitre suivant.

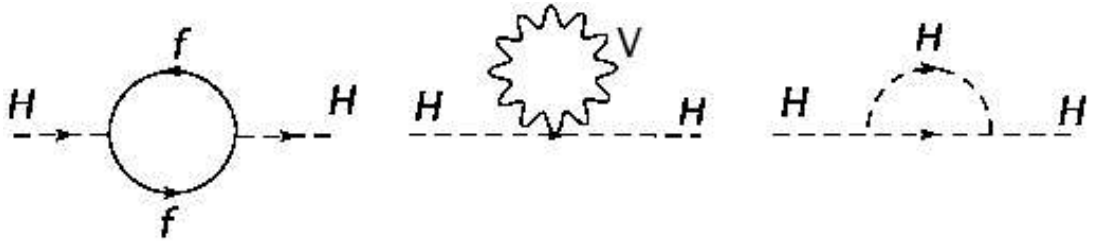


FIG. 1.5 – Contribution des fermions (à gauche) et des bosons (au centre) aux corrections radiatives à la masse du boson de Higgs, et autocouplage du boson de Higgs (à droite) participant aux corrections radiatives

Chapitre 2

Au delà du Modèle Standard : la quatrième génération

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, le Modèle Standard décrit très précisément la physique des particules dans le domaine des "basses" énergies [2], mais certains indices laissent penser que ce n'est pas la théorie ultime. La nécessité d'introduire une nouvelle théorie se fait donc sentir. A l'heure actuelle, aucun des modèles théoriques proposés n'arrive à répondre à toutes les questions en suspens tout en préservant la physique du Modèle Standard à basse énergie. La théorie ultime, décrivant toutes les lois fondamentales de l'Univers n'est pas encore décrite. Nous allons présenter, dans un premier temps, diverses alternatives au Modèle Standard puis nous nous attarderons sur les modèles de quatrième génération et leurs signatures expérimentales.

2.1 Les extensions possibles du Modèle Standard

2.1.1 La supersymétrie

La supersymétrie est une nouvelle symétrie discrète reliant les fermions aux bosons. On définit un opérateur Q pour changer les fermions en bosons et vice-versa :

$$\begin{aligned} Q|fermion> &= |boson> \\ Q|boson> &= |fermion> \end{aligned}$$

Ainsi, dans le cadre des théories supersymétriques [24, 25], à chaque boson est associé un fermion et inversement. Le Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM) associe à chacune des 36 particules du Modèle Standard un partenaire supersymétrique de même masse, de mêmes nombres quantiques mais dont le spin diffère de 1/2. Ce modèle comprend 124 paramètres libres contre 19 dans le Modèle Standard.

La supersymétrie permet de résoudre élégamment le problème de naturalité. Nous avons vu précédemment que les boucles de fermions apportent des corrections radiatives divergeant quadratiquement à la masse du boson de Higgs. Dans le cadre de la supersymétrie, ces corrections sont exactement compensées par les boucles de leurs partenaires supersymétriques bosoniques (voir figure 2.1). Le problème est qu'aucune particule supersymétrique n'a été trouvée dans le domaine de masses des particules du Modèle Standard. Si la supersymétrie

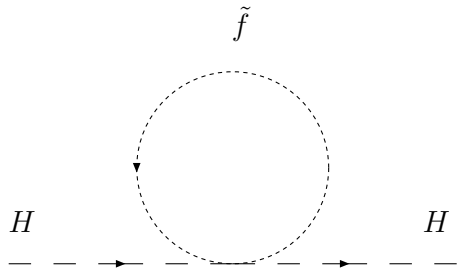


FIG. 2.1 – Contribution supersymétrique aux corrections radiatives sur la masse du boson de Higgs

existe, elle est obligatoirement brisée. Les corrections radiatives entre fermions et bosons ne s'annulent donc pas complètement. Le problème de naturalité réapparaît alors si la différence de masse entre une particule et son partenaire supersymétrique est de l'ordre du TeV. En dessous de cette limite, les corrections radiatives sont présentes mais restent faibles. Ceci est un bon argument pour dire que la supersymétrie, si elle existe, pourrait être découverte auprès du LHC.

Un autre avantage de la supersymétrie est qu'elle permet la convergence des différentes constantes de couplage des interactions [26] comme le montre la figure 2.2. On a vu, dans le cadre du Modèle Standard, que ces constantes ont des valeurs voisines à haute énergie mais qu'elles ne convergent pas. En revanche, dans le cadre de la supersymétrie, les trois interactions fondamentales sont d'intensités identiques à une énergie de l'ordre de 10^{16} GeV.

De plus, la supersymétrie permet de résoudre quelques problèmes cosmologiques. Premièrement, elle autorise un état fondamental d'énergie positive permettant ainsi d'expliquer en partie la différence entre le calcul de la densité d'énergie de l'Univers et sa mesure. Ensuite, certains modèles de supersymétrie introduisent le nouveau nombre quantique de R-parité qui doit être conservé. Dans ces modèles, la particule supersymétrique la plus légère est nécessairement stable. Elle serait électriquement neutre, possèderait une masse inférieure à l'ordre du TeV et n'interagirait que faiblement avec la matière. Tout ceci en fait un candidat potentiel pour la matière noire.

Enfin, la supersymétrie fait apparaître naturellement la brisure de symétrie électrofaible. Le paramètre μ^2 positif à l'échelle d'unification devient négatif à basse énergie du fait des corrections radiatives, initiant ainsi la brisure de symétrie électrofaible. Même si ceci semble satisfaisant, il reste à expliquer l'apparition de la brisure de la supersymétrie, ce qui déplace le problème.

2.1.2 La technicouleur

Dans le Modèle Standard, la brisure de symétrie électrofaible est introduite via le boson de Higgs, champ scalaire dont la masse n'est protégée par aucune symétrie. C'est pour cela que les corrections radiatives font diverger sa masse de manière quadratique. Pour palier ce problème, on peut faire appel à deux champs fermioniques se condensant en une particule scalaire. Ainsi, comme la masse des fermions est protégée des corrections radiatives, l'état lié le sera également. Ces nouveaux champs fermioniques chiraux sont appelés "technifer-

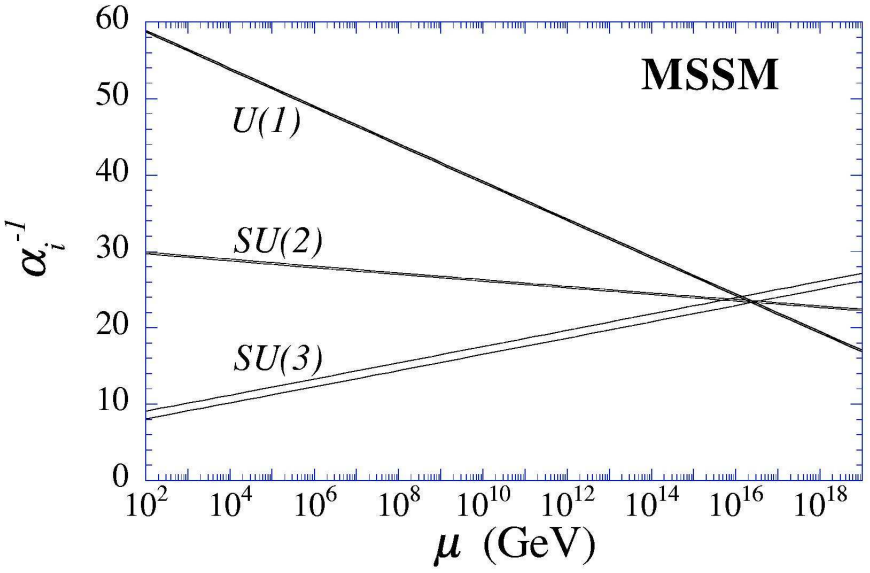


FIG. 2.2 – Evolution de l'inverse des constantes de couplage des interactions électromagnétique ($U(1)$), faible ($SU(2)$) et forte ($SU(3)$) dans le cadre du Modèle Standard Supersymétrique Minimal

mions". Ils sont soumis à une nouvelle symétrie de jauge "technicouleur'. Ici la brisure de symétrie chirale des technifermions entraîne la brisure de symétrie électrofaible. Avec celle-ci on retrouve la masse exacte des bosons intermédiaires mais on n'explique pas la création de masse des quarks et des leptons. Pour remédier à ceci, on introduit une nouvelle interaction de jauge, incluant la technicouleur appelée "technicouleur étendue" [27]. Même si la génération de masse pour les quarks et les leptons est expliquée, la grande masse du quark top n'est pas traduite de manière plausible ou naturelle.

En parallèle, les modèles "topcouleurs" se sont développés avec l'idée que la grande masse du quark top est liée à une nouvelle dynamique associée à la brisure de symétrie électrofaible. Ces modèles justifient la grande masse du quark top mais leurs paramètres doivent être ajustés de manière très fine afin de rester compatibles avec les mesures de précision du Modèle Standard. Ceci les rend peu naturels [28].

Ce n'est que récemment que la technicouleur et la topcouleur ont été associées au sein d'un même groupe de symétrie [29] :

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

avec $SU(N)$ le groupe de jauge technicouleur. La brisure de symétrie électrofaible serait menée principalement par les interactions fortes technicouleur à l'échelle du TeV. La masse des quarks et des leptons légers serait générée grâce à la technicouleur étendue. La masse du top serait gouvernée par la topcouleur qui, elle aussi, agit à l'ordre du TeV. Ainsi on conserve les avantages de chaque scénario en en rejetant les inconvénients. On donne une explication dynamique de la brisure de symétrie tout en donnant naturellement une masse élevée au quark top. Il est à noter qu'avec de tels scénarios, de nouvelles particules apparaissent telles

que le Z' ou les "colorons".

2.1.3 Les dimensions supplémentaires

L'idée des dimensions supplémentaires a été introduite afin de régler le problème de hiérarchie entre l'échelle électrofaible et l'échelle de Planck. On va donc ajouter aux quatre dimensions usuelles de nouvelles dimensions enroulées sur elles-mêmes. Leur taille doit être inférieure au millimètre pour respecter les mesures expérimentales [30]. En effet, la gravitation n'a pas été testée en dessous de cette limite. Grâce aux dimensions supplémentaires enroulées en cercle, proposées par Kaluza et Klein [31, 32], on peut obtenir les équations de Maxwell et celles de la relativité d'Einstein à partir des équations de leur seule théorie. On peut ainsi, dans un même formalisme, décrire une interaction électrofaible et la gravitation. Ceci est une grande avancée car la gravitation se refusait jusque-là aux tentatives classiques d'unification.

Dans ce modèle, la taille et le nombre n de dimensions supplémentaires influent sur l'échelle de grande unification dans un espace à $4+n$ dimensions. Si la gravitation se propage au travers de toutes les dimensions, son intensité ressentie et mesurée dans notre espace à quatre dimensions est artificiellement faible du fait de sa dilution dans des dimensions que nous ne pouvons apprécier. Le potentiel de Newton dans un espace à $4+n$ dimensions s'écrit :

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

avec $M_{P(4+n)}$ la masse de Planck dans un espace à $4+n$ dimensions et m_1, m_2 les masses créant le potentiel. Si on se place à notre échelle, c'est à dire dans la limite où la distance r est très supérieure aux tailles caractéristiques des nouvelles dimensions, le potentiel de Newton s'écrit :

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

On peut donc exprimer la masse de Planck comme une valeur effective fonction de paramètres fondamentaux :

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

Ainsi, le fait de jouer sur la taille et sur le nombre des dimensions supplémentaires peut permettre d'abaisser la masse de Planck dans l'espace à $4+n$ dimensions jusqu'à l'ordre du TeV. L'écart entre l'échelle électrofaible et l'échelle de Planck s'étant réduit, le problème de hiérarchie a disparu. Reste à choisir le nombre et la taille des dimensions supplémentaires. Ce choix peut être contraint par des considérations de conservation de symétrie. Avec ce modèle, les conditions aux limites imposées par les nouvelles dimensions conduisent à la quantification des niveaux d'énergies des particules du Modèle Standard se traduisant dans l'espace à quatre dimensions par de nouvelles particules lourdes.

2.1.4 La théorie des cordes

L'objectif principal de la théorie des cordes [33, 34] est de décrire quantiquement la gravitation. Le problème est que, lorsque l'on essaye de quantifier la gravitation, des infinis apparaissent qui ne peuvent être éliminés par des processus standards de renormalisation.

Ces infinis sont dus au caractère ponctuel des particules. Afin de corriger cet effet, on donne une dimension spatiale aux particules qui deviennent des objets de dimension 1 appelés cordes, les différents modes de vibration des cordes permettant de produire les différentes particules connues. Le fait de faire intervenir un seul objet fondamental et un seul paramètre fondamental, la tension de la corde, rend cette théorie très élégante. Avec la quantification de ce type de théorie apparaît naturellement une particule de spin 2 correspondant au graviton. Le problème est qu'une autre particule, appelée tachyon ($m^2 < 0$), apparaît sans aucune signification physique. On peut résoudre ce problème en introduisant de la supersymétrie dans la théorie des cordes et créant ainsi la théorie des supercordes. Cette introduction fait purement disparaître le tachyon. Ces théories peuvent être placées dans des espaces à dix dimensions dont 6 enroulées sur elles-mêmes. Il existe nombre de théories suivant la taille des dimensions ou la forme des cordes. Ainsi, certaines supposent un nombre de dimensions supplémentaires infini appelées branes auxquelles nous serions insensibles. Ces théories se révèlent fort élégantes mais ne peuvent être testées avec les détecteurs actuellement en cours de fonctionnement. Le LHC espère néanmoins les mettre en évidence.

2.1.5 Les théories de grande unification

Même s'il permet de décrire les trois interactions électromagnétique, faible et forte, le Modèle Standard ne permet pas de les unifier car il reste une constante de couplage pour chacun des groupes de jauge. Les théories de grande unification ont pour objectif de trouver un groupe de symétrie dont les trois interactions décrites dans le Modèle Standard seraient issues. Cette démarche est classique dans la recherche en physique. En effet, la théorie de Newton décrivait avec le même formalisme la mécanique céleste et la mécanique gravitationnelle sur la terre. De même, Maxwell a unifié les interactions électrique et magnétique au sein d'une seule théorie. Cette démarche est étayée par le fait que les constantes de couplage des différentes interactions ont tendance à se réunir à une échelle d'énergie de l'ordre de 10^{14} GeV. Cela signifirait-il que ces trois interactions ont une origine commune ?

Parmi les groupes de jauge capables d'englober les symétries du Modèle Standard, le plus simple parait être $SU(5)$ [35]. Les fermions sont distribués dans les représentations irréductibles du groupe. Parmi elles, on trouve le quintuplet **5** auquel on associe une représentation irréductible conjuguée $\bar{\mathbf{5}}$. On peut aussi construire les représentations **10** et $\bar{\mathbf{10}}$. Dans ce modèle, les fermions de la première famille sont assignés dans les représentations $\bar{\mathbf{5}}$ et **10** :

$$\bar{\mathbf{5}} : \begin{pmatrix} \bar{d}^r \\ \bar{d}^v \\ \bar{d}^b \\ e^- \\ -\nu_e \end{pmatrix}_L \qquad \mathbf{10} : \begin{pmatrix} 0 & \bar{u}^b & -\bar{u}^v & u^r & d^r \\ -\bar{u}^b & 0 & \bar{u}^r & u^v & d^v \\ u^v & -\bar{u}^r & 0 & u^b & d^b \\ -u^r & u^v & -u^b & 0 & e^+ \\ -d^r & d^v & -d^b & -e^+ & 0 \end{pmatrix}_L$$

Par souci de simplicité nous n'avons décrit ici que les fermions gauches. Les mêmes représentations existent pour les fermions droits. Les bosons de jauge se trouvent dans la représentation adjointe **24** du groupe $SU(5)$, qui compte 24 bosons, et qui se décompose dans la base $(SU(3)_C \otimes SU(2)_L)$ selon :

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

Les gluons sont associés à la représentation $(\mathbf{8}, \mathbf{1})$ et les bosons de jauge électrofaibles par $(\mathbf{1}, \mathbf{3}) \oplus (\mathbf{1}, \mathbf{1})$. La représentation $(\mathbf{3}, \mathbf{2}) \oplus (\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{2})$ décrit 12 nouveaux bosons de jauge appelés leptoquarks. Ces leptoquarks sont de masse nulle, chargés électriquement, colorés et d'isospin non nul. Ils ont, entre autres, la capacité de transformer un quark en lepton. Comme ces particules n'ont pas été observées, il est nécessaire d'introduire un mécanisme de double brisure spontanée de symétrie afin de permettre aux leptoquarks d'acquérir une masse :

$$SU(5) \rightarrow SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow SU(3)_C \otimes U(1)_{EM}$$

Ce modèle est quand même mis en défaut car il prévoit une durée de vie du proton de l'ordre de 10^{31} années alors que les dernières mesures expérimentales lui confèrent une durée de vie supérieure à 10^{33} années. Le second problème est la prédiction d'un monopôle magnétique qui reste introuvable à ce jour. Un moyen de régler ces problèmes est de rechercher un groupe de symétrie plus grand que $SU(5)$, comme par exemple $E(6)$, dont les propriétés seraient plus en adéquation avec les mesures expérimentales. D'autres solutions sont d'intégrer la supersymétrie qui règle entre autres le problème de hiérarchie ou d'étendre le secteur de Higgs.

2.1.6 La compositivité

Le nombre de particules présentes dans le Modèle Standard peut laisser penser que les particules que nous connaissons aujourd'hui ne sont peut-être pas les constituants élémentaires de la matière. Cette démarche est, elle aussi, une démarche usuelle de la physique. Les sous-structures des atomes ont été déduites de la multitude des atomes. De même, six quarks permettent de former une multitude de hadrons. Il existe un grand nombre de théories en fonction du nombre de particules composites et en fonction de la nature des sous-constituants ou de leur nombre. On peut noter par exemple le modèle des rishons [36] faisant intervenir une nouvelle interaction appelée "hypercharge de couleur" régie par le groupe de symétrie $SU(3)_H$ et ne comportant que deux particules élémentaires T et V. Ces deux particules pemettent de former l'ensemble des particules du Modèle Standard sauf les gluons. Les propriétés des rishons sont données dans le tableau 2.1.

Particule	Spin	Charge électrique	$SU(3)_C$	$SU(3)_H$
T	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	3	3
V	$\frac{1}{2}$	0	$\bar{3}$	3

TAB. 2.1 – Nombres quantiques des rishons

Un phénomène traduisant la compositivité serait l'observation d'un fermion excité. En effet comme un atome peut être excité du fait qu'un de ses composants change d'orbitale, la compositivité d'une particule impliquerait qu'elle puisse être excitée et qu'elle doive alors se désexciter pour retourner dans son état fondamental.

2.2 Les théories de quatrième génération de fermions

Une autre méthode pour étendre le Modèle Standard consiste à introduire une quatrième famille de fermions. Ceci peut permettre d'expliquer la différence de masse entre les fermions [1]. Nous appellerons u_4 et d_4 les quarks "up" et "down" de cette quatrième famille et e_4 et ν_4 les leptons associés. Il a été mesuré au LEP qu'il n'existe que $N = 3,0 \pm 0,06$ familles comprenant des neutrinos légers (m<45 GeV) [6]. Les dernières limites expérimentales concernant la quatrième génération de quarks et de leptons sont $m_l > 92{,}4\ GeV$ pour les leptons, $m_\nu >$ 45 ou 39,5 GeV selon que les neutrinos sont de Dirac ou de Majorana et la masse du quark down 199 ou 284 GeV [37] selon que l'on considère une désintégration par courant neutre ou chargé avec production par paires dans les cas d'un quark up de quatrième génération plus lourd que le quark top. Comment pouvons nous introduire une nouvelle génération de fermions en gardant une théorie cohérente ? Dans ce paragraphe nous verrons tout d'abord les contraintes apportées par le Modèle standard sur les théories à quatre générations de fermions dans différents cas. Nous poursuivrons dans les paragraphes 2.2.2 et 2.2.3 avec la description de deux modèles possibles mettant en jeu une quatrième famille. Enfin nous étudierons différents moyen de mettre en évidence les quarks de quatrième génération.

2.2.1 Contraintes de la précision expérimentale du Modèle Standard sur les théories de quatrième génération

Dans l'étude menée dans la référence [38], trois cas sont pris en compte :
- tous les fermions de la quatrième génération sont lourds ($m \gtrsim Z$),
- les quarks u_4 et d_4, ainsi que le lepton e_4 sont lourds alors que le neutrino ν_4 est "léger" ($m_{\nu_4} \approx 50\ GeV$),
- la version SUSY de la quatrième génération.

On considère qu'une théorie est acceptable si elle n'est pas exclue à plus de deux σ. Dans le cas contraire la possibilité que les hypothèses soient valides est considérée comme trop faible pour être prise en compte.

2.2.1.1 La quatrième génération de fermions lourds

On prend m_{d_4} comme valeur minimale autorisée par les mesures du Tevatron [6], soit 130 GeV, et $m_{u_4} \gtrsim m_{d_4}$. En vue de simplifier l'analyse et comme les masses des leptons sont des paramètres indépendants, on prend $m_{\nu_4} = m_{u_4}$ et $m_{e_4} = m_{d_4}$. Toutes les valeurs de la masse du Higgs supérieures à 90 GeV sont autorisées. On obtient un χ^2 minimal relatif aux mesures de précision du Modèle Standard et avec les paramètres précédents quand $m_H = 90\ GeV$. On peut voir sur la figure 2.3 que le χ^2 minimum est obtenu pour un nombre de générations supplémentaires N_g = -0,5 et que le cas où $N_g = 0$ correspond à une déviation standard. On peut voir aussi qu'une génération supplémentaire correspond à environ 2,5 σ. La même étude réalisée avec $m_{\nu_4} = m_{d_4} = 130\ GeV$ et $m_{e_4} = m_{u_4}$ montre que la quatrième génération est exclue à 2 σ alors que les limites sont encore plus fortes pour $m_{e_4} = m_{u_4} = 130\ GeV$ et $m_{\nu_4} = m_{d_4}$. Une quatrième famille de particules où toutes les particules seraient lourdes semble exclue même si une exclusion totale n'est pas encore avérée. Il faut donc modifier certains paramètres.

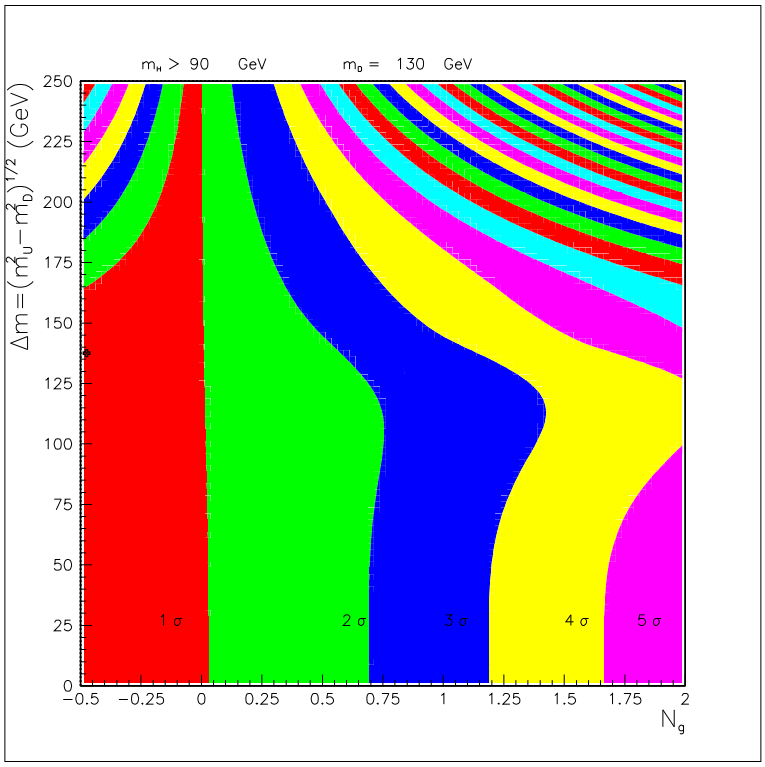


FIG. 2.3 – Diagramme d'exclusion en fonction du nombre de générations supplémentaires N_g et de la différence de masse intra-génération Δm. La valeur minimale $m_{d_4} = 130\ GeV$ du TeVatron a été prise en compte et $m_{\nu_4} = m_{u_4}$ et $m_{e_4} = m_{d_4}$ ont été utilisées ainsi que les mesures de précision électrofaibles et la masse du Higgs supérieure à 90 GeV à 95% de niveau de confiance. Le point correspond à la région de χ^2 minimum [38]

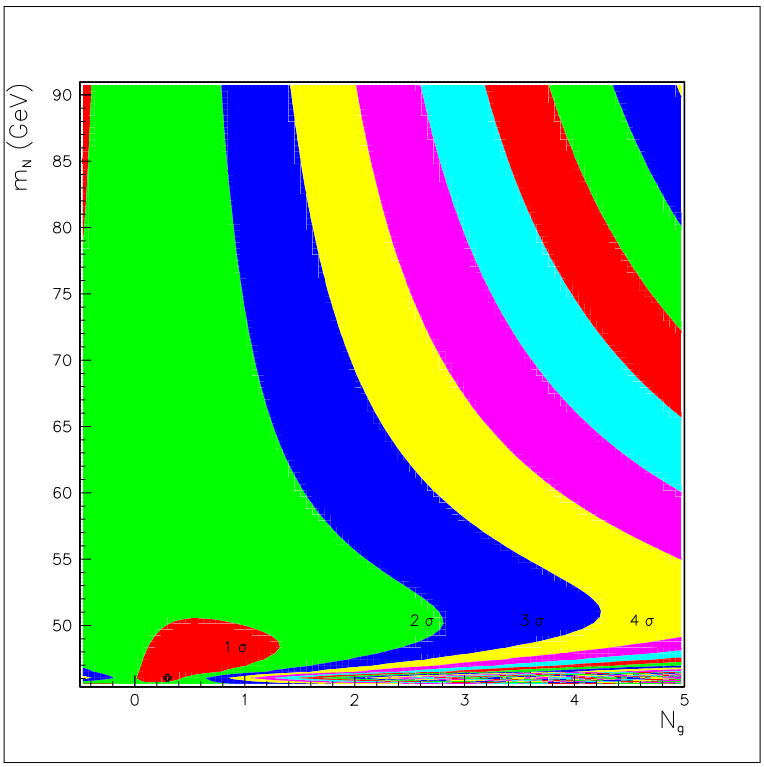


FIG. 2.4 – Diagramme d'exclusion en fonction du nombre de générations supplémentaires N_g et de la masse du lepton neutre lourd m_{ν_4}. Les valeurs $m_{u_4} = 220\ GeV$, $m_{d_4} = 200\ GeV$ et $m_{e_4} = 100\ GeV$ ont été utilisées ainsi que les mesures de précision électrofaibles et la masse du Higgs supérieure à 90 GeV à 95% de niveau de confiance. Le point correspond à la région de χ^2 minimum [38]

2.2.1.2 La quatrième génération de fermions lourds avec un neutrino "léger"

La limite inférieure sur m_{e_4} imposée par les expériences LEP2 est 80 GeV [39] mais un lepton neutre quasi-stable plus léger peut être considéré. D'après les résultats sur la désintégration $\nu_4 \to lW^*$, où W^* est virtuel alors que l est e, μ ou τ, $m_{\nu_4} >$ 70-80 GeV pour un angle de mélange avec les trois générations connues supérieur à 10^{-6}. Prenons donc ici cet angle de mélange inférieur à 10^{-6}. Dans ce cas, seule la limite imposée par DELPHI est applicable : $m_{\nu_4} > 45\ GeV$ [40]. Pour des particules de masses de l'ordre de $m_Z/2$ les corrections diffèrent drastiquement de celles que nous avons pour des masses $\gtrsim m_Z$. En analysant toutes les données de précision disponibles et toutes les limites dues aux recherches directes, on peut conclure que seuls les neutrinos d'une masse d'environ 50 GeV sont autorisés. On peut voir sur la figure 2.4 qu'avec des masses de particules appropriées, la zonne d'exclusion à 1 σ comprend aussi bien 0 que 1 génération supplémentaire. Nous pouvons donc dire que la quatrième génération avec $m_{\nu_4} \approx 50\ GeV$ décrit les données aussi bien que le Modèle Standard. Deux générations supplémentaires sont même autorisées avec $m_{\nu_4} \approx m_{\nu_5} \approx 50\ GeV$ à 1,5 σ.

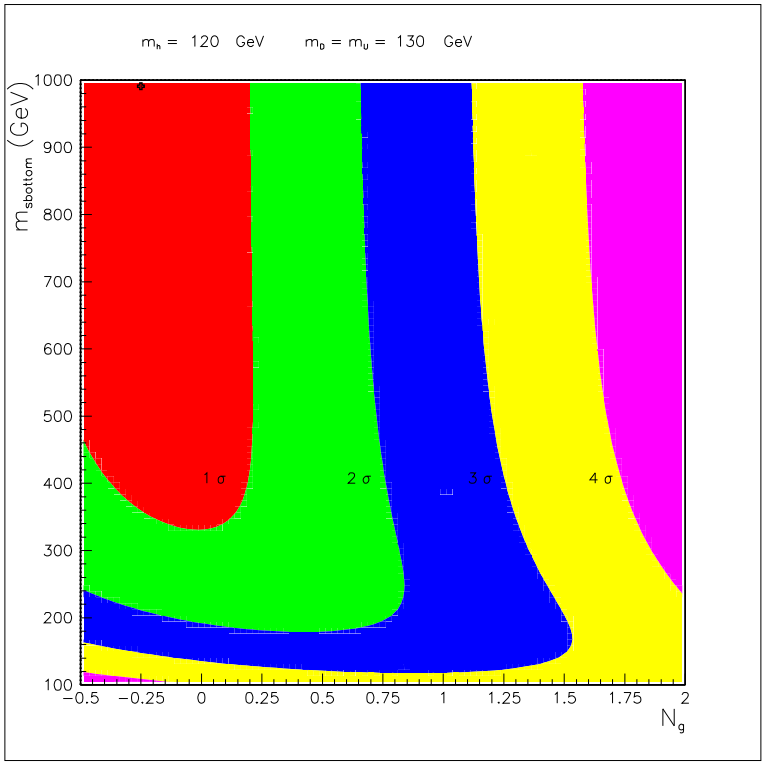


FIG. 2.5 – Diagrame d'exclusion en fonction du nombre de générations supplémentaires dégénérées N_g et de la masse du quark sbeau $m_{\tilde{b}}$ dans le modèle SUSY. Les choix réalisés sont $m_{d_4} = m_{u_4} = m_{e_4} = m_{\nu_4} = 130\ GeV$, $m_h = 120\ GeV$, $m_{\tilde{g}} = 200\ GeV$ et l'absence de mélange de $\tilde{t_L} - \tilde{t_R}$. On utilise les mesures de précision électrofaibles et la masse du Higgs supérieure à 90 GeV à 95% de niveau de confiance. Le point correspond à la région de χ^2 minimum [38]

2.2.1.3 La quatrième génération avec SUSY

Quand les particules supersymétriques sont lourdes, elles se découplent du fait que leur contribution sur les observables électrofaibles sont grandement suprimées et les figures 2.3 et 2.4 du Modèle Standard restent valides. La contribution de l'addition d'une nouvelle génération peut créer des déviations sur des paramètres du Modèle Standard mesurés précisément. On peut compenser ces déviations avec la super-symétrie en utilisant par exemple la grande différence de masse entre le stop et le sbeau. La figure 2.5 montre le diagramme d'exclusion dans le cas de nouvelles générations dégénérées avec une masse de 130 GeV. Le graphique en coordonnées (N_g, $m_{\tilde{b}}$) montre que l'addition de nouvelles générations dégénérées est clairement défavorisée.

La situation change qualitativement dans le cas d'un chargino et d'un neutralino légers. Ces particules peuvent avoir une masse aussi petite que 45 GeV à condition que leur différence de masse soit de l'ordre du GeV [41]. Dans le cas d'une domination par le Higgsino on a $m_\chi > 51\ GeV$. On peut voir sur la figure 2.6 que dans le cas d'un chargino léger, l'inclusion d'une nouvelle génération est autorisée car elle se situe dans un domaine d'exclusion d'environ 1,5 σ.

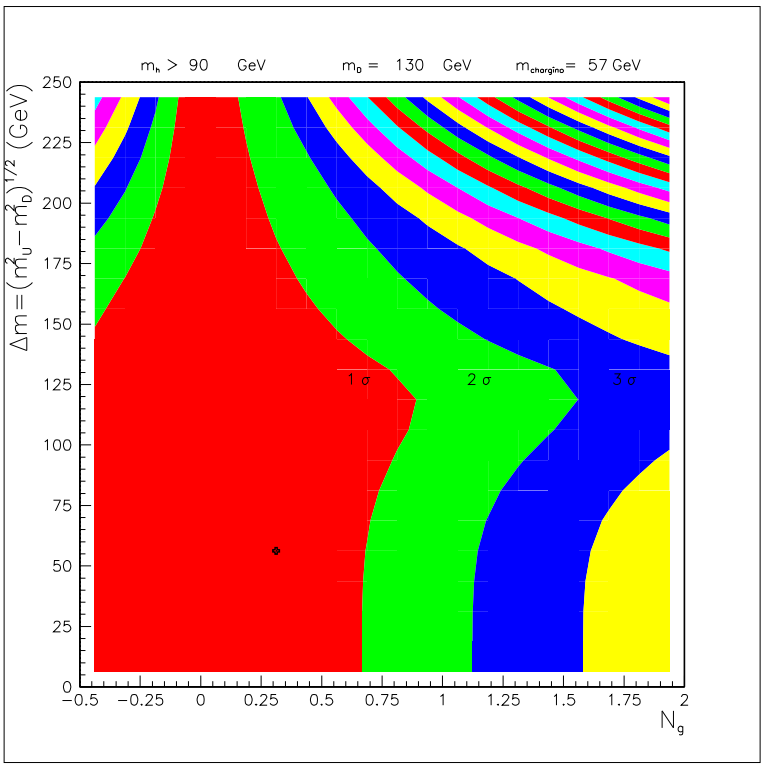


FIG. 2.6 – Diagramme d'exclusion en fonction du nombre de générations supplémentaires N_g et de la différence de masse intra-génération Δm dans le cas d'un chargino et d'un neutralino quasi dégénérés dominés par un Higgsino à 57 GeV. On choisit $m_{e_4} = m_{d_4}$, $m_{\nu_4} = m_{u_4}$ et la valeur limite autorisée de $m_{d_4} = 130\ GeV$. Le point correspond à la région de χ_2 minimum [38]

2.2.1.4 Conclusions

On peut donc conclure que dans le cadre Modèle Standard comme avec SUSY, l'introduction d'une nouvelle génération complètement dégénérée est exclue. Une quatrième famille est autorisée si le neutrino de quatrième génération ou le chargino (SUSY) est léger. Il faut, dans le cas où il n'y a pas de super-symétrie, que le mélange des leptons de la nouvelle génération avec ceux des trois familles existantes soit faible ($\theta \leqslant 10^{-6}$).

Maintenant que nous avons vu que l'introduction d'une quatrième famille de fermion est compatible avec les mesures de précision du modèle standard, nous allons voir deux modèles respectant et addaptant ce que nous vennons de voir afin d'introduire la quatrième génération.

2.2.2 Une quatrième famille sans nouveaux leptons

Une manière d'aborder le résultat du LEP qui impose le nombre de neutrinos de masse inférieure à 45 GeV à trois, est de dire qu'il n'y a pas de nouvelle famille de leptons.

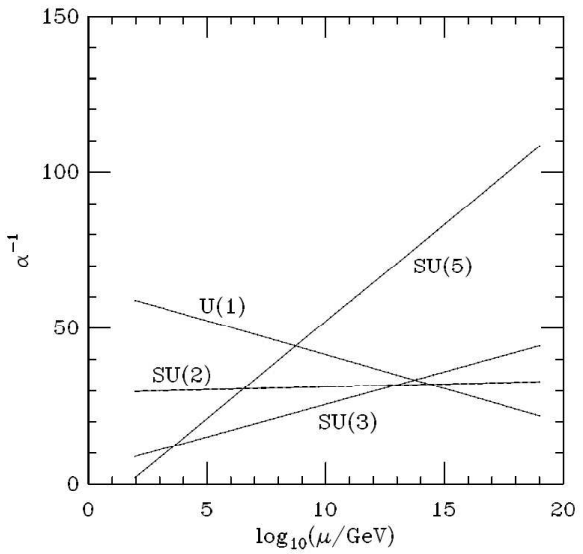


FIG. 2.7 – α^{-1} de la masse du Z à l'échelle de Planck pour chaque groupe [42]

Nous allons donc considérer une théorie où il existe une quatrième famille de quarks sans nouveaux leptons [42]. Dans ce modèle, un maximum des propriétés du Modèle Standard va être conservé. Le Modèle Standard est défini sur un groupe noté SMG et satisfaisant $SMG = U(1) \otimes SU(2) \otimes SU(3)$ auquel s'ajoute la règle de quantification de charge $\frac{y}{2} + \frac{1}{2}d + \frac{1}{3}t \equiv 0$. La dualité d a une valeur de 1 si la représentation est un doublet de $SU(2)$ et 0 si c'est un singulet de $SU(2)$. La trialité t a la valeur 1 si la représentation est un triplet de $SU(3)$, 0 si c'est un singulet de $SU(3)$ et -1 si c'est un anti-triplet de $SU(3)$. L'imposition de la quantification de la charge revient à diviser le groupe du Modèle Standard par un groupe discret approprié D :

$$SMG \equiv U(1) \otimes SU(2) \otimes SU(3)/D$$

On considère l'extension du Modèle Standard dans laquelle on ajoute au groupe existant un groupe $SU(N)$. On obtient donc le groupe de jauge :

$$SMG_{2,3,N} \equiv U(1) \otimes SU(2) \otimes SU(3) \otimes SU(N)/D_N$$

D_N est ici un groupe discret qui assure que l'on a une règle de quantification de charge de la forme : $\frac{y}{2} + \frac{1}{2}d + \frac{1}{3}t + \frac{m_N}{N} \equiv 0$ où N est la N-alité de la représentation et m_N est un nombre entier non-multiple de N. N a pour valeur 1 si la représentation est un N-uplet, 0 si c'est un singulet et -1 si c'est un anti-N-uplet. N doit être un nombre premier. On considère que le groupe $SU(N)$ n'est pas brisé spontanément et donc qu'il confine les fermions dans un condensat dont l'échelle de confinement doit être au TeV ou au dessus. Pour éviter des

conflits avec la précision des mesures électrofaibles, le nombre N doit être faible donc on s'attache à $SU(5)$. En plus des trois générations du Modèle Standard, ce modèle comprend une quatrième génération de quarks et une génération de quarks $SU(5)$. On considère que la composante $SU(5)$ du groupe de jauge confine les quarks $SU(5)$ dans un condensat. D'après les calculs, la masse des hadrons $SU(5)$ [43] serait de l'ordre de 400 GeV. Ceci expliquerait qu'ils n'aient pas encore été découverts. La limite sur la masse des quarks de la quatrième génération est $m_{u_4}, m_{d_4} > 130\ GeV$.

Si ce modèle permet de ne pas rentrer en conflit avec les mesures des paramètres du Modèle Standard, un ajustement fin des paramètres est nécessaire. Si on utilise la renormalisation de la théorie de grande unification on obtient la figure 2.7 qui indique que le modèle est auto-cohérent.

En conclusion, ce modèle peut être cohérant mais demande un choix de paramètres relativement contraint pour satisfaire à la précision des mesures électrofaibles. L'exclusion ou la validation de ce modèle ne peut être effectuée que par de nouvelles mesures de précision.

2.2.3 Le modèle démocratique [1]

Avant la brisure de symétrie électrofaible, les fermions de mêmes nombres quantiques sont indiscernables. C'est pourquoi les termes du lagrangien se rapportant aux interactions fermions-Higgs doivent être identiques pour des fermions de mêmes nombres quantiques. Ainsi, après brisure de symétrie, les termes de la matrice de masses sont tous égaux à "$a\eta$", où a est l'intensité de l'interaction fermion-Higgs et η est la valeur du champ de Higgs attendue dans le vide. En prenant a égal à g, la constante de couplage de SU(2), et n le nombre de familles du Modèle Standard, après la brisure de symétrie électrofaible $n-1$ familles n'ont pas de masse et la $n^{ème}$ famille de fermions a la masse $ng\eta$. Etant donné que les masses du neutrino, du lepton et du quark "down" de la troisième famille sont négligeables devant l'échelle électrofaible les considérations précédentes laissent penser qu'une quatrième famille peut exister.

Pour la quatrième famille, l'approche par la matrice de masses démocratique (DMM) intervient par :

$$M^0 = g\eta \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 & 1 \end{pmatrix} \Rightarrow M = 4g\eta \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Ainsi, les trois premières familles restent sans masse et la quatrième famille de fermions accepte des masses de $4g\eta = 8m_W = 640\ GeV$. Ceci explique une masse nulle pour les neutrinos des trois premières familles. Ces valeurs sont proches de la valeur limite pour la masse des fermions établie en utilisant l'unitarité des ondes partielles à haute énergie [44]. On pourrait remplacer la constante de couplage g par la constante de couplage électromagnétique e nous donnant une masse $m_4 = 320\ GeV$. En général, on s'attend à une masse, pour les fermions de la quatrième famille, comprise entre 300 et 700 GeV.

Si l'équation précédente reflète relativement bien la réalité pour les leptons et les quarks "down", la masse du quark t ($m_t = 172,6\ GeV$) [5] n'est pas reproduite . En effet, cette équation fournit une masse nulle pour les neutrinos et une masse ngligeable pour les fermions. Nous allons voir maintenant comment résoudre ce problème. On transforme cette équation

en utilisant une matrice orthogonale 4×4. En général, on exprime les rotations $O(4)$ en terme de six angles. On utilisera la paramétrisation suivante :

$$O = R_{12}^T R_{13}^T R_{23}^T R_{14}^T R_{24}^T R_{34}^T \tag{2.1}$$

où R_{ij} traduit la rotation dans le plan $(i-j)$. Par exemple : $R_{34} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & c_{34} & s_{34} \\ 0 & 0 & -s_{34} & c_{34} \end{pmatrix}$

avec $c_{ij} = \cos\theta_{ij}$ et $s_{ij} = \sin\theta_{ij}$.
En regroupant les trois premières et les trois dernières rotations, on obtient [1] :

$$O = O_a O_b = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & -s_{12}c_{23} - s_{13}s_{23}c_{12} & s_{12}s_{23} - s_{13}c_{12}c_{23} & 0 \\ s_{12}s_{13} & -s_{12}s_{23}s_{13} + c_{12}c_{23} & -s_{12}s_{13}c_{23} - s_{23}c_{12} & 0 \\ s_{13} & s_{23}c_{13} & c_{13}c_{23} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$\times \begin{pmatrix} c_{14} & -s_{14}s_{24} & -s_{14}s_{34}c_{24} & -s_{14}c_{24}c_{34} \\ 0 & c_{24} & -s_{24}s_{34} & -s_{24}c_{34} \\ 0 & 0 & c_{34} & -s_{34} \\ s_{14} & s_{24}c_{14} & s_{34}c_{14}c_{24} & c_{14}c_{24}c_{34} \end{pmatrix}$$

Nous négligeons maintenant les masses des leptons et des quarks down car les plus lourdes de ces particules ont une masse négligeable devant l'échelle de masse des fermions naturels $g\eta = 160\ GeV$. Le mélange entre les trois premières familles décrit par la matrice O_a reste arbitraire. D'un autre côté :

$$f_4 = s_{14}f_1^0 + s_{24}c_{14}f_2^0 + s_{34}c_{24}c_{14}f_3^0 + c_{34}c_{24}c_{14}f_4^0 \tag{2.2}$$

avec f_4 l'état propre de masse correspondant à $m_4 = 4g\eta$ où l'exposant 0 traduit les états propres faibles inclus dans le lagrangien. En comparant l'équation 2.2 avec l'équation 2.1, on conclut que :

$s_{14} = s_{24}c_{14} = s_{34}c_{24}c_{14} = c_{34}c_{24}c_{14} = \frac{1}{2}$ d'où l'expression $O_b = \begin{pmatrix} \frac{\sqrt{3}}{2} & -\frac{\sqrt{3}}{6} & -\frac{\sqrt{3}}{6} & -\frac{\sqrt{3}}{6} \\ 0 & \frac{\sqrt{6}}{3} & -\frac{\sqrt{6}}{6} & -\frac{\sqrt{6}}{6} \\ 0 & 0 & \frac{\sqrt{2}}{2} & -\frac{\sqrt{2}}{2} \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & \frac{1}{2} \end{pmatrix}$.

On peut alors facilement obtenir la matrice CKM leptonique :

$$U^l = O_\nu O_l^T = \begin{pmatrix} c'_{12}c'_{13} & s'_{12}s'_{13} & s'_{13} & 0 \\ -s'_{12}c'_{23} - s'_{13}s'_{23}c'_{12} & -s'_{12}s'_{23}s'_{13} + c'_{12}c'_{23} & s'_{23}c'_{13} & 0 \\ s'_{12}s'_{23} - s'_{13}c'_{12}c'_{23} & -s'_{12}s'_{13}c'_{23} - s'_{23}c'_{12} & c'_{13}c'_{23} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

où $\theta'_{ij} = \theta^\nu_{ij} - \theta^l_{ij}$. On peut noter que le fait de négliger les masses des leptons des trois premières familles induit un découplage de la quatrième. Dans l'approche DMM, on s'attend à ce que le mélange entre les trois premières familles et la quatrième soit gouverné par $\frac{m_e}{m_4}$, $\frac{m_\mu}{m_4}$ et $\frac{m_\tau}{m_4}$ respectivement.
Nous passons maintenant au secteur des quarks up dans lequel nous considérons que le quark

top est massif. Cette hypothèse modifie le secteur (t^0,u_4^0) de DMM pour donner la matrice de masse suivante [1] :

$$\begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1+\epsilon_1 & 1+\epsilon_2 \\ 1 & 1 & 1+\epsilon_3 & 1+\epsilon_4 \end{pmatrix}$$

Nous négligeons les masses des quarks u et c car elles sont très inférieures à 160 GeV. Dans ces conditions on a $\epsilon_1\epsilon_4 = \epsilon_2\epsilon_3$. On choisit la solution $\epsilon_1 = \epsilon_4 = -\epsilon_2 = -\epsilon_3 = \epsilon$ qui satisfait la condition précédente et qui a un effet minimum sur DMM. Ainsi deux états propres de masse sont différents de zéro $m_t = 2\epsilon\eta g$ et $m_{u_4} = 4\epsilon\eta g$. En prenant la masse du quark top égale à 175 GeV et $g\eta = 2m_W = 160$ GeV, on obtient $\epsilon = 0,55 \pm 0,08$. Avec cette valeur O_b reste inchangée et on a [1] :

$$O = O_a O_b = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ s_{12}s_{13} & c_{12}c_{23} & -s_{23}c_{12} & 0 \\ 0 & s_{23}c_{13} & c_{13}c_{23} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} c_{14} & -s_{14}s_{24} & -s_{14}s_{34}c_{24} & -s_{14}c_{24}c_{34} \\ 0 & c_{24} & -s_{24}s_{34} & -s_{24}c_{34} \\ 0 & 0 & c_{34} & -s_{34} \\ s_{14} & s_{24}c_{14} & s_{34}c_{14}c_{24} & c_{14}c_{24}c_{34} \end{pmatrix}$$

La matrice CKM pour le secteur des quarks est alors la même que celle des leptons avec $\theta'_{12} = \theta^u_{12} - \theta^d_{12}$, $\theta'_{13} = -\theta^d_{13}$ et $\theta'_{23} = -\theta^d_{23}$. On remarque qu'avec cette valeur de ϵ, la quatrième famille est toujours découplée. Ainsi, tous ces calculs permettent de montrer que la matrice CKM peut être arrangée pour introduire une quatrième génération. La quatrième famille pourrait se manifester par une déviation du paramètre $\rho = \frac{m_W^2}{m_Z^2 \cos^2\theta_W} = 1$. Un doublet de fermions lourds conduirait à la correction suivante du paramètre ρ [44] :

$$\rho = 1 + \xi \frac{G_F}{8\sqrt{2}\pi^2} \left[\frac{2m_1^2 m_2^2}{m_1^2 - m_2^2} \ln\left(\frac{m_2^2}{m_1^2}\right) + m_1^2 + m_2^2 \right]$$

où $\xi = 1$ pour les leptons et $\xi = 3$ pour les quarks, m_1 et m_2 sont les masses des fermions lourds up et down respectivement et G_F est la constante de Fermi. Comme on peut le voir dans cette équation la correction est nulle si $m_1 = m_2$. Si $m_1^2 \ll m_2^2$ ($m_2^2 \ll m_1^2$), la correction apportée sera la suivante :

$$\rho = 1 + \xi \frac{G_F}{8\sqrt{2}\pi^2} m_{2(1)}^2$$

Ceci explique que la contribution majeure provient seulement du quark top.

Le modèle démocratique est le modèle le plus développé et celui auquel la collaboration ATLAS s'est le plus intéressée. C'est dans le cadre de ce modèle que le sujet de cette thèse a été mené. Les masses autorisées pour les quarks de quatrième génération ont pour limite inférieure les limites expérimentales à 256 GeV et pour limite supérieure $\sim$ 700 GeV relative à l'unitarité des ondes partielles à hautes énergies [44].

2.2.4 Conclusions

Nous avons vu que la quatrième génération de particules peut exister au sein de théories stables respectant la précision des mesures du Modèle Standard. Certaines conditions semblent toutefois être nécessaires : une masse de neutrino faible ($<$ 70 GeV), une faible

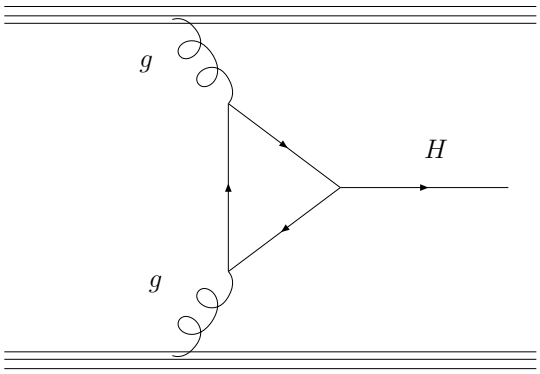


FIG. 2.8 – Diagramme de Feynman dominant pour la production du boson de Higgs dans les collisions hadroniques

différence de masse entre les quarks de la quatrième famille ou une compensation par la supersymétrie. Reste maintenant à déterminer comment mettre en évidence la présence de ces particules. C'est l'objet du paragraphe suivant.

2.3 Les manifestations possibles des quarks de la quatrième génération

Si la quatrième famille de fermions existe il sera possible de la mettre en évidence soit directement en observant la désintégration d'une de ses particules soit en observant un effet de sa présence sur un paramètre du Modèle Standard.

2.3.1 Les effets sur la section efficace de production du boson de Higgs

L'étude de la production du boson de Higgs par fusion de gluons dans les collisionneurs hadroniques pourrait permettre de déterminer le nombre de générations dans la variante la plus simple du Modèle Standard. En effet, la section efficace de production est proportionnelle à la largeur de désintégration du boson de Higgs en deux gluons. Cette largeur de désintégration incluant les diagrammes à une boucle (voir figure 2.8) est donnée par :

$$\Gamma(H \to gg) = \left(\frac{\alpha_s}{4\pi}\right)^2 \frac{m_H^3}{8\pi v^2} |\Phi|^2 \text{ avec } \Phi = \sum_q \Phi_q$$

Φ est la somme des intégrales sur les boucles Φ_q correspondant aux différents quarks :

$$\Phi_q = -2r_q[1 + (1 - r_q)x^2(r_q)]$$

avec $r_q = \frac{4m_q^2}{m_H^2}$ et $x(r) = \frac{\pi}{2} - \theta(r-1)\arctan\sqrt{r-1} + i\theta(1-r)\ln\frac{1+\sqrt{1-r}}{\sqrt{r}}$ et θ une fonction d'Heaviside. Nous voyons donc que les quarks lourds apportent la contribution principale à cette largeur de désintégration donc nous ne considèrerons que le quark top et les quarks de

quatrième génération dans la suite de l'explication. En ne considérant que le quark top et N_q quarks très lourds de générations supplémentaires ($m_q \gg m_H$) nous pouvons écrire Φ de la manière suivante :

$$\Phi = -2r_t[1 + (1 - r_t)x^2(r_t)] - \frac{4}{3}N_q$$

Dans la suite nous noterons Γ^k_{gg} et σ^k la largeur de désintégration en deux gluons et la section efficace de production dans un modèle à k générations. Nous avons pour $\sigma_{gg\to H}$:

$$\sigma(pp \to H + ...) = \frac{\pi^2}{8s} K \frac{\Gamma^k_{gg}}{m_H} \int_{\frac{m_H^2}{s}}^{1} \frac{dx_1}{x_1} g(x_1, m_H^2) g(x_2 = \frac{m_H^2}{x_1 s}, m_H^2) \tag{2.3}$$

Dans le cas à quatre générations, N_q est égal à 2. Un facteur appelé $K = 1,5$ à 1,7 doit multiplier la section efficace de production au LHC afin de tenir compte des corrections radiatives [45, 46]. Plus la masse du boson de Higgs se rapproche de 300 GeV, plus le rapport $\Gamma^4_{gg}/\Gamma^3_{gg}$ diminue. Si l'on considère une masse du boson de Higgs $m_H < 300\ GeV$, on obtient avec les approximations appropriées :

$$\frac{\sigma^4(pp \to H + ...)}{\sigma^3(pp \to H + ...)} = \frac{\Gamma^4_{gg}}{\Gamma^3_{gg}}$$

Nous relions donc la section efficace de production du boson de Higgs à sa largeur de désintégration. Ainsi si nous observons plus de bosons de Higgs se désintégrant que ce que l'on attend, ce peut être dû à la présence d'une quatrième famille de fermions [47] (voir figure 2.9). Les études standard dédiées au boson de Higgs menées au LHC [48, 49, 50] permettront donc peut-être de mettre en évidence la quatrième génération de fermions ou tout du moins de nous diriger sur cette piste.

2.3.2 La désintégration par courant chargé

Cette mise en évidence se base sur le modèle démocratique. La voie de production principale des quarks de quatrième génération dans un collisionneur hadronique fait intervenir l'interaction forte. L'interaction forte conservant la saveur des quarks, les quarks de quatrième génération vont donc être produits par paire de quark-antiquark. La figure 2.10 montre les diagrammes de Feynman à l'ordre de l'arbre pour les fusions de gluons et l'annihilation de quarks. La section efficace de production pour le LHC est représentée sur la figure 2.11. Pour la première famille de quarks, le quark up est plus léger que le quark down alors que c'est l'inverse pour les seconde et troisième familles [1]. D'un point de vue pratique,la masse m_{u_4} devrait être plus faible que m_{d_4} s'il existe une quatrième famille. Ceci permettrait d'obtenir plus aisément l'égalité des masses avant brisure de symétrie entre quarks "up" et "down". Dans ce cas, le mode de désintégration privilégié pour u_4 sera $u_4 \to b + W^+$. Considérons deux masses équivalentes afin de ne pas faire varier le paramètre ρ. Le quark d_4 va alors se désintégré de la manière suivante : $d_4 \to t + W^-$.

Les quarks u_4 vont donc se désintégrer en $W + b$ à la manière du top :

$$u_4\bar{u}_4 \to Wb\ W\bar{b}$$

Comme le W peut se désintégrer soit en deux quarks soit en un lepton et un neutrino, il existe trois possibilités pour l'état final de la désintégration d'une paire $u_4\bar{u}_4$:

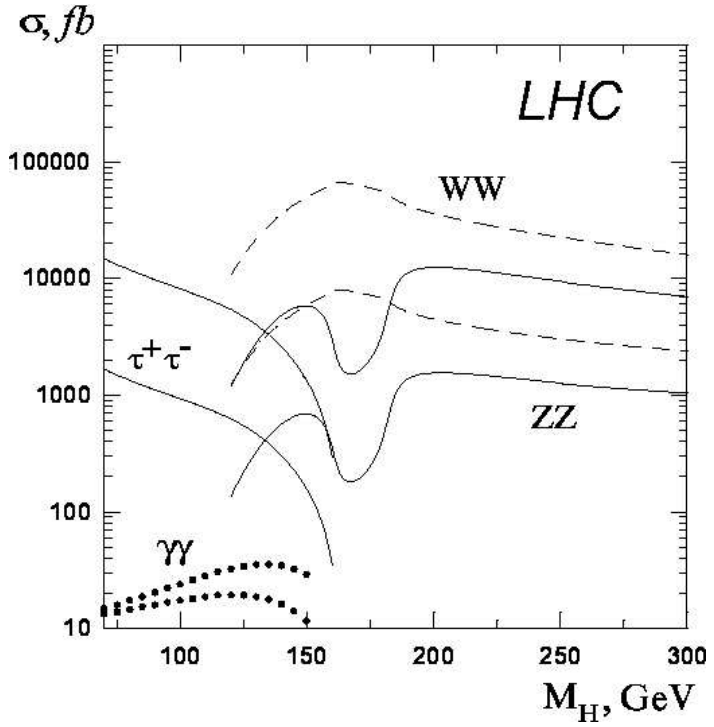


FIG. 2.9 – Section efficace de production du boson de Higgs pour différents canaux de désintégration, en fonction de sa masse, calculée pour le LHC. Les courbes inférieures correspondent à trois générations alors que les courbes supérieures correspondent à quatre générations [51]

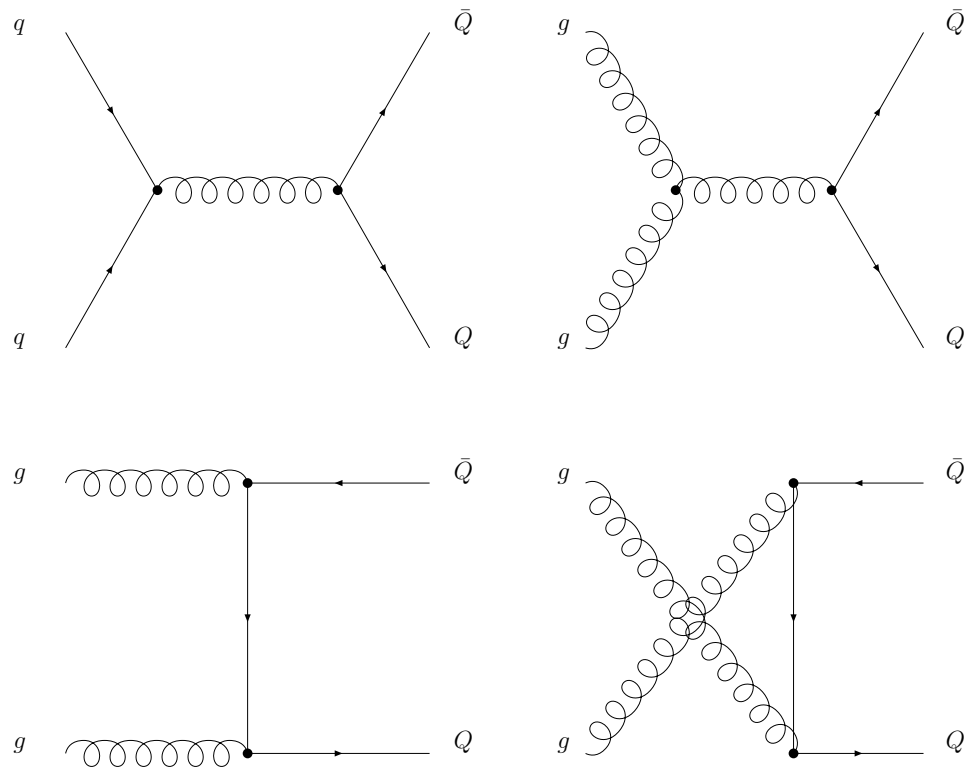


FIG. 2.10 – Les différents diagrammes de production de paires de quarks de quatrième génération

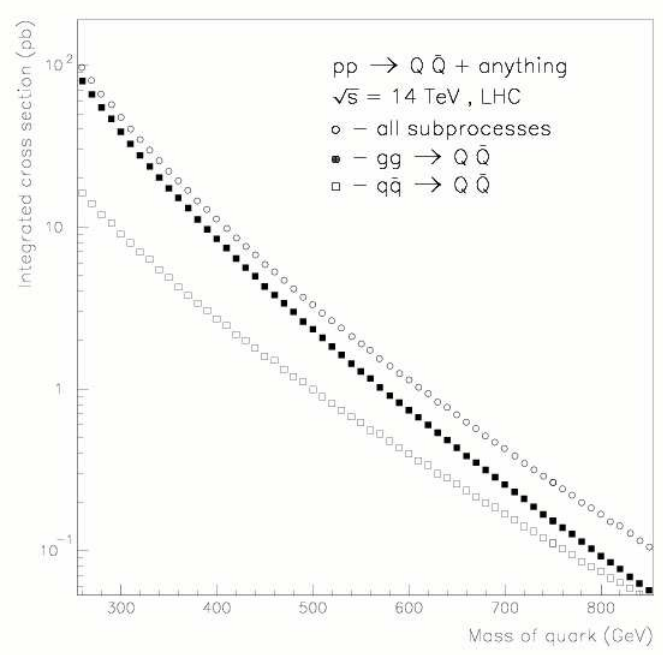


FIG. 2.11 – Section efficace de production des quarks de quatrième génération au LHC [52]

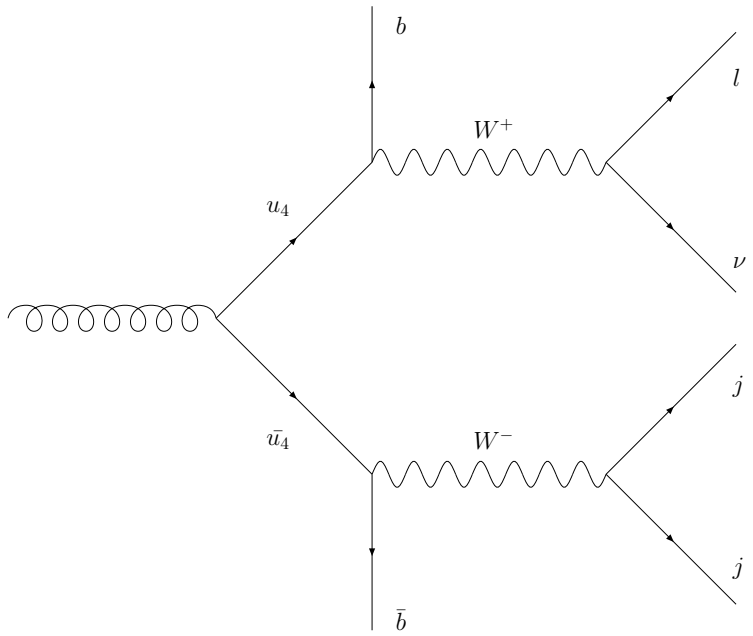


FIG. 2.12 – Diagramme de désintégration d'une paire $u_4\bar{u_4}$ dans le canal semi-leptonique. On admet dans cet exemple que la paire $u_4\bar{u_4}$ est produite via un gluon

- Cette désintégration peut être entièrement hadronique et on retrouve six quarks dans l'état final dont deux quarks b.
- Elle peut être entièrement leptonique ce qui arrive beaucoup plus rarement. Dans ce cas on retrouve deux quarks beaux dans l'état final accompagnés par deux leptons et deux neutrinos.
- Enfin la désintégration peut être semi-leptonique comme sur la figure 2.12. Les particules de l'état final sont alors deux quarks beaux, deux quarks légers, un lepton et un neutrino. C'est ce dernier cas qui sera étudié dans la suite de cette thèse.

Les quarks d_4 vont, quant à eux, se désintégrer en $W + t$ si cela est cinématiquement possible. Le quark *top* se désintégrant en $W + b$ et chaque W pouvant se désintégrer de manière hadronique ou leptonique, ces événements deviennent relativement complexes :

$$d_4\bar{d_4} \rightarrow Wt\ W\bar{t} \rightarrow WWb\ WW\bar{b}$$

Il existe cinq configurations de particules dans l'état final suivant le nombre de W qui se désintègrent leptoniquement. Le diagramme de Feynman dans lequel un seul W se désintègre leptoniquement est présenté sur la figure 2.13. Même si c'est le canal préféré en vue d'une observation du quark d_4, on note que la reconstruction de tels événements sera complexe. Cette étude ne sera pas développée au cours de cette thèse.

2.3.3 La desintégration par courants neutres avec changements de saveur

L'argument en faveur de la mise en évidence de la quatrième génération à travers les courants neutres avec changement de saveur [53] est que, si le quark d_4 a une masse inférieure

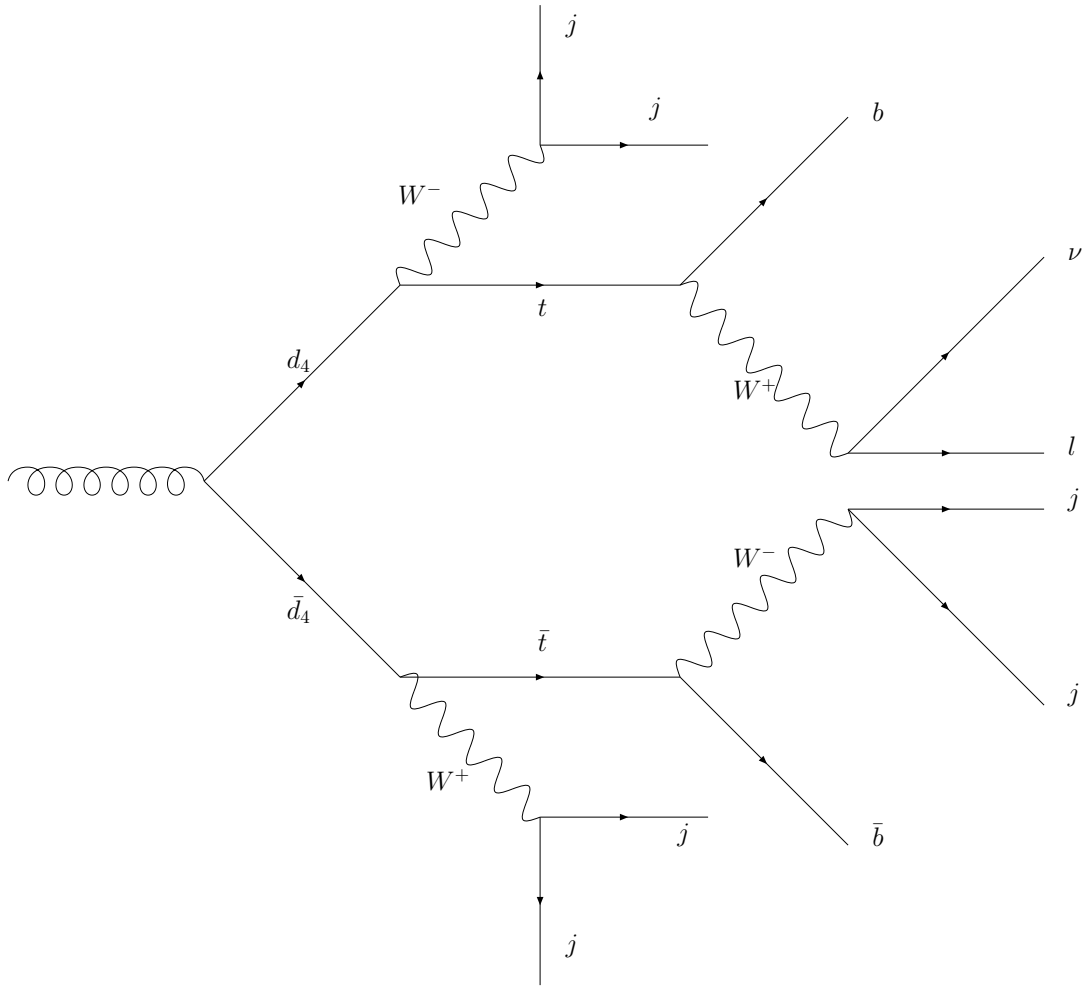


FIG. 2.13 – Diagramme de désintégration d'une paire $d_4\bar{d}_4$ dans un canal où un seul W se désintègre leptoniquement. On admet dans cet exemple que la paire $d_4\bar{d}_4$ est produite via un gluon

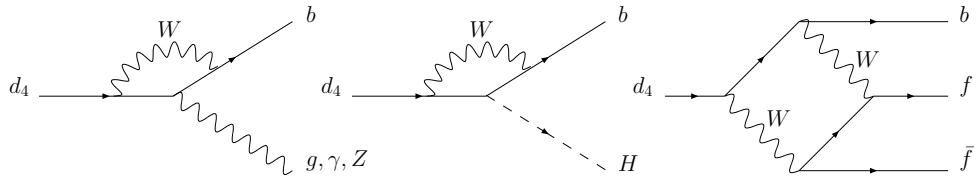


FIG. 2.14 – Les modes de désintégration par courant neutre avec changement de saveur via un diagramme pingouin (à gauche) et via un diagramme en boîte (à droite)

$M_{\eta_4}(GeV)$	600	750	900	1050	1200	1350	1500
$\sigma(gg \to \eta_4)(pb)$	1,23	0,61	0,33	0,19	0,12	0,07	0,05

TAB. 2.2 – Section efficace de production du η_4 pour différentes masses [55]

à 250 GeV, il ne pourra cinématiquement pas se désintégrer en quark *top* et en W. L'alternative consistant à se désintégrer en quark *charme* et en W est supprimée par la matrice CKM car il y a un saut de deux familles. C'est à ce niveau qu'intervient la désintégration par courant neutre avec changement de saveur (FCNC). Ce mécanisme, souvent négligeable et dominé par les courants chargés, peut dans ce cas prendre une part non négligeable dans les désintégrations du quark d_4. Il est régi par les diagrammes de la figure 2.14. Ainsi la désintégration du quark d_4 peut se faire des manières suivantes :

$$d_4 \to bg$$
$$d_4 \to b\gamma$$
$$d_4 \to bZ^0$$
$$d_4 \to bl^+l^-$$
$$d_4 \to bq\bar{q}$$
$$d_4 \to bH$$

Les recherches menées dans ce sens par le TeVatron ont conduit à fixer une limite inférieure de 199 GeV pour la masse du quark d_4 [54]. Cette valeur est donnée pour un rapport d'embrenchement de 100% dans le cannal $d_4 \to bZ^0$. La limite serait différente avec un rapport d'embranchement différent.

2.3.4 Production et désintégration de pseudo-scalaire de quatrième génération

Au niveau théorique, l'étude de la résonance pseudo-scalaire η_4 $(Q_4\bar{Q}_4)$ s'appuie sur le modèle démocratique vu précédemment. Comme le mélange inter-génération serait très faible, nous pouvons nous attendre à la formation de quarkonia de quatrième génération impliquant de satisfaire à la condition suivante : $m_{Q_4} < (125\ GeV)\ |V_{qQ_4}|^{-2/3}$ où q traduit les quarks connus et $|V_{qQ_4}|$ traduit les éléments de la matrice CKM étendue. Dans les collisionneurs hadroniques, le processus principal de production de quarkonia est la fusion de gluons [55]. Le quarkonium pseudoscalaire $\eta_4(^1S_0)$ produit par fusion de gluons a une section efficace de production deux ordres de grandeur supérieure à celle du quarkonium vecteur Ψ_4. C'est pourquoi les collisonneurs hadroniques sont meilleurs pour les analyses sur les quarkonia pseudoscalaires alors que les collisionneurs leptoniques sont prédisposés pour l'étude des quarkonia vecteurs. Les canaux de désintégration de η_4 sont gg, $f\bar{f}$, $\gamma\gamma$, ZZ, $Z\gamma$, ZH et WW (voir figure 2.15). Comme nous le voyons sur les figures 2.16, le canal ayant le taux de branchement le plus élevé pour $m_{\eta_4} > 600\ GeV$ est ZH. La section efficace de production de η_4 dans les collisionneurs hadroniques peut s'écrire de la manière suivante :

$$\sigma(pp \to \eta_4 X) = K\frac{\pi^2}{8m_{\eta_4}^3}\Gamma(\eta_4 \to gg)\tau\int_\tau^1 \frac{dx}{x}g(x,Q^2)g(\frac{\tau}{x},Q^2)$$

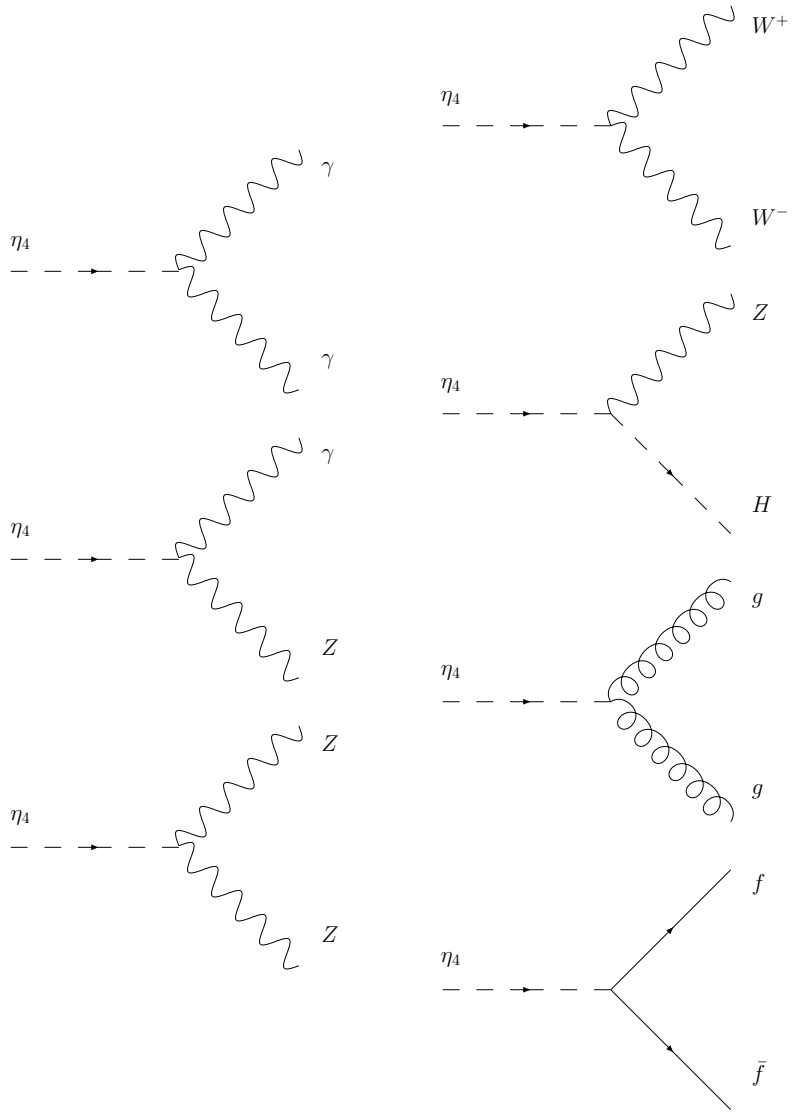


FIG. 2.15 – Les différents modes de désintégration de la résonance η_4

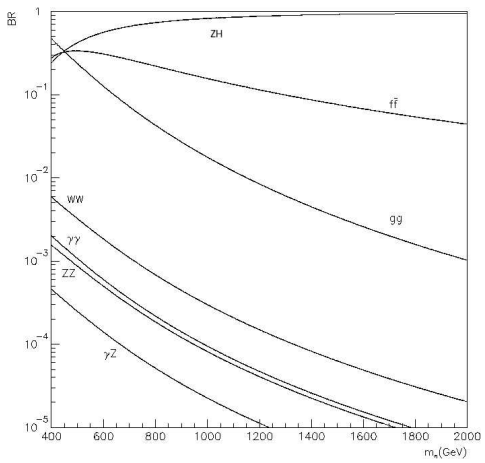


FIG. 2.16 – Taux d'embranchement pour les désintégrations du quarkonium η_4 en fonction de la masse de η_4 pour des masses du boson de Higgs de 150 GeV [56]

où

$$\Gamma(\eta_4 \to gg) = 8\alpha_s^2(Q^2)|R_S(0)|^2/(3m_{\eta_4}^2)$$

et $\alpha(Q^2)$ est la constante de couplage fort, Q^2 le quadrimoment de transfert et $\tau = m_{\eta_4}^2/s$ avec $\sqrt{s}$ l'énergie dans le centre de masse de la collision. $R_S(0)$ est la fonction d'onde de l'état S évaluée à l'origine [55]. $K \approx 2$ est le facteur de correction des effets QCD à une boucle. $g(x, Q^2)$ est la fonction de distribution des gluons. Les canaux de désintégration les plus prometteurs sont $\gamma\gamma$ et ZH.

En ce qui concerne le canal $\gamma\gamma$ les bruits de fond dominants sont $f\bar{f} \to \gamma\gamma$ et $gg \to \gamma\gamma$. Dans le canal ZH, le rapport de branchement où le Z et le H vont chacun en deux leptons est négligeable. Le canal avec $Z \to ll$ et $H \to b\bar{b}$ sera le plus approprié. Si $m_H < 160$ GeV ce sera le meilleur canal même si l'état final $H \to WW(^*), ZZ(^*)$ sera peut être préférable au LHC. Les principales sources de bruit de fond seront la production de paires $t\bar{t}$ et $Zb\bar{b}$.

2.3.5 Conclusion

Au cours de ce chapitre nous avons vu que les théories d'une quatrième génération de fermions se placent parmi de nombreuses théories tentant de combler les défauts et manquements du Modèle Standard. Une quatrième génération de fermions n'est pas incompatible avec les mesures de précision sur le Modèle Standard mais ce dernier impose des contraintes fortes quant à sa structure. Nous avons choisi de nous intéresser, dans le cadre de cette thèse, au modèle démocratique à quatre familles de particules. Afin d'avoir un point de comparaison et de pouvoir nous servir des outils déjà développés pour l'étude du quark top, nous étudierons le quark "up" de quatrième génération u_4, produit par paires $u_4\bar{u}_4$ et se désintégrant en quark beau et boson W. Nous regarderons le cas spécifique où un boson W se désintègre dans le canal leptonique et l'autre de manière hadronique de sorte que la désintégration soit identique à celle présentée sur la figure 2.12 :

$$u_4\bar{u}_4 \to Wb\, W\bar{b} \to l\nu b\; jj\bar{b}$$

Chapitre 3

Le LHC (Large Hadron Collider) et l'expérience ATLAS

Afin d'atteindre les énergies typiques de la brisure électrofaible, il est nécessaire de construire des accélérateurs de particules. Le LHC est aujourd'hui le projet le plus abouti, dans le but de produire des faisceaux approchant la dizaine de TeV. Dans ce chapitre nous allons présenter cet accélérateur ainsi qu'ATLAS, détecteur de l'une des expériences situées sur l'anneau du LHC.

3.1 Le LHC

3.1.1 Généralités

Situé dans l'ancien tunnel du LEP, à la frontière Franco-Suisse, le LHC (figure 3.1) est un collisionneur proton-proton permettant d'atteindre une énergie dans le référentiel du centre de masse de 14 TeV [57, 58]. Le tunnel de 27 km de circonférence, est creusé à environ 100 mètres de profondeur. Le choix d'un collisionneur hadronique permet d'atteindre des énergies de l'ordre du TeV sans dissipation d'énergie trop importante du fait du rayonnement synchrotron. La courbure des protons est assurée principalement par 1296 aimants dipolaires supraconducteurs développant un champ magnétique de 8,6 $Teslas$. Les deux faisceaux de protons, circulant en sens opposés, doivent être soumis à des champs magnétiques antiparallèles. Les bobines supraconductrices créant ces champs partagent le même cryostat et le même support métallique assurant le retour de champ. Au LHC, la fréquence de croisement des faisceaux est de 40 MHz soit environ une interaction toutes les 25 ns. Un certain nombre de périodes avec accélération d'ions plomb et argon est prévu. Dans la configuration Pb-Pb, l'énergie dans le référentiel du centre de masse de la collision sera de 1,148 TeV soit 5,5 GeV par nucléon. La fréquence de collision sera alors de 8 kHz pour éviter l'empilement dû à la multiplicité des particules émises. Les autres caractéristiques du faisceau sont présentées dans le tableau 3.1.

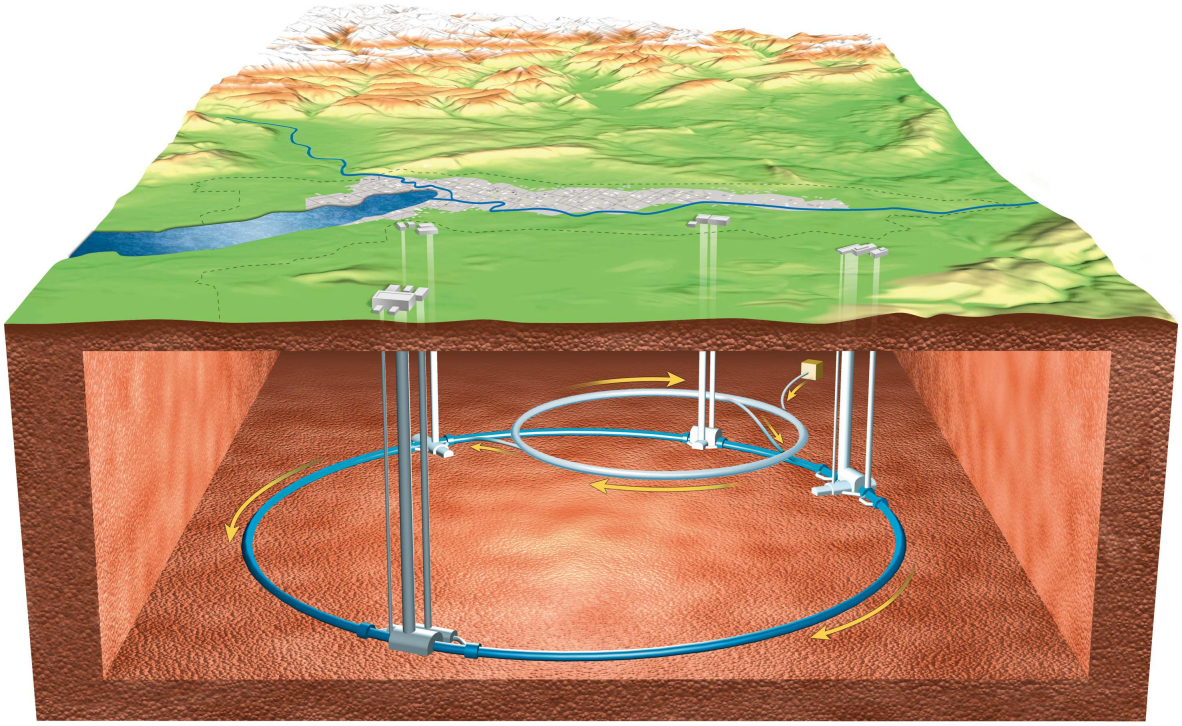


FIG. 3.1 – Le grand anneau LHC en coupe du sous sol (le dessin n'est pas à l'échelle)

Paramètre	Valeur
Circonférence	26,659 km
Energie par faisceau	7 TeV
Fréquence de croisement	40,08 MHz
Nombre de paquets/faisceau	2808
Fréquence de révolution des paquets	$11,25\ kHz$
Nombre de protons/paquet	10^{11}
Luminosité instantanée nominale	$10^{34}\ cm^{-2}s^{-1}$
Extension latérale	$\sigma_{\mathrm{x}} = \sigma_{\mathrm{y}} = 15,9\ \mu m$
Extension longitudinale/paquet	$\sigma_{\mathrm{z}} = 7,55\ \mu m$
Angle de croisement dans ATLAS	285 μrad
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. 3.1 – Caractéristiques du collisionneur LHC en mode proton-proton pour la luminosité nominale [59]

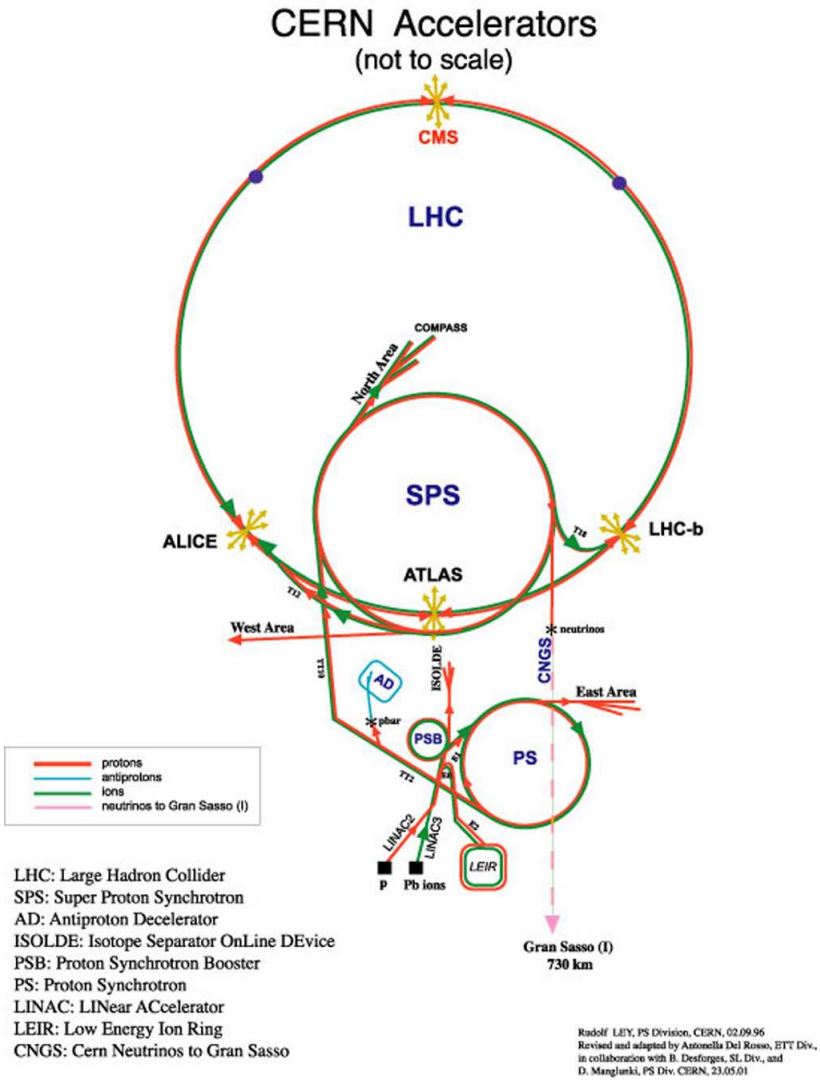


FIG. 3.2 – Ligne d'accélération du LHC

3.1.2 L'accélération des particules

Pour accélérer les particules au LHC, on utilise le complexe d'accélérateurs préexistant représenté sur la figure 3.2. Afin d'obtenir des protons, on commence par ioniser un gaz d'hydrogène. On les injecte ensuite dans une cavité radiofréquence où ils atteignent une énergie de 750 keV. Ils passent ensuite dans l'accélérateur linéaire Linac pour atteindre 50 MeV. Après cet accélérateur, les protons passent dans le Booster ou PSB où la section du faisceau est définie. Il sont ensuite injectés dans le PS, ou synchrotron à proton, où l'on définit la taille et l'espacement des paquets. Le relais est alors passé au SPS qui porte les protons à une énergie de 450 GeV et définit la configuration de remplissage. Enfin, les paquets sont injectés dans le LHC qui les accélère pour qu'ils atteignent une énergie de 7 TeV.

3.1.3 Les expériences du LHC

Quatre détecteurs sont déployés aux points de collision des faisceaux sur le LHC : ALICE, ATLAS, CMS et LHCb :

- ALICE (A Large Ion Collider Experiment) [60] est une expérience dédiée à l'étude des collisions d'ions lourds. A travers celles-ci, l'expérience se propose d'étudier l'existence du plasma de quarks et de gluons mais aussi d'observer la matière nucléaire et ses propriétés.
- ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) [61] est une expérience généraliste qui va s'attacher autant à préciser le Modèle Standard (mécanisme de Higgs, étude de la troisième famille, etc) qu'à rechercher de la Nouvelle Physique (Supersymétrie, dimensions supplémentaires, etc). Cette expérience sera détaillée par la suite.
- CMS (Compact Muon Solenoid) [62] est l'autre expérience généraliste du LHC. Ses buts sont identiques à ceux d'ATLAS.
- LHCb (Large Hadron Collider Beauty experiment) [63] a pour objectif d'étudier la violation de la symétrie CP et les processus de désintégrations rares faisant intervenir des hadrons composés de quarks beaux.

A ces quatre expériences s'ajoutent TOTEM [64] et LUCID [65] qui, en adéquation avec CMS et ATLAS respectivement, vont mesurer les sections efficaces de collisions élastiques et inélastiques proton-proton.

3.2 Le détecteur ATLAS

ATLAS est une collaboration de 2200 physiciens provenant de 37 pays répartis dans le monde. Avec ses 44 m de long et ses 25 m de diamètre pour 7000 $tonnes$, le détecteur ATLAS est le plus grand installé sur le LHC. C'est un détecteur couvrant 4π sr, de géométrie cylindrique, divisé en trois parties (voir figure 3.3). La partie centrale, autour du point d'interaction, est appelée tonneau ou "barrel". Ce tonneau est complété à ses deux extrémités par les bouchons ou "end cap" qui couvrent les parties avant et arrière. Depuis le point d'interaction, vers l'extérieur, on rencontre tout d'abord la trajectographie interne. Elle est composée de trois détecteurs, qui ont pour but de déterminer la trajectoire, la charge et l'impulsion des particules chargées. Ces trajectographes permettent aussi de localiser le vertex primaire d'interaction ainsi que les vertex secondaires produits essentiellement par les particules de longue

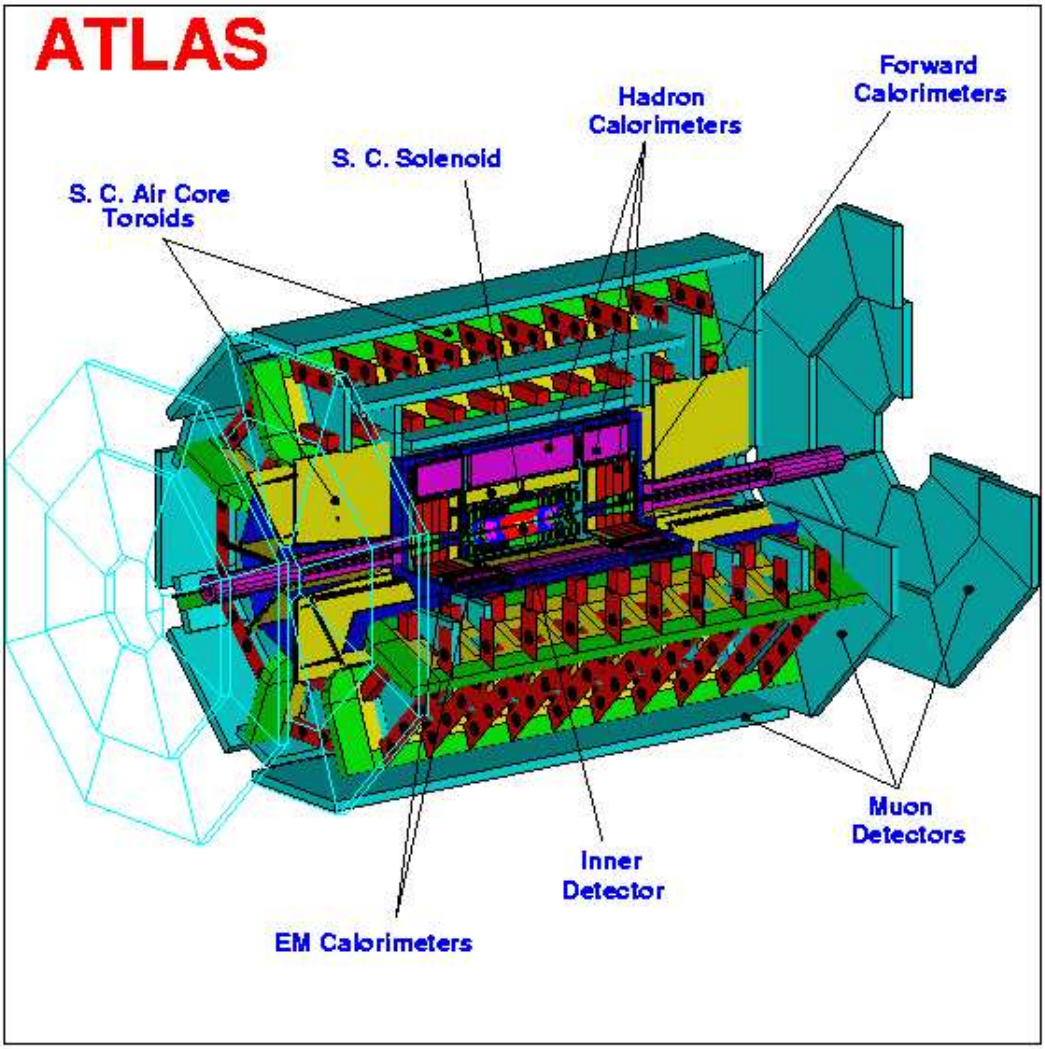


FIG. 3.3 – Vue d'ensemble du détecteur ATLAS

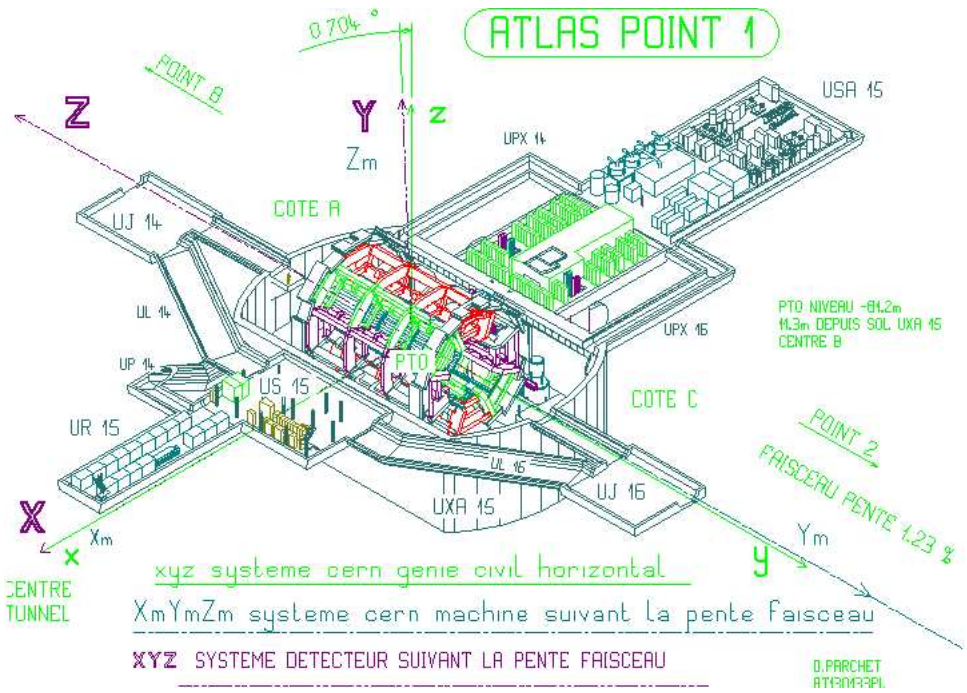


FIG. 3.4 – Représentation du système de coordonnées utilisé par la collaboration ATLAS

durée de vie. Cette partie centrale est plongée dans un champ magnétique créé par un solénoïde supraconducteur. Un calorimètre entoure le tout. La partie calorimétrie a pour rôle de mesurer l'énergie des particules traversant le détecteur. Parmi les particules connues, seules les énergies des muons et des neutrinos, du fait de leur faible interaction avec la matière, ne sont pas mesurées par la partie calorimétrie. Enfin huit aimants toroïdaux, complétés par deux bouchons de huit toroïdes chacun, sont chargés de courber la trajectoire des muons qui sortent des calorimètres. L'impulsion de ces muons est mesurée par le spectromètre à muons.

3.2.1 Coordonnées et variables dans ATLAS

La figure 3.4 représente le système de coordonnées dans ATLAS. L'axe (Oz) suit le faisceau qui est incliné de 1,23° par rapport à l'horizontale. On peut définir dans ce système de coordonnées les variables suivantes, utiles dans la description des détecteurs :

- L'angle azimutal ϕ défini par rapport à (Ox) avec : $\phi \in [-\pi; \pi]$
- La rapidité y : $y = \frac{1}{2} \ln \frac{E+p_z}{E-p_z}$ avec E l'énergie de la particule et p_z la composante de son impulsion suivant l'axe (Oz)
- La pseudo-rapidité η : $\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}$ avec θ l'angle entre la particule et l'axe (Oz)
- L'énergie transverse E_t : $E_t = \frac{E}{\cosh \eta} = E \times \sin \theta$
- L'impulsion transverse p_t : $p_t = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ avec p_x et p_y les composantes de l'impulsion de la particule suivant les axes (Ox) et (Oy)

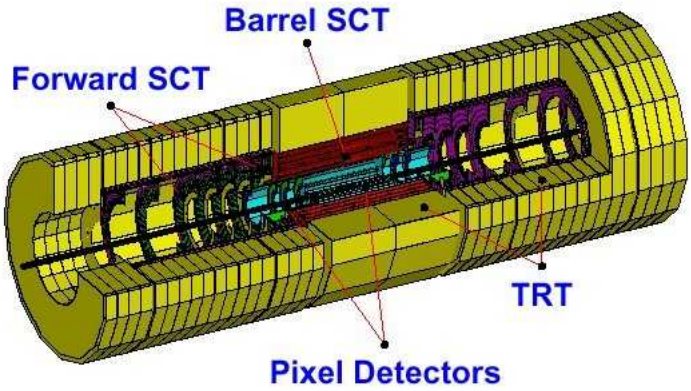


FIG. 3.5 – Le détecteur interne de traces de l'expérience ATLAS

3.2.2 Les trajectographes internes

Les détecteurs internes d'ATLAS [66, 67] ont une forme cylindrique comme représentée sur la figure 3.5. Ils mesurent 690 cm de long pour un diamètre de 115 cm. Ils couvrent ainsi une région de pseudo-rapidité $|\eta| < 2,5$. Ils baignent dans un champ magnétique de 2 $Teslas$ orienté suivant l'axe (Oz). Par ordre croissant de distance au faisceau, on trouve le détecteur à pixels, le détecteur à micropistes de silicium et le trajectographe à rayonnement de transition.

3.2.2.1 Le détecteur à pixels

Le détecteur à pixels [68, 69] est le premier détecteur traversé par les particules après l'interaction proton-proton. Ce cylindre de 1,4 m de long pour 50 cm de diamètre est constitué de trois parties : une partie tonneau et 2 parties bouchons.

La partie centrale ($|\eta| < 2,5$) est constituée de trois couches de pixels de silicium placées à $5,05$ cm, $8,85$ cm et $12,25$ cm de l'axe du faisceau. La granularité de cette partie est de 50×400 μm^2. Les parties bouchons sont, elles, constituées de trois couronnes perpendiculaires à l'axe du faisceau. Ces couronnes sont placées à $49,5$ cm, $58,0$ cm et $65,0$ cm. Le principe de la détection consiste à collecter les charges créées par le passage d'une particule à travers une jonction PN polarisée. Afin d'atténuer l'effet des radiations, les pixels vont fonctionner à une température de -7°C. Malgré ceci, la première couche sera changée régulièrement. Les autres couches devraient atteindre une durée de vie de 10 ans.

3.2.2.2 Le détecteur à micropistes de silicium (SCT)

Comme le détecteur à pixels, le détecteur SCT [70] utilise la technologie des semi-conducteurs. La partie sensible se compose ici de micropistes de 80 μm de large pour 126 mm de long. Ce détecteur est constitué, dans sa partie centrale ($|\eta| < 1,4$), de quatre cylindres concentriques de rayons 30 cm, $37,3$ cm, $40,7$ cm et 52 cm. Les bouchons sont constitués de neuf couronnes orthogonales à l'axe du faisceau couvrant le domaine en pseudo-rapidité de $1,4 < |\eta| < 2,5$. Plus de 61000 canaux de lecture sont présents dans ce détecteur. Sa grande

granularité et le fait qu'il complète la trajectographie avec quatre points de mesure permet une bonne discrimination des traces avec un faible taux d'occupation (à moins de 1%) à luminosité nominale. Ainsi le SCT permettra de séparer les vertex multiples et de mesurer l'impulsion transverse des leptons isolés de plus de 5 GeV/c.

3.2.2.3 Le trajectographe à rayonnement de transition (TRT)

Le TRT [71] représente la couche externe de la trajectographie interne allant jusqu'à un diamètre de 160 cm. Il est constitué d'un ensemble de tubes de 4 mm de diamètre disposés parallèlement à l'axe du faisceau dans la partie centrale, et radialement dans les parties bouchons. Chaque tube contient un fil plaqué en or-tungstène porté à haute tension et un mélange gazeux (70%Xe, 27%CO_2 et 3%O_2). Le radiateur de polypropylène induit un rayonnement de transition lorsqu'une particule le traverse. Ce rayonnement particulièrement important pour les électrons permet de les distinguer des pions. Lorsque l'efficacité de sélection des électrons est de 90 % le taux de rejet des "non électrons" varie entre 15 et 200 suivant la pseudo-rapidité. Avec environ trente cinq points de mesure supplémentaires et combiné au calorimètre électromagnétique, le TRT permet d'obtenir une bonne efficacité d'identification des électrons et un bon rejet des jets.

3.2.2.4 L'aimant solénoïdal

Afin de permettre la mesure des impulsions des particules chargées et de séparer les traces de ces particules, un aimant supraconducteur solénoïdal [72, 73] crée, au niveau des trajectographes internes, un champ magnétique de 2 $Teslas$, parallèle à l'axe du faisceau. Cet aimant de 5,7 $tonnes$, de 5,3 m de long pour 2,63 m de diamètre est refroidi par de l'hélium à 4,2 K.

3.2.3 La calorimétrie

Un calorimètre a pour objectif de mesurer l'énergie et la position des particules le traversant. Le système calorimétrique d'ATLAS [74, 75] couvre un domaine de pseudo-rapidité allant jusqu'à $|\eta| < 4,9$. Il doit également permettre de discriminer les électrons des photons et les pions des jets. Il va aussi être utilisé pour mesurer l'énergie perdue par les muons isolés. L'ensemble se décompose en trois parties : les parties électromagnétique et hadronique avec chacune leur tonneau et leurs deux bouchons, et la partie avant proche du faisceau. Nous pouvons voir ces différentes parties sur la figure 3.6.

3.2.3.1 Le calorimètre électromagnétique

Avec une résolution attendue dans l'intervalle [10-300] GeV de :

$$\frac{\Delta(E)}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E(GeV)}} \oplus 0,7\% \text{ [76]}$$

Le calorimètre électomagnétique [76] devra essentiellement mesurer l'énergie des électrons et des photons. En plus de ceci, il permet de mesurer la partie électromagnétique des jets, de

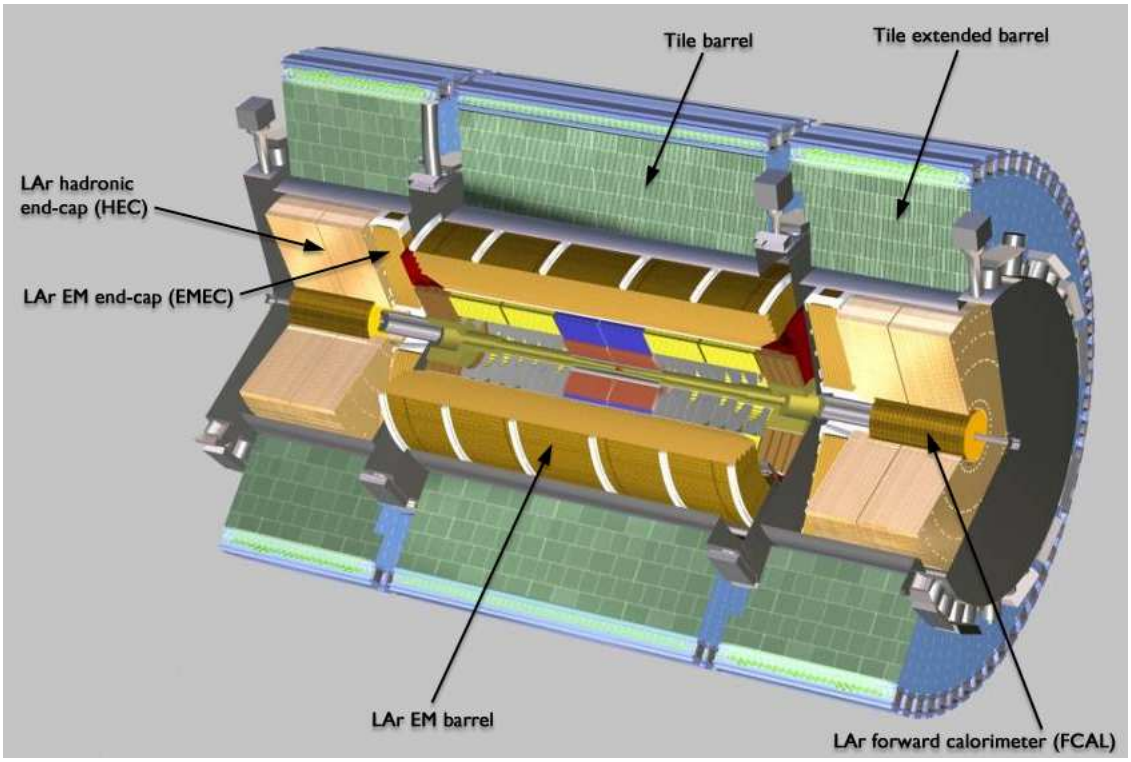


FIG. 3.6 – Le système calorimétrique de l'expérience ATLAS

reconstruire la direction des particules et de distinguer les photons isolés de ceux issus de la désintégration des pions neutres.

Ce calorimètre maintenu à une température de 97 K se compose de deux demi-tonneaux couvrant l'espace de pseudo-rapidité $|\eta| < 1,475$ dans le même cryostat que l'aimant solénoïdal, et de deux bouchons couvrant le domaine $1,375 < |\eta| < 3,2$ partageant le même cryostat que le calorimètre vers l'avant. Ce calorimètre est un calorimètre à échantillonage plomb/argon liquide. L'argon est le milieu actif où les signaux d'ionisation sont collectés par des électrodes. Le plomb sert d'absorbeur.

3.2.3.2 Le calorimètre hadronique

Avec une résolution attendue pour les pions de :

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

Le calorimètre hadronique [77] doit mesurer l'énergie des hadrons. Il permet de contenir les gerbes hadroniques et donc de limiter fortement le bruit sur les chambres à muons et il participe à la mesure de l'énergie manquante. Il sert aussi de retour de champ magnétique pour le solénoïde.

La partie tonneau est un calorimètre à échantillonnage fer/scintillateur. Lorsqu'un hadron passe à travers le fer, il initie une gerbe hadronique qui excite les molécules des tuiles scintillantes. La lumière de désexcitation est recueillie par des fibres à décalage de longueur

d'onde pour être envoyée vers des photomultiplicateurs à l'extérieur du tonneau afin de convertir la lumière en signal électrique exploitable. Ce tonneau, de rayon interne de 2,28 m et externe de 4,23 m, se compose d'une partie centrale ($|\eta| < 1$) de 5,64 m de long et des deux extensions ($1 < |\eta| < 1,7$) de 2,91 m. Chaque partie est composée de 64 modules disposés en corolle et chaque module est composé de trois couches. Celles-ci ont des granularités de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,1 \times 0,1$ pour les deux plus proches du faisceau et de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,2 \times 0,1$ pour la dernière. La semi-projectivité en η de ce calorimètre permet d'améliorer la résolution en énergie et la reconstruction de la direction des jets.

3.2.3.3 Le calorimètre à l'avant

Afin d'assurer l'herméticité de la calorimétrie et de permettre la détermination de l'énergie transverse manquante, le calorimètre à l'avant couvre la région en pseudorapidité $3,2 < |\eta| < 4,9$. Avec une résolution en énergie des pions de :

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

Ce calorimètre va être aussi utile pour l'étude des canaux où le boson de Higgs sera produit par fusion de bosons vecteurs car deux jets seront émis vers l'avant ou vers l'arrière du détecteur. Il participe aussi à la détermination de l'énergie manquante.

Ce calorimètre se compose de quatre roues constituées de matériaux qui doivent résiter aux radiations étant donnée sa position. La première est un calorimètre à échantillonnage cuivre/argon liquide pour la partie électromagnétique. Les deux suivantes sont des calorimètres à échantillonage tungstène/argon liquide pour la partie hadronique. Enfin, la quatième partie ne sera pas instrumentée mais servira de blindage pour les roues du spectromètre à muons. Dans chacune des parties instrumentées ont été percés des trous de 5 mm de diamètre parallèlement à l'axe du faisceau. Des électrodes tubulaires de 4,5 mm de diamètre y sont insérées laissant un faible intervalle pour l'argon liquide et réduisant ainsi le temps de dérive des charges.

3.2.4 Le spectromètre à muons

Le spectromètre à muons [78] doit permettre d'identifier les muons et de mesurer précisément leur impulsion ainsi que leur trajectoire. Il participe aussi au système de déclenchement de niveau 1. Les performances attendues pour ce détecteur sont une efficacité d'identification de l'ordre de 90% pour des muons d'impulsion transverse supérieure à 6 GeV/c, une résolution de 1% sur l'estimation de l'impulsion transverse et une résolution spatiale de 40 μm. Afin d'atteindre ces objectifs, ce spectromètre est constitué de trois composantes : l'aimant toroïdal, les chambres de reconstruction de traces et les chambres de déclenchement. Les chambres sont représentées sur la figure 3.7.

3.2.4.1 Les aimants

Un système de bobines supraconductrices permet de créer un champ magnétique toroïdal. Ce champ courbe la trajectoire des muons et permet ainsi de mesurer leur impulsion. Dans la partie tonneau ($|\eta| < 1,1$), le champ magnétique intégré de 2,6 Tm est créé par huit bobines

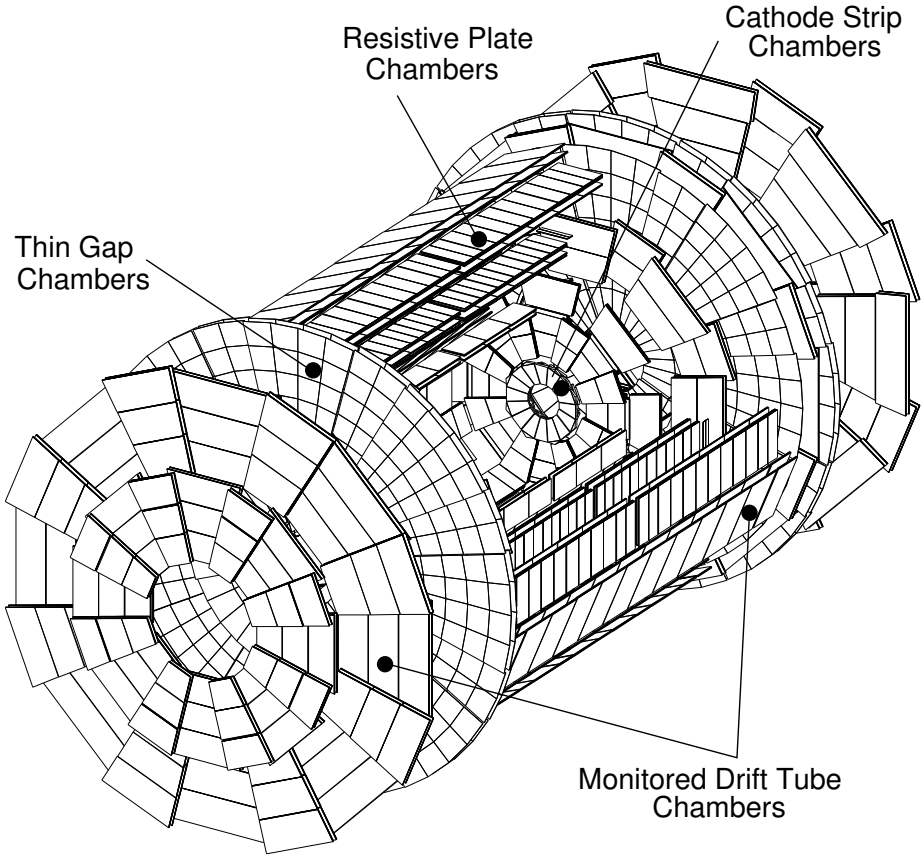


FIG. 3.7 – Le spectromètre à muons de l'expérience ATLAS

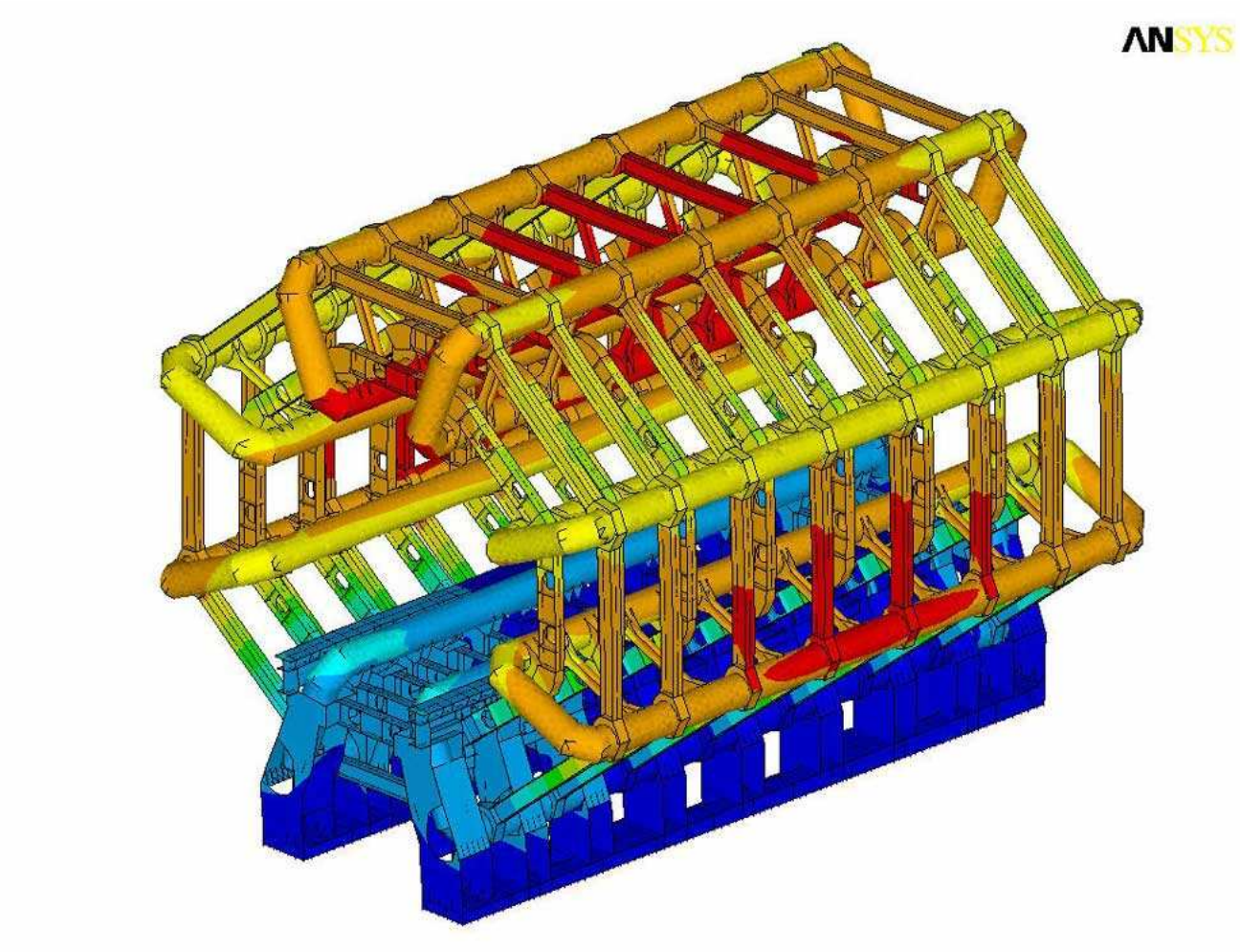


FIG. 3.8 – Le système d'aimants toroïdaux (partie centrale) de l'expérience ATLAS

supraconductrices de 25,3 m de long pesant 830 *tonnes* (voir figure 3.8). Pour chaque partie bouchon ($1,1 < |\eta| < 2,6$), huit bobines supraconductrices de 5 m de long génèrent un champ magnétique intégré de 6 *Teslas*.

3.2.4.2 Les chambres de reconstruction de traces

La recontruction de traces est assurée par 2 types de chambres : les MDT (Monitored Drift Tubes) et les CSC (Cathod Strip Chamber).

Les MDT sont constituées de deux plans de 3 à 4 tubes de 30 mm de diamètre remplis d'un mélange gazeux Ar/CO_2. Une électrode portée à haute tension parcourt chaque tube en son centre. La résolution spatiale des MDT est de 60 μm et leur temps de dérive est de l'ordre de 600 ns.

Les CSC sont des chambres proportionnelles multi-fils de résolution spatiale < 50 μm. Elles sont placées après le calorimètre vers l'avant où on attend un flux de particules important. Une granularité très fine est donc demandée pour rejeter le bruit de fond.

La partie centrale du spectromètre à muons est constituée de trois cylindres de MDT de rayons 5 m, 7,5 m et 10 m. Les parties bouchons comprennent 3 disques de MDT dans la région de pseudo-rapidité $1 < |\eta| < 2$ et un disque de CSC dans la région de pseudo-rapidité $2 < |\eta| < 2,7$

3.2.4.3 Les chambres de déclenchement

Le déclenchement est réalisé par les RPC (Resistive Plate Chambers) dans la partie centrale et par 4 disques de TGC (Thin Gap Chambers) dans les parties bouchons.

Les RPC sont formées d'une paire de plaques parallèles isolantes en bakélite entre lesquelles se trouve un mélange gazeux ($Ar - Butane - SF_6$). La surface externe des plaques de bakélite est recouverte de graphite afin de pouvoir appliquer un champ électrique de 4,5 $kV.mm^{-1}$ entre elles. Les électrodes sont constituées par des pistes de graphite isolées de la haute tension de polarisation des chambres. On utilise 2 plans de RPC pour reconstuire une trajectoire sans ambiguïté. Le choix des RPC dans le système de déclenchement de niveau 1 est justifié par une résolution temporelle de 1 ns et par un temps de montée du signal inférieur à 3 ns.

Les TGC sont des chambres à fils dans lesquelles la couche de gaz ($CO_2 - n - pentane$) mesure 3,2 mm d'épaisseur, fonctionnant en mode non proportionnel. Leur temps de montée de l'ordre de 10 ns justifie leur intégration dans le système de déclenchement.

3.2.5 Le système de déclenchement

Etant donnée la fréquence élevée des collisions au LHC (40 MHz), la rareté des phénomènes recherchés et le poids des fichiers de données (1 Mo par événement), le système de déclenchement sera un des points clés pour l'acquisition des phénomènes intéressants. Le but est de réduire la fréquence d'enregistrement des événements à $\sim$100 Hz en sélectionnant les événements intéressants suivant leur signature de manière efficace. Pour atteindre cet objectif, le système de déclenchement a été hiérarchisé en trois niveaux, comme présenté sur la figure 3.9. Le premier niveau fait une sélection grossière en utilisant les informations

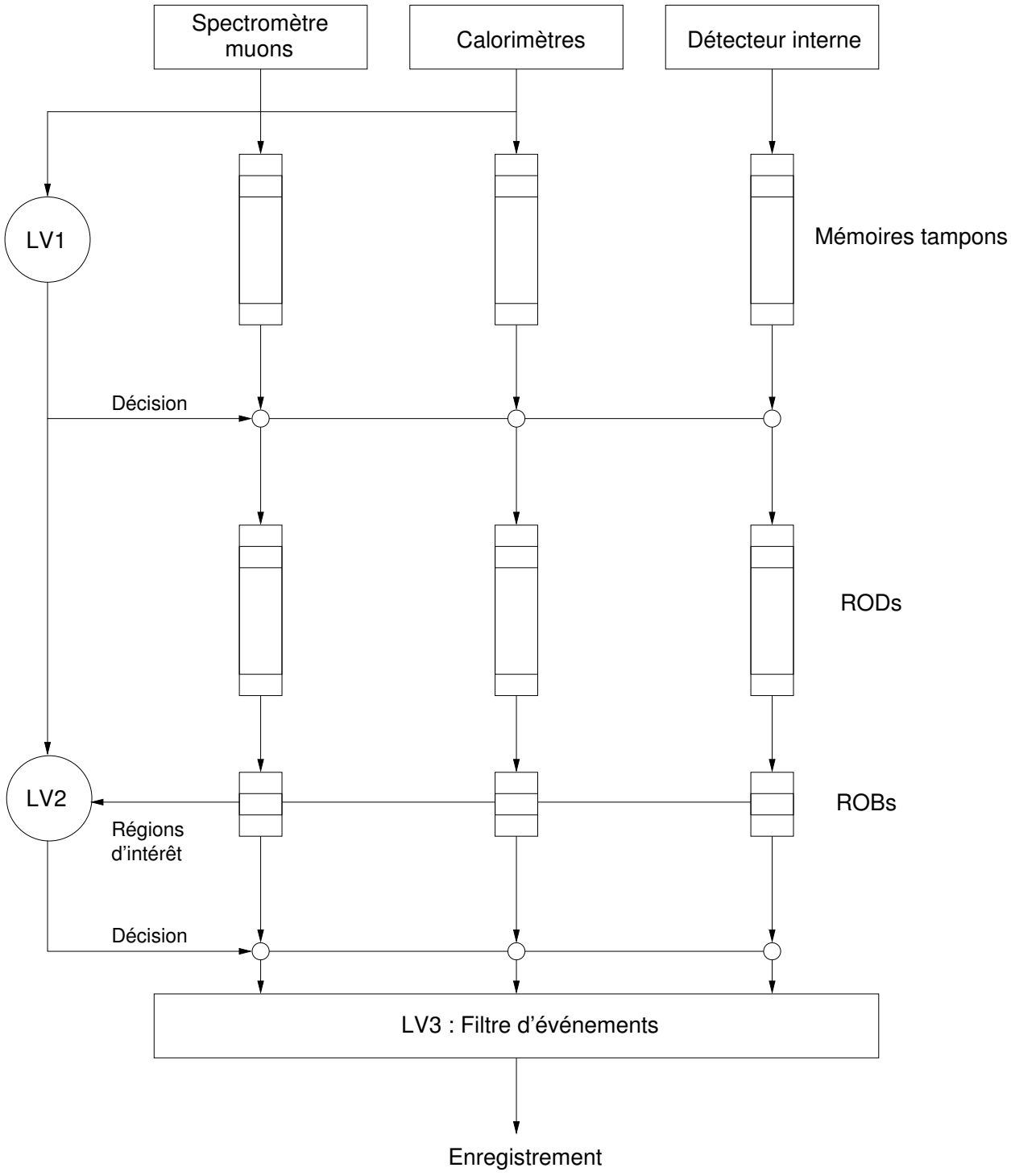


FIG. 3.9 – Schéma simplifié du système de déclenchement de l'expérience ATLAS

disponibles dans la chaîne d'acquisition alors que les deux niveaux suivants appliquent des algorithmes complexes et nécessitent une ferme d'ordinateurs.

Le niveau 1 [79] du système de déclenchement (LVL1) doit fonctionner à la vitesse de croisement des faisceaux. La décision de garder ou non un événement doit être prise en moins de 2,5 μs. Ce niveau utilise les dépôts calorimétriques ainsi que les informations provenant du spectromètre à muons. Le choix est réalisé en fonction de signatures prédéfinies en multiplicité, énergie totale, isolation et impulsion transverse. Ce niveau définit ensuite des régions d'intérêt qui vont être enregistrées. Si l'événement est conservé, le signal est envoyé aux ROD (ReadOut Driver) qui le lisent et le mettent en forme avant de le stocker dans les ROS (ReadOut System) pour attendre la décision du niveau 2. Le niveau 1 permet de réduire le taux d'événements de 40 MHz à 75 kHz.

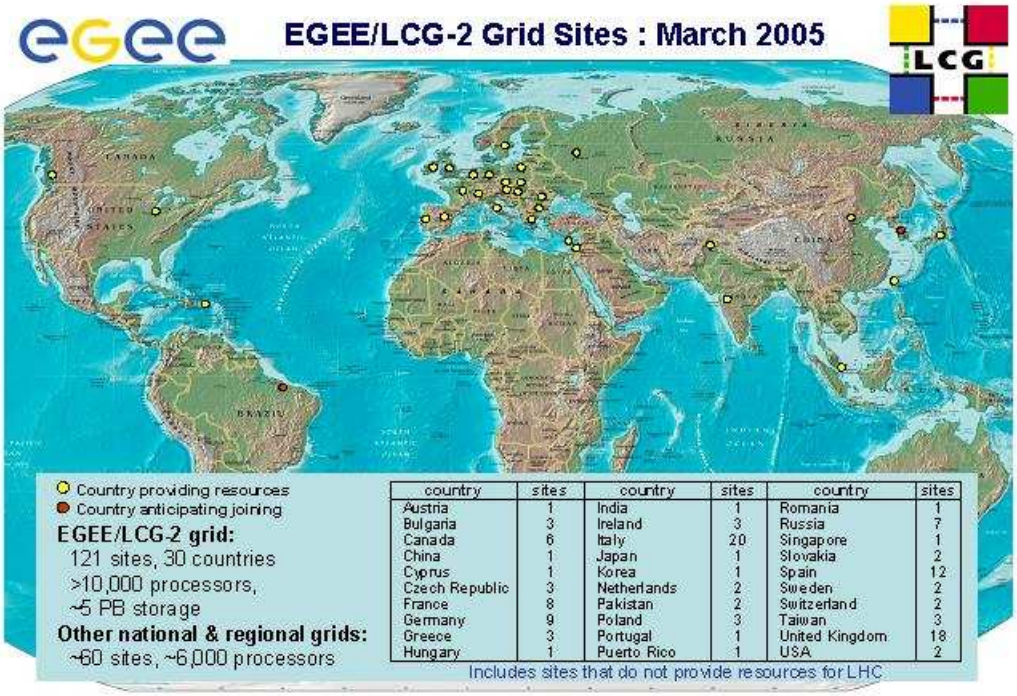
Se limitant aux régions d'intérêt définies au niveau 1, le niveau 2 prend en considération les informations de chaque sous-détecteur. Il reconstruit des objets plus complexes en tenant compte des granularités des détecteurs. Les particules sont discriminées et l'énergie manquante est évaluée. Si l'événement est conservé, il est transféré des ROS au système de stockage de dernier niveau. Le traitement du niveau 2 prend environ 10 ms et le taux d'événements passe à 1 kHz.

Les événements acceptés par le niveau 2 sont analysés par le filtre d'événements (Event Filter). Ici l'événement est reconstruit dans son ensemble avec tous les canaux disponibles, les dernières cartes de champs magnétiques et les dernières données de calibration et d'alignement. La sélection des événements potentiellement intéressants est affinée grâce à des algorithmes complexes. Suite à ce niveau, la capacité de stockage nécessaire est de l'ordre de 10 To par jour pour un déclenchement réduit au final à $\sim$ 100 Hz.

3.3 L'environnement informatique dans ATLAS

3.3.1 La grille de calcul

Malgré les systèmes de déclenchement de chaque expérience présente sur le LHC qui réduisent de manière considérable le flux de données à enregistrer en ne conservant que les événements "intéressants", la capacité mémoire nécessaire sera de 15000 To par an. Ce volume considérable ne pourrait être stocké et traité en un seul endroit. C'est pourquoi, un réseau mondial nommé LCG (LHC Computing Grid) a été créé (figure 3.10). Il s'agit d'un réseau hiérarchisé de centres de calculs, répartis dans le monde afin de traiter et stocker l'ensemble des informations générées par le LHC. Ce projet représente un défi technologique majeur car le débit entre les différents centres de calculs doit être très élevé (1 $To.s^{-1}$). Les protocoles d'échanges doivent donc être adaptés constamment et le matériel des différents centres assez puissant pour traiter et gérer le flux de données générées par le LHC. Dans ce réseau, le CERN est le Tier-0, ce qui signifie que c'est le centre le plus élevé dans la hiérarchie et le passage obligatoire pour les données. Il est chargé de collecter et préprocesser les données auprès des détecteurs et de les répartir entre les différents centres Tiers-1, centres de calculs nationaux des pays membres. Les Tiers-1 analysent et stockent les données et se chargent de répartir la charge de stockage sur les autres centres du pays appelés Tiers-2. Ces Tiers-2 ont aussi comme vocation de produire les données simulées qui seront stockées dans les Tiers-1.



country	sites	country	sites	country	sites
Austria	1	India	1	Romania	1
Bulgaria	3	Ireland	3	Russia	7
Canada	6	Italy	20	Singapore	1
China	1	Japan	1	Slovakia	2
Cyprus	1	Korea	1	Spain	12
Czech Republic	3	Netherlands	2	Sweden	2
France	8	Pakistan	2	Switzerland	2
Germany	9	Poland	3	Taiwan	3
Greece	3	Portugal	1	United Kingdom	18
Hungary	1	Puerto Rico	1	USA	2

FIG. 3.10 – Répartition des centres de calculs impliqués dans la grille LCG [80]

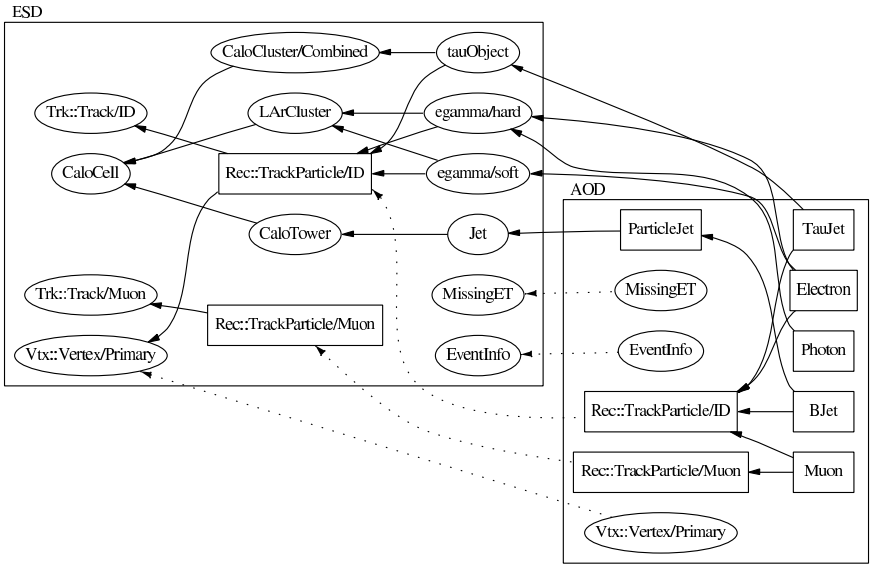


FIG. 3.11 – Schéma montrant la dépendance entre les ESD et AOD [81]

3.3.2 Les outils logiciels dans ATLAS

ATLAS a développé un environnement de travail afin de rendre les études homogènes et de mettre à disposition de tous des outils adaptés. Cet environnement s'appelle Athena [82, 83]. Athena devra être capable de traiter les données issues des systèmes de déclenchement mais aussi de fournir les outils d'analyse de ces données. Cet environnement est développé principalement en C++, même si les générateurs restent principalement en FORTRAN. Athena est une branche d'évolution de Gaudi [84] développé à l'origine par LHCb.

Plusieurs outils externes ont été intégrés dans Athena. C'est le cas des générateurs de simulation Monte-Carlo tels que Pythia [85], MC@NLO [86], TopRex [87] ou encore Alpgen [88]. Ces générateurs permettent de simuler des particules avec leurs modes de production et de désintégration.

Une fois que les données Monte-Carlo sont générées, deux types de simulation de la réponse du détecteur s'offrent à l'utilisateur d'Athena. La première est une simulation rapide basée sur un module appelé AtlFast [89], où la réponse du détecteur est simulée par des paramétrisations issues des tests en faisceaux et de la simulation complète. L'avantage est un temps de calcul restreint permettant à toute personne de simuler des données localement avec une grande statistique. Le second type de simulation est la simulation complète au travers de Geant4 [90]. Ici les processus physiques à travers le détecteur sont complètement simulés, ainsi que la réponse de l'électronique.

A la suite de ceci, pour les données réelles comme pour les données simulées, intervient la reconstruction, qui utilise les informations issues du détecteur pour calculer les quantités physiques (énergie, impulsion, nature ...). Cette étape de reconstruction va donner naissance à deux types de fichiers : les ESDs (Event Summary Data) et les AODs (Analysis Object Data). Les ESDs contiennent toutes les informations relatives aux objets physiques mais aussi les informations des sous-détecteurs. L'inconvénient de ces fichiers est le volume mémoire

par événement qu'ils occupent et la difficulté de leur traitement. C'est pour pallier ceci qu'ont été mis en place les AODs. Ces fichiers ne contiennent que les informations utiles à la reconstruction des événements. Il est possible de passer des ESDs aux AODs et inversement comme indiqué sur la figure 3.11.

Les AODs sont les fichiers les plus adaptés aux analyses physiques. L'analyse à travers un développement de code Athena est possible mais le manque d'interactivité, le manque de convivialité et l'évolution permanente de l'interface la rend plus compliquée. On préfèrera donc développer l'analyse sous ROOT [91]. Il faudra donc produire des fichiers ROOT grâce à Athena car les AODs ne sont pour le moment pas lisibles sous cette interface. Ceci permet néanmoins de définir les objets appropriés à l'étude de physique que l'on mène.

Chapitre 4

Calibration et résolution sur l'énergie des jets

Dans l'étude que nous souhaitons mener – la recherche de désintégrations de paires de quarks u_4 de manière semi-leptonique – la reconstruction du u_4 hadronique utilise trois jets de quarks. Nous comprenons donc l'importance de la bonne mesure des caractéristiques de ces jets et donc de leur bon étalonnage. Dans ce chapitre nous exposerons la manière dont la collaboration ATLAS va traiter et calibrer les jets. Nous décrirons ensuite la méthode employée pour effectuer la calibration des jets pour les événements que nous avons simulés pour cette analyse.

L'étalonnage des jets avec une grande précision n'est réalisable que si la résolution sur la mesure de l'énergie des jets est connue à mieux que 10% pour tout le spectre en énergie de ces jets. Nous avons donc effectué une étude prospective pour déterminer la résolution en énergie des jets à partir des données dans le cadre de la méthode d'étalonnage utilisant le processus $W \to q\bar{q}$.

4.1 Les jets dans ATLAS

Comme nous l'avons déjà signalé dans le chapitre 3, le système calorimétrique sera un constituant essentiel de l'expérience ATLAS. Sa fonction première est la mesure de l'énergie des jets. Intéressons nous à la manière de reconstruire ces jets dans l'expérience.

4.1.1 La reconstruction des jets avec Athena

Un quark ne pouvant rester isolé va s'hadroniser formant en général un jet de particules. L'interaction de ces particules avec la matière des calorimètres va leur faire perdre leur énergie. Le jet sera vu par le calorimètre comme un amas d'énergie constitué de plusieurs cellules dans lesquelles est déposée une fraction de l'énergie du jet.

Les jets seront reconstruits en plusieurs étapes [92]. On commence par organiser les dépôts d'énergie dans les cellules en amas. Un algorithme va ensuite trier et regrouper les amas de façon à identifier ceux qui sont issus d'un même jet, et déterminer le nombre des jets présents dans l'événement. Les pertes d'énergie dans le détecteur et les effets de l'algorithme sont ensuite pris en compte dans une procédure d'étalonnage dont l'objectif est de donner

une mesure reflétant le plus fidèlement possible l'énergie des partons qui ont initié les jets vus par le calorimètre.

La première étape consiste à regrouper en amas, à partir de critères géométriques, des cellules excitées par un dépôt d'énergie. Pour cela, on réalise une étude bi-dimensionnelle dans le plan (η,ϕ) en constituant des tours calorimétriques. Cette méthode tend à être remplacée par une approche tri-dimensionnelle formant des objets dits "amas topologiques". Elle permet de considérer la gerbe dans tout son développement spatial, améliorant la qualité de la reconstruction des jets.

Deux types d'algorithmes permettent de réaliser la reconstruction des jets : l'algorithme de cône [93] et l'algorithme de K_T [94, 95]. Ils se basent sur les amas définis dans l'étape précédente.

Dans l'algorithme de cône, le principe est de considérer l'énergie déposée dans un cône de taille définie. On peut réaliser l'algorithme de cône de deux manières différentes. On peut ne pas introduire de graine (cellules ou tours initiant la recherche de jets) et reconstruire les jets à partir de tous les amas recherchés dans tout l'espace. Cette méthode est très gourmande en ressources informatiques. Sinon on peut introduire une graine, comme dans la collaboration ATLAS, en reconstruisant les jets autour de graines vérifiant $E_T > 2\ GeV$. Le principal paramètre sur lequel on peut jouer est la taille du cône $\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$. L'utilisation d'un cône grand ($\Delta R = 0,7$) est recommandée pour ne pas sous-évaluer l'énergie des jets de faible impulsion transverse alors qu'une taille plus restreinte ($\Delta R = 0,4$) permet de limiter le recouvrement des jets. Le cône est alors formé de manière itérative autour des graines afin que son barycentre atteigne une position stable. Lorsqu'il y a chevauchement entre deux cônes, si l'énergie transverse qu'ils partage est suppérieur à 50% de l'énergie transverse d'un des jets, ils sont rassemblés sinon ils sont séparés en associant l'énergie des cellules au jet le plus proche. Ne sont finalement conservés que les candidats jets satisfaisant $E_T^{jet} > 10\ GeV$.

L'algorithme de K_T ne considère, pour sa part, pas de forme de jet prédéfinie *a priori*. Tout comme l'algorithme de cône, il peut être implémenté de deux manières – avec graine et sans graine – et, pour les mêmes raisons, la collaboration ATLAS utilise la version avec graine. L'algorithme K_T regroupe les clusters en proto-jets en exploitant les corrélations cinématiques entre eux. Les proto-jets sont comparés deux à deux de manière itérative. Pour chaque paire de proto-jets, on calcule les quantités suivantes :

$$d_{ii} = p_{T_i}^2$$

$$d_{ij} = min(p_{T_i}^2, p_{T_j}^2)\frac{\Delta R_{ij}^2}{D^2}$$

avec D un paramètre fixé préalablement. Dans le cas où $d_{ii} < d_{ij}$ le proto-jet i est considéré comme un jet et est retiré de la liste des proto-jets. Dans le cas contraire, les proto-jets i et j sont rassemblés et forment ensemble un nouveau proto-jet. Ces itérations continuent jusqu'à ce qu'il ne soit plus possible de regrouper des proto-jets. On ne conserve ici aussi que les candidats jets satisfaisant $E_{proto-jet} > 10\ GeV$.

Les deux algorithmes présentés ne sont pas équivalents. Un algorithme de reconstruction se doit d'identifier correctement le jet mais aussi d'être indépendant du détecteur et invariant sous les transformations spéciales de Lorentz ("boost") suivant l'axe z. L'algorithme de cône pose deux problèmes principaux dits de sensiblilité infrarouge (figure 4.1) et de sensibilité colinéaire (figure 4.2). La sensibilité infrarouge se traduit par la séparation de deux jets

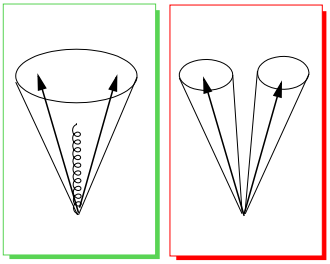


FIG. 4.1 – Illustration de la sensibilité infrarouge

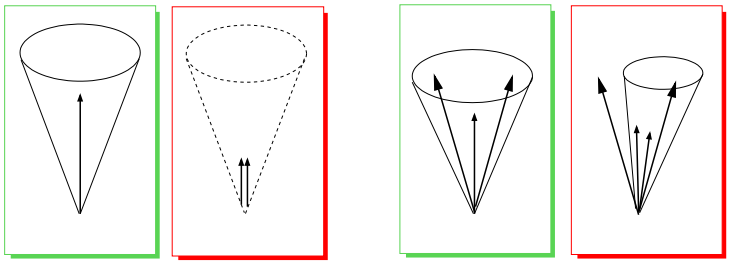


FIG. 4.2 – Illustration de la sensibilité colinéaire

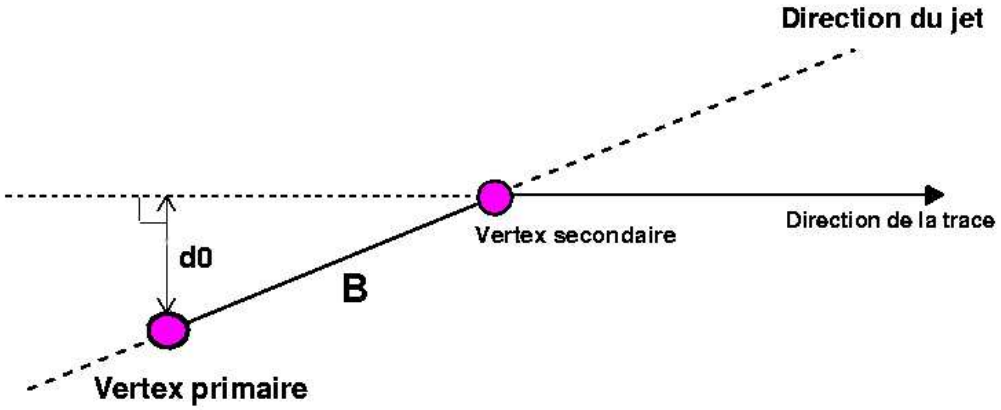


FIG. 4.3 – Représentation du paramètre d'impact tranverse, dans le plan (xOy)

provenant du même quark mais ne rayonnant pas de gluons l'un vers l'autre. La sensibilité colinéaire est due au fait que certains jets ne sont pas considérés du fait du seuil apporté par la graine initiale ou qu'une partie du jet n'est pas mesurée car le baricentre s'en éloigne trop. Ces deux effets n'affectent pas l'algorithme de K_T. Ce dernier avait pour principal désavantage la lenteur de son exécution, problème corrigé maintenant grâce à l'implémentation d'une version rapide tenant compte de la distance entre les proto-jets réduisant le nobre de calculs. Les autres effets influant sur l'efficacité de reconstruction des jets sont, entre autres, l'énergie déposée en dehors de la définition du jet, l'événement sous-jacent, l'empilement ou encore le bruit de fond électronique.

4.1.2 L'identification des jets beaux

Une fois que les jets ont été reconstruits, des algorithmes sont chargés d'identifier les jets beaux parmi le lot de jets. Ces algorithmes sont chargés de sélectionner, à partir du

ϵ_b	$R_{légers}$	R_c
50%	300	15
60%	100	10

TAB. 4.1 – Performances canoniques d'étiquetage des jets beaux

calcul du paramètre d'impact transverse et des positions des vertex secondaires, les jets provenant le plus vraisemblablement d'un quark b plutôt que d'un quark léger. On définit le paramètre d'impact (figure 4.3) comme la distance orthogonale entre le vertex primaire et la direction de la trace. Il est signé par la direction du jet. Cette distance peut être mesurée de plusieurs manières : dans le plan longitudinal (LifeTime1D), dans le plan tranverse (LifeTime2D ou IP2D) ou en coordonnées tri-dimensionnelles (LifeTime3D ou IP3D). Afin d'estimer la position des vertex secondaires, on utilise principalement deux outils [96] :

- SV1 utilisant une méthode de type "bottom-up",
- SV2 utilisant une méthode de type "tear-down".

Les deux outils les plus performants parmi ceux implémentés sont l'algorithme *weight()* utilisant les outils SV1 et IP3D et l'algorithme *lhsig()* basé sur les outils LifeTime1D et LifeTime2D.

Deux paramètres qualifient la qualité de l'étiquetage des jets beaux : l'efficacité de sélection notée ϵ_b et le facteur de rejet des jets de type n noté R_n. n peut représenter les jets légers (u,d et s) ou les jets initiés par des quarks c. L'efficacité de sélection est la fraction de jets beaux identifiés par rapport au nombre total de jets beaux. Le facteur de rejet est l'inverse d'une efficacité de sélection pour un type de jet donné. Plus il est grand, plus le risque d'étiqueter un jet qui n'est pas issu d'un quark b est faible. Les performances d'étiquetage attendues sont présentées dans le tableau 4.1.

4.1.3 La calibration des jets

Obtenir un étalonnage de qualité pour les jets est un objectif majeur pour la collaboration ATLAS, étant donnée la précision espérée sur les mesures. Par exemple, l'objectif de mesurer la masse du quark top avec une précision de 1 GeV/c^2 ne pourra être atteint que si l'énergie des jets est connue au pour cent. On peut voir sur la figure 4.4 la méthodologie pour étalonner les jets. Dans l'ordre chronologique, après un processus dur, les partons s'hadronisent. Le jet ainsi formé dépose finalement son énergie dans les cellules. La stratégie de calibration consistera à corriger dans le sens inverse les deux dernières étapes sur l'énergie mesurée.

La première correction vise à égaliser l'énergie mesurée et l'énergie des particules ayant interagi dans le calorimètre. La calibration des détecteurs doit prendre en compte les zones mortes, le bruit électronique, la non-compensation du calorimètre et sa non linéarité. On passe ainsi, après cette correction, des "jets calorimétriques" aux "jets de particules" au niveau de la reconstruction. Afin de réaliser cette étape de la calibration, plusieurs algorithmes ont été mis au point. Les différences principales entre les différents algorithmes sont les quantités que l'on pondère ainsi que la manière de calculer ces poids. On compte parmi eux la méthode de sampling [97], celle "de Pise" [98] ou encore l'algorithme "à la H1" [99] employé par défaut.

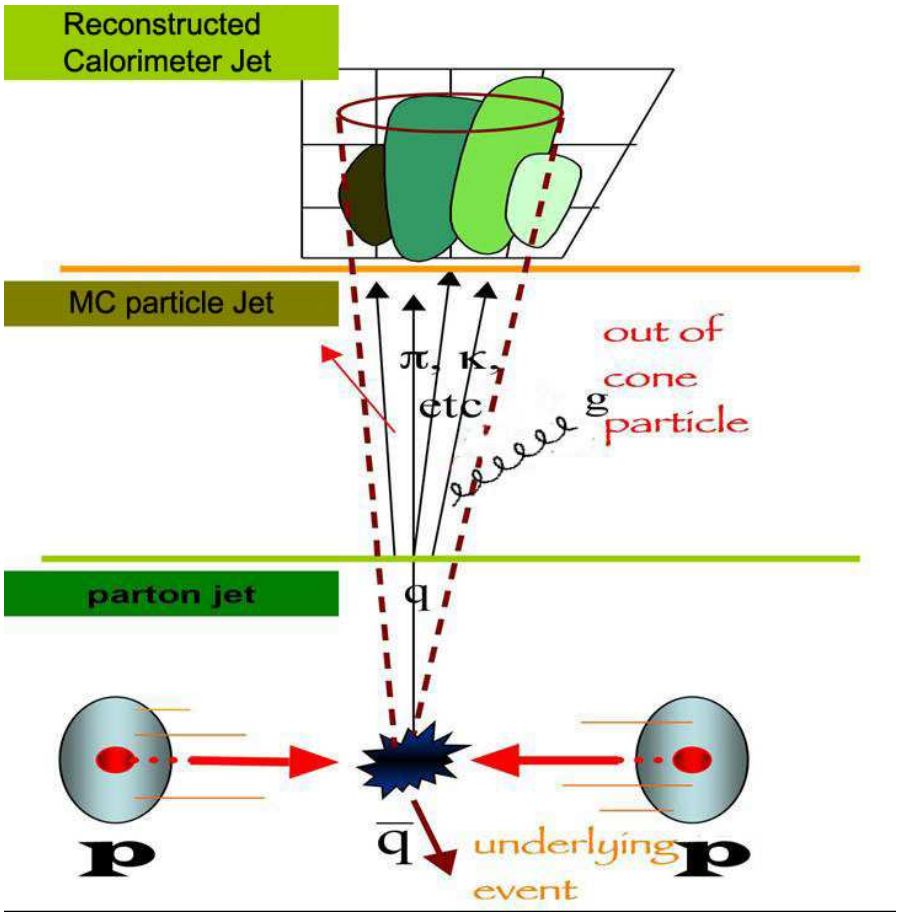


FIG. 4.4 – Représentation du développement d'un jet depuis les partons jusqu'aux dépôts calorimétriques : le processus dur au niveau partonique produit un jet qui dépose ensuite son énergie dans les calorimètres. Ces trois étapes conduisent à une calibration à deux niveaux. Le premier niveau concerne la calibration des dépôts d'énergie sur l'énergie des jets. Le second niveau consiste à calibrer les jets sur le processus dur dont ils sont issus

Ce dernier redéfinit l'énergie de chaque cellule composant le jet à partir de poids :

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

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, défini par [100] :

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

En utilisant la "vérité Monte-Carlo" (caractéristiques des particules simulées issues des calculs purement théoriques et ne faisant pas intervenir les effets du détecteur) et les jets reconstruits, et en supposant que la simulation reproduit bien l'expérience, on réalise une procédure de minimisation afin d'obtenir les paramètres utilisés dans le calcul des poids. Suivant l'algorithme et l'accord des simulations avec l'expérience, la précision sur l'énergie corrigée des jets sera comprise entre 5 et 10% au démarrage du LHC.

Nous allons maintenant aborder la seconde correction qui vise à faire correspondre l'énergie des "jets de particules" à l'énergie des partons initiateurs. Le but est principalement de corriger notre capacité limitée à agglomérer correctement les amas produits par la gerbe, surtout en environnement hadronique. En effet, interviennent dans cette opération les effets dus aux algorithmes de reconstruction, à l'empilement et aux traces perdues. C'est à partir des données que l'on va pouvoir réaliser une telle correction. On va utiliser des processus physiques impliquant un état initial connu afin d'étalonner les jets. Deux types de processus sont particulièrement intéressants pour cette calibration.

Le premier type est composé des événements Z^0+jets et $\gamma+jets$. L'étalonnage est obtenu grâce à l'équilibre en impulsion transverse existant entre les bosons et les jets. Les radiations dans l'état initial et dans l'état final sont modélisées pour obtenir un équilibre moyen non biaisé permettant une calibration des jets légers et beaux (cette dernière demande plus de luminosité intégrée du fait de la plus faible section efficace du processus où le jet est beau).

Le second processus utilisé est la désintégration $W \to q\bar{q}$. On peut extraire un lot très pur de bosons W à partir d'un lot d'événements $t\bar{t}$ semi-leptoniques. La masse du boson W étant connue avec une grande précision, il est possible de déterminer la fonction de calibration à appliquer aux jets légers formant le W afin de recaler le pic de masse invariante observé sur la masse connue du W. Il est à noter que la calibration peut être dépendante de l'énergie du jet mais aussi de sa direction. La fonction de calibration obtenue permet de déterminer l'énergie du parton initiateur à partir de l'énergie du jet associé mesurée dans le calorimètre :

$$E_{parton} = f(E_{jet}, \eta_{jet}) E_{jet}$$

Cette calibration ne permet de calibrer que les jets légers. Elle nécessite la connaissance de la résolution en énergie des jets lorqu'elle est déterminée en fonction de l'énergie du jet, puisque cette résolution est variable en fonction de l'énergie.

Dans ce document, nous utilisons des événements générés avec la simulation "rapide" du détecteur. Nous nous bornerons à une calibration simple, en utilisant la connaissance de l'énergie des quarks qui ont initié les jets mesurés, ce qui n'est bien sûr pas possible dans le cas réel.

Particules	Nombre généré	Nombre pour 10 fb^{-1}	Facteur de normalisation
u_4 (240 GeV)	325000	325000	1
u_4 (320 GeV)	100000	96800	0,968
u_4 (400 GeV)	32000	32000	1
u_4 (480 GeV)	12600	12600	1
u_4 (560 GeV)	10000	5570	0,557
u_4 (640 GeV)	10000	2290	0,229
top (175 GeV)	2400000	2400000	1

TAB. 4.2 – Nombre de particules générées avec l'équivalence pour 10 fb^{-1}

4.2 La calibration des données en simulation rapide

Aucune simulation complète n'existe concernant une quatrième famille de quarks. Nous avons donc produit nos données localement. Etant donnée la quantité de données que nous souhaitions et en tenant compte du temps de calcul, il est apparu raisonnable de les produire grâce à la simulation rapide et non la simulation complète. La production de données concernait six lots de désintégration de paires de quarks $u_4\bar{u_4}$ de masses 240, 320, 400, 480, 560 et 640 GeV couvrant le domaine des masses autorisées et un lot de désintégrations de paires $t\bar{t}$, bruit de fond principal à notre étude. Ces données ont été générées à l'aide de Pythia avec l'hadronisation, les radiations dan l'état initial et final et la décalibration. Le nombre d'événements générés est donné dans le tableau 4.2. Ce nombre a été optimisé pour permettre une normalisation aisée à 10 fb^{-1}. La simulation du détecteur est réalisée grâce Ã AtlFast dans lequel une fonction de décalibration est appliquée sur l'énergie des jets.L'étude de calibration est réalisée avec des jets dont l'impulsion transverse est supérieure à 40 GeV. Cette coupure est une coupure standard dans l'étude des désintégrations de paires $t\bar{t}$, compte tenu du fait que la calibration précise des jets en dessous de 40 GeV est considérée comme difficile.

4.2.1 La calibration des jets légers

La calibration des jets légers est obtenue en faisant un ajustement sur les valeurs $\frac{E_{jet}}{E_{MC}}$ en fonction de E_{MC}. Les distributions sont montrées sur la figure 4.5. L'effet de la coupure à 40 GeV sur l'impulsion transverse des jets produit un effet de seuil à basse énergie de parton. La fonction :

$$f_{cal} = p4 - p5 \cdot E_q^{MC} - e^{-(E_q^{MC} - p3)} + (E_q^{MC} - p3)^{p0} \cdot e^{p1 \cdot E_q^{MC} + p2}$$

est la fonction de calibration combinée à une fonction seuil [101] qui permet de lisser au mieux chacune de ces distributions.

La calibration est différente selon les lots considérés. Cela est dû uniquement au fait que les spectres d'impulsion et d'impulsion transverse sont différents d'un processus à l'autre et que l'application de la coupure en p_t les affecte différemment. Ceci est surtout vrai à basse impulsion. Le tableau 4.3 montre les valeurs des différents paramètres des fonctions de calibration obtenues après lissage. On peut observer sur la figure 4.6 que ces fonctions recalent correctement l'énergie des jets sur celle des partons.

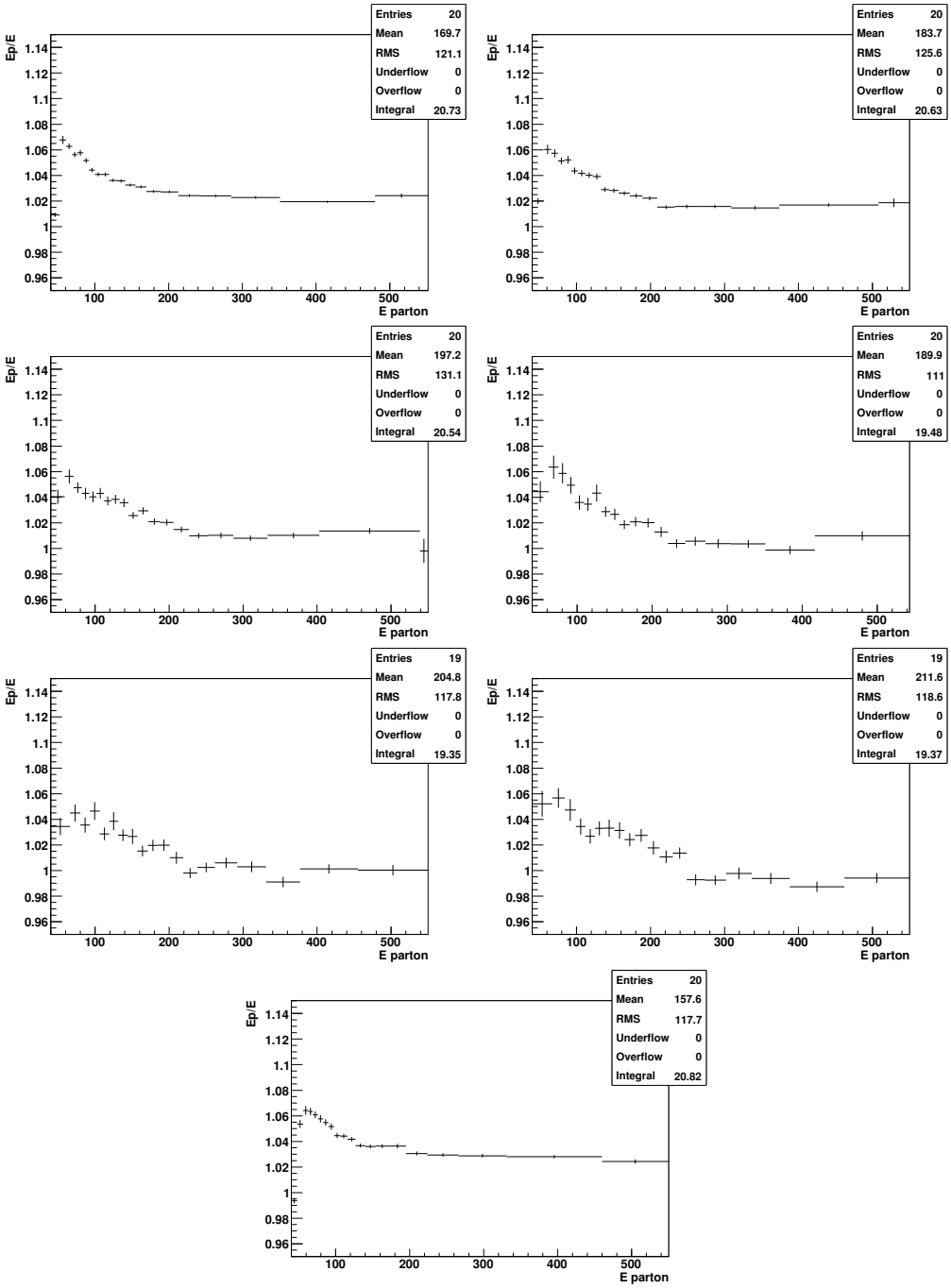


FIG. 4.5 – Energie Monte-Carlo sur énergie reconstruite en fonction de l'énergie Monte-Carlo pour les jets légers pour (de haut en bas et de gauche à droite) des quarks u_4 de 240, 320, 400, 480, 560 et 640 GeV et pour le quark *top*, avec une coupure en impulsion transverse à 40 GeV

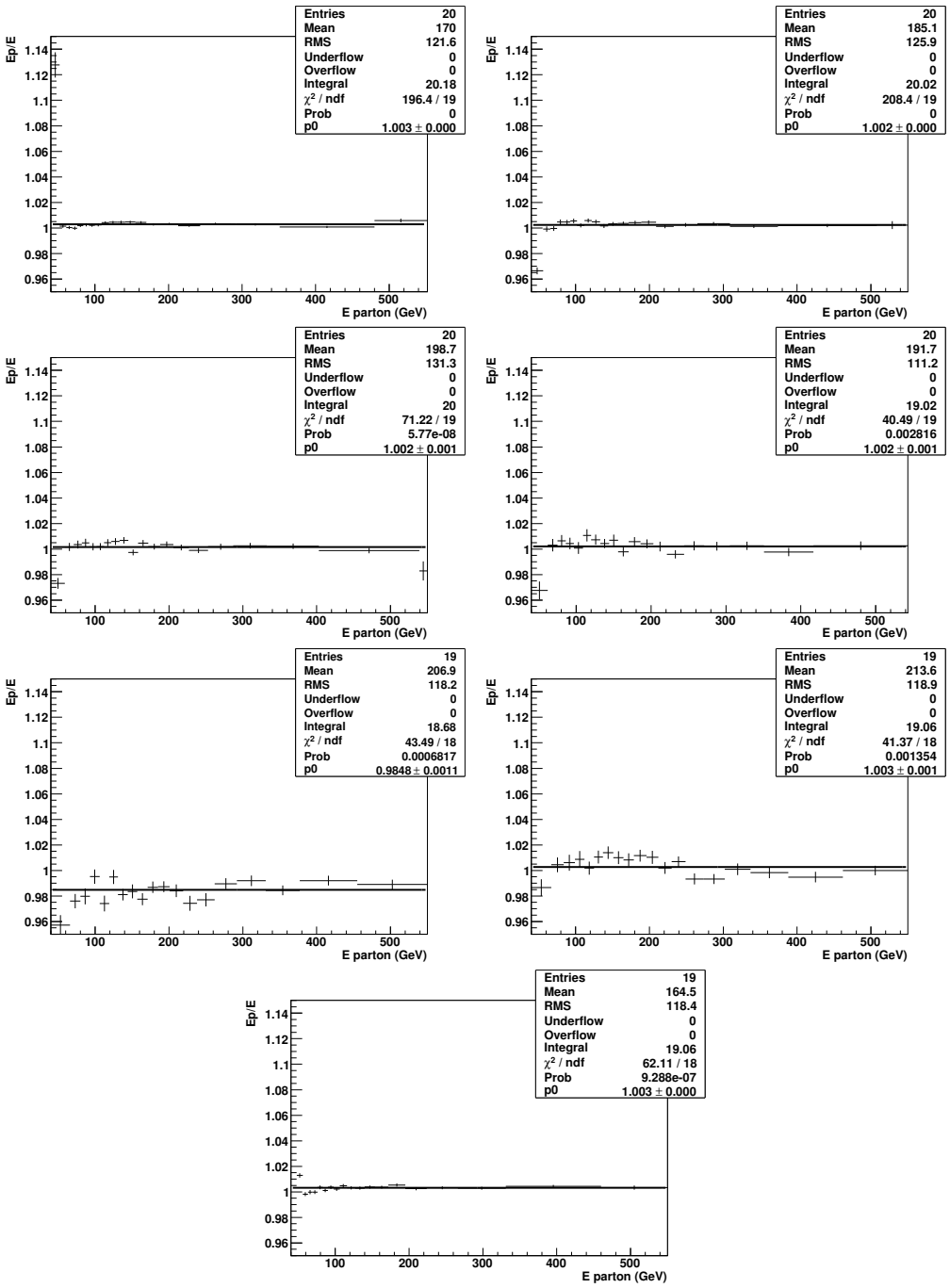


FIG. 4.6 – Energie Monte-Carlo sur énergie calibrée en fonction de l'énergie Monte-Carlo pour les jets légers pour (de haut en bas et de gauche à droite) des quarks u_4 de 240, 320, 400, 480, 560 et 640 GeV et pour le quark *top*, avec une coupure en impulsion transverse à 40 GeV

Particules	$p0$	$p1$	$p2$	$p3$	$p4$	$p5$
u_4 (240 GeV)	$0,4075$	$-0,02896$	$-2,575$	$48,38$	$1,027$	$1,404 \cdot 10^{-5}$
u_4 (320 GeV)	$12,55$	$-0,04300$	$-74,13$	$-296,1$	$1,008$	$-1,893 \cdot 10^{-5}$
u_4 (400 GeV)	$0,05103$	$-0,003236$	$-1,374$	$-10,83$	$0,7747$	$-3,493 \cdot 10^{-4}$
u_4 (480 GeV)	$0,07706$	$-0,003755$	$-2,042$	$-1,345 \cdot 10^{4}$	$0,8305$	$-2,790 \cdot 10^{-4}$
u_4 (560 GeV)	$0,05610$	$-0,002540$	$-1,883$	$-5,555 \cdot 10^{5}$	$0,7587$	$-3,060 \cdot 10^{-4}$
u_4 (640 GeV)	$0,05244$	$-0,001164$	$-0,8185$	$-2,907 \cdot 10^{7}$	0	$-7,706 \cdot 10^{-4}$
top (175 GeV)	$0,4514$	$-0,03486$	$-2,567$	$47,03$	$1,036$	$2,207 \cdot 10^{-5}$

TAB. 4.3 – Coefficients de la fonction de calibration pour les jets légers

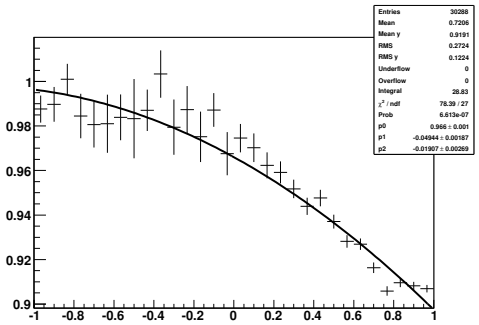


FIG. 4.7 – Rapport entre 1 moins le cosinus de l'angle entre les jets et 1 moins le cosinus de l'angle entre les quarks en fonction du cosinus de l'angle entre les deux quarks pour la désintégration de quarks u_4 de 240 GeV. Ce rapport est ajusté par un polynôme de second degré.

Particules	$p0$	$p1$	$p2$
u_4 (240 GeV)	$0,9693$	$-0,04379$	$-0,01853$
u_4 (320 GeV)	$0,9660$	$-0,04943$	$-0,01907$
u_4 (400 GeV)	$0,9672$	$-0,05590$	$-0,02344$
u_4 (480 GeV)	$0,9662$	$-0,05812$	$-0,02437$
u_4 (560 GeV)	$0,9615$	$-0,04883$	$-0,02443$
u_4 (640 GeV)	$0,9622$	$-0,06344$	$-0,01895$
top (175 GeV)	$0,9641$	$-0,06344$	$-0,01584$

TAB. 4.4 – Coefficients de la fonction de calibration pour les jets légers considérant $(1 - \cos\theta_{jj})^{Calibr} = (1 - \cos\theta_{jj})^{Reconstruit} \cdot (\frac{1}{p2 \cdot \cos\theta_{qq} + p1 \cdot \cos\theta_{qq} + p0})$

Particules	$p0$	$p1$	$p2$	$p3$	$p4$	$p5$
u_4 (240 GeV)	$4,731$	$-0,01977$	$-48,14$	-20090	$1,044$	$1,829 \cdot 10^{-5}$
u_4 (320 GeV)	$9,307$	$-0,01687$	$-87,91$	-10870	$1,040$	$-1,993 \cdot 10^{-5}$
u_4 (400 GeV)	$-0,06798$	$-0,02315$	$0,2884$	$-2,226 \cdot 10^{5}$	$1,045$	$-3,214 \cdot 10^{-5}$
u_4 (480 GeV)	$0,1974$	$-0,03683$	$0,7804$	$-1,28 \cdot 10^{6}$	$1,047$	$-4,111 \cdot 10^{-5}$
u_4 (560 GeV)	$-2,405$	$-0,02456$	$26,80$	$-5,699 \cdot 10^{4}$	$1,046$	$-4,052 \cdot 10^{-5}$
u_4 (640 GeV)	$0,7203$	$-0,002545$	$-3,107$	$-252,1$	$-1,636$	$-2,368 \cdot 10^{-3}$
top (175 GeV)	$-1,238$	$0,001335$	$1,084$	$57,96$	$1,049$	$1,045 \cdot 10^{-5}$

TAB. 4.5 – Coefficients de la fonction de calibration pour les jets beaux

Nous pouvons également valider cette calibration en effectuant les distributions de masse invariante des jets issus d'un boson W présent dans nos événements. Les pics de masse observés sont systématiquement décalés d'environ 4 GeV. Le problème réside dans le fait que l'angle entre les jets légers reconstruits et l'angle entre les partons n'est pas le même. Cela provient du fait que la méthode de calcul de la quadri-impulsion des jets à partir des cellules calorimétriques associées n'utilise pas le E-scheme [102] contairement à ce qui est fait en simulation complète. De fait, nous avons corrigé le cosinus de de l'angle entre les jets légers reconstruits. Nous pouvons voir sur la figure 4.7 que l'ajustement peut être réalisé par un polynôme du second degré. Les valeurs de ces ajustements sont données par le tableau 4.4. Les données ainsi corrigées permettent de valider notre calibration et notre correction sur l'angle puisque la masse invariante du boson W pointe, après correction du cosinus, à 80,4 GeV/c^2.

4.2.2 La calibration des jets beaux

Afin de calibrer les jets beaux nous opérons de la même manière que pour les jets légers. Les coefficients de calibration sont donnés par le tableau 4.5. Avec cet étalonnage, la masse invariante reconstruite des quarks u_4 et du quark top sont relativement réajustées avec les masses générées (voir figure 4.8). On observe que plus la masse du quark est élevée plus une queue importante apparaît à gauche du spectre de masse invariante. Suite à une étude plus approfondie, il apparaît que ce problème est lié aux jets beaux qui, bien que calibrés en moyenne possèdent, pour une énergie donnée de quark initiateur, une distribution en énergie présentant une contribution sous évaluée lorsqu'ils se désintègrent semi-leptoniquement. Les jets beaux ayant subi une désintégration semi-leptonique sont moins bien calibrés. L'effet induit par cette mauvaise calibration augmente avec la masse du u_4 généré. La figure 4.9, réalisée en calculant la différence de masse du u_4 (qqb) à partir du quark beau généré et à partir du même quark beau décalibré traduit cet effet. Une mauvaise évaluation de l'énergie des bosons W (figure 4.10) a aussi un effet grandissant avec la masse du u_4 mais cet effet est symétrique de part et d'autre du spectre de masse du u_4. C'est pourquoi globalement la résolution expérimentale sur la masse du u_4 augmente avec celle-ci.

Pour chaque jeu de coupures en impulsion transverse réalisé, le lot de données sélectionné est différent et la calibration doit être refaite. Par la suite, lorsque des coupures différentes en

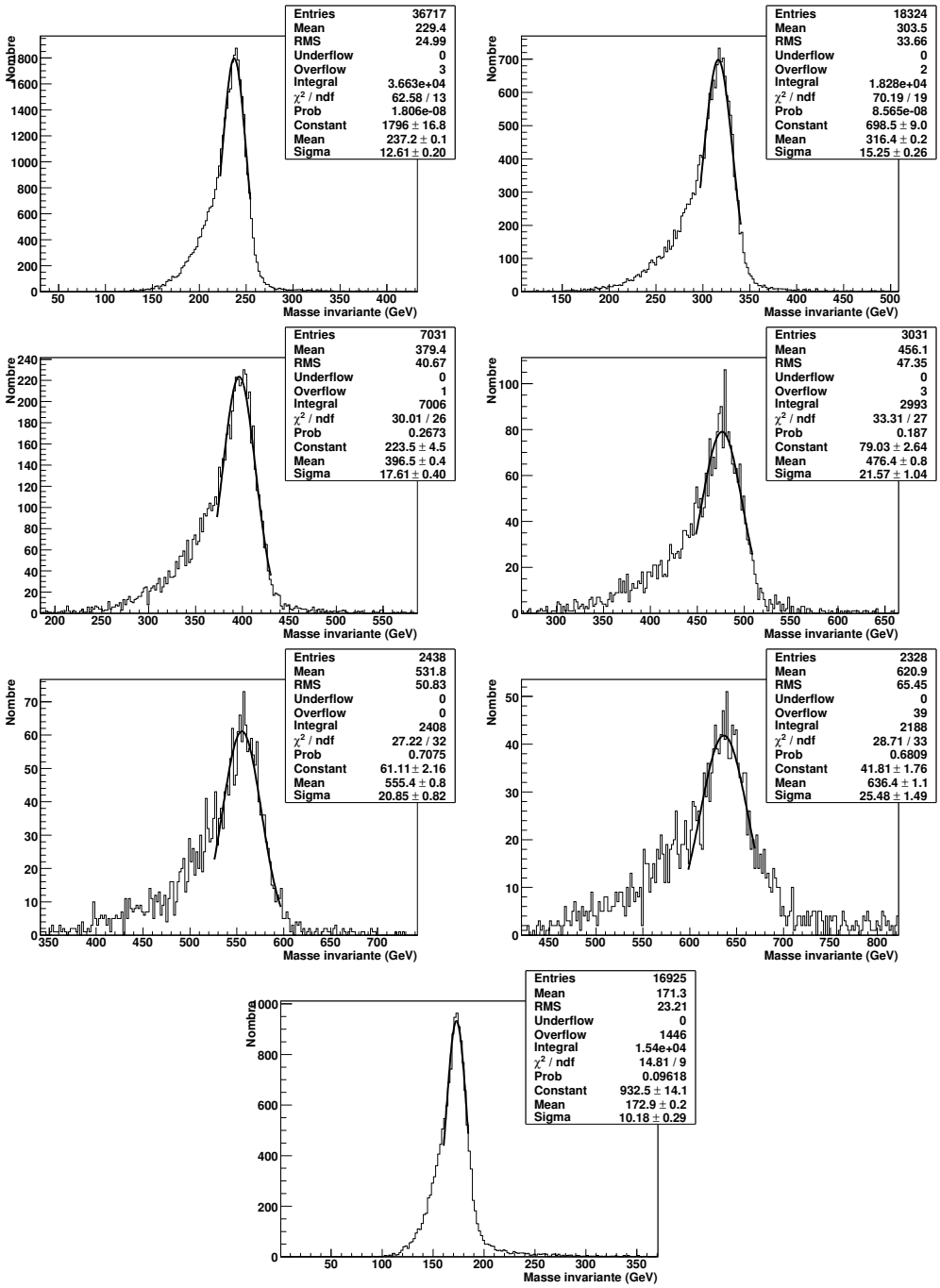


FIG. 4.8 – Masse invariante après calibration des jets (de haut en bas et de gauche à droite) des quarks u_4 de 240, 320, 400, 480, 560 et 640 GeV et pour le quark *top*

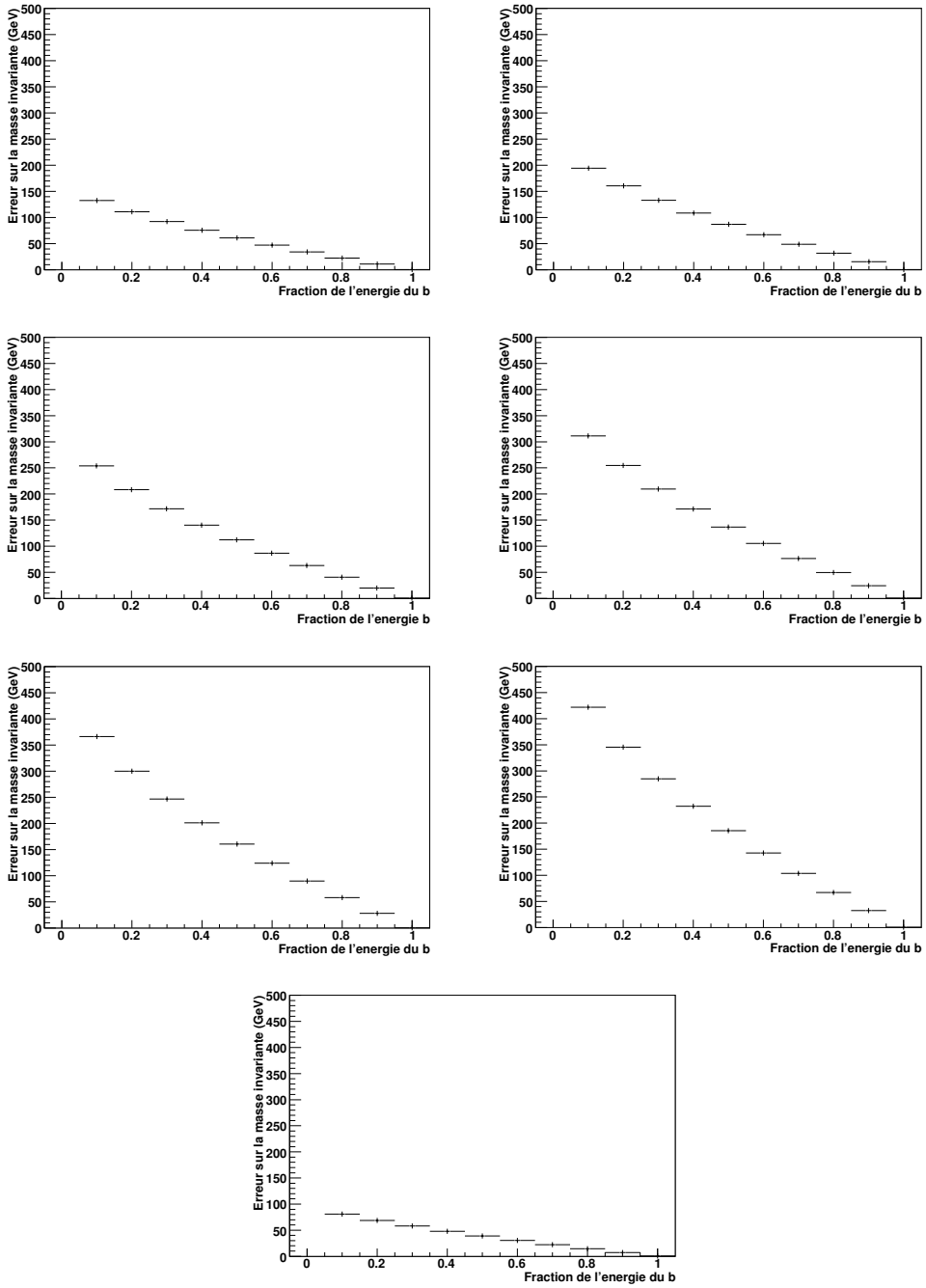


FIG. 4.9 – Ecart par rapport à la masse invariante réelle (de haut en bas et de gauche à droite) des quarks u_4 de 240, 320, 400, 480, 560 et 640 GeV et du quark *top* en fonction du pourcentage d'erreur sur l'énergie du jet beau

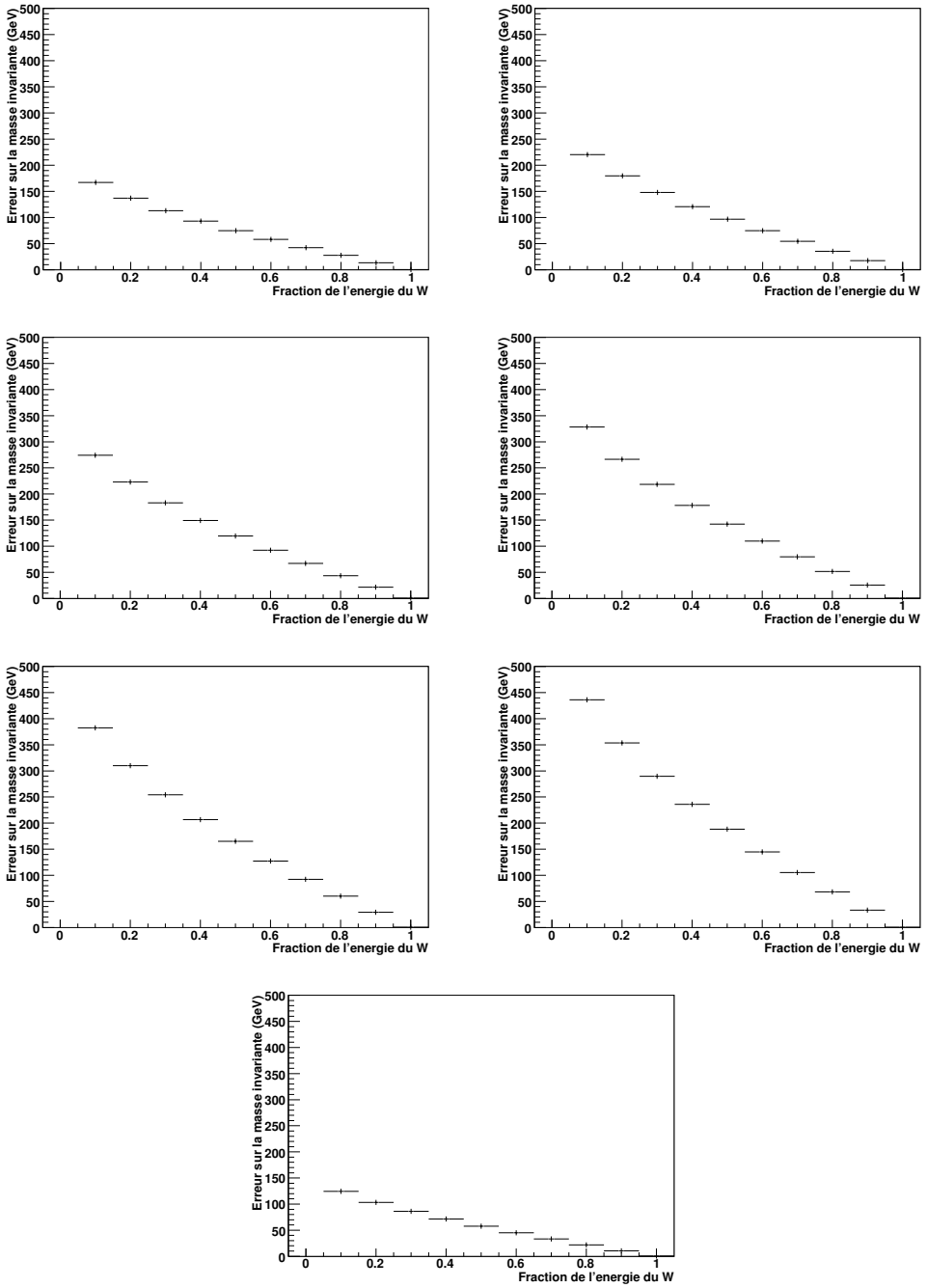


FIG. 4.10 – Ecart par rapport à la masse invariante réelle (de haut en bas et de gauche à droite) des quarks u_4 de 240, 320, 400, 480, 560 et 640 GeV et du quark *top* en fonction du pourcentage d'erreur sur l'énergie du boson W

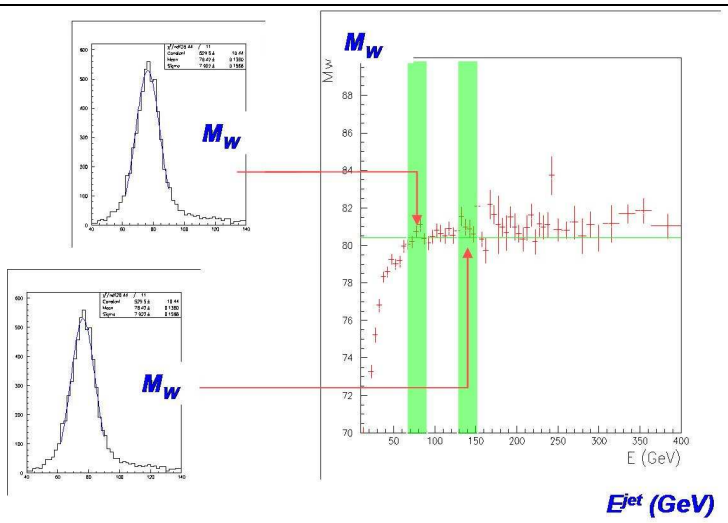


FIG. 4.11 – Schéma illustrant la procédure pour lever la dégénérescence dans la contribution de l'énergie des deux jets à la masse invariante et la résolution du W

impulsion transverse seront appliquées, nous ne donnerons pas les coefficients de calibration mais le schéma permettant de les obtenir sera celui qui a été employé ici. Nous avons abordé dans ce paragraphe l'importance de la calibration. Celle-ci sera bien entendu réalisée différement sur les données réelles en calibrant tout d'abord le détecteur puis en étalonnant les jets grâce à des processus physiques bien maîtrisés. Ceci constituera un des premiers objectifs de la collaboration dès le démarrage du LHC.

4.3 Mesure de la résolution sur l'énergie des jets par l'étude de la désintégration hadronique du boson W issu du quark top

Nous pouvons déterminer la résolution sur l'énergie des jets en utilisant un lot de $W \to jj$, celui-là même utilisé pour déterminer la fonction de calibration des jets légers [103]. La procédure mise en place est équivalente. Elle se base sur une méthode itérative, mais s'intéresse plus à la mesure de la résolution du spectre de masse invariante qu'à la position du pic. Cette résolution est proportionnelle à la résolution sur l'énergie des jets qui composent le W suivant la loi approchée :

$$\frac{\sigma_W}{m_W} = \frac{1}{2}\sqrt{\left(\frac{\sigma_{E_1}}{E_1}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{E_2}}{E_2}\right)^2}$$

Cette formule nous montre que l'on peut extraire une résolution moyenne pour les jets à partir de la mesure de σ_W. Dès que l'on veut aller plus loin et déterminer $\frac{\sigma_E}{E}$ en fonction de l'énergie, on se heurte au problème de la séparation de la contribution des deux jets, qui n'ont à priori pas la même énergie. C'est la raison de l'utilisation de la méthode itérative.

Largeur générée (GeV)	Largeur mesurée (GeV)	
	avec la Gaussienne	Avec la convolution Bw+Gaussienne
6	6,77 ± 0,03	5,96 ± 0,03
7	7,77 ± 0,03	6,94 ± 0,04
8	8,75± 0,04	7,92 ± 0,04
9	9,75 ± 0,04	8,93 ± 0,05
10	10,71± 0,05	9,91 ± 0,05

TAB. 4.6 – Résolution sur la masse du boson W mesurée grâce à un ajustement avec une fonction gaussienne et avec une fonction de convolution entre une gaussienne et une Breit-Wigner pour différentes largeurs générées

Nous devons donc mesurer en premier lieu la résolution sur la masse du W. Il est à noter que ces études ont été menées en souhaitant tenir compte de la largeur naturelle du W et en réalisant des ajustements en conséquence présenté au paragraphe 4.3.1.

La procédure utilisée pour déterminer la dépendance de la résolution en énergie par rapport à l'énergie mesurée consiste à séparer le spectre de masse invariante $W \to jj$ en plusieurs spectres de masses invariantes, selon l'énergie des jets issus du W. Typiquement n canaux (environ 10 entre 40 et 400 GeV) en énergie sont définis, et n spectres de masses invariantes M_i^W sont construits, auxquels contribuent les W ayant au moins un jet relevant du canal i. Les résolutions R_i^W obtenues pour chaque spectre M_i^W sont utilisées pour déterminer la fonction de résolution sur l'énergie des jets (figure 4.11).

4.3.1 Mesure de la résolution sur la masse du boson W

Nous représentons la distribution de la masse invariante des dijets pour chaque domaine en énergie des jets. Nous remarquons que la masse invariante d'un événement sera présente dans deux distributions. Afin de réaliser les ajustements de ces distributions en masse invariante, il nous a semblé important de tenir compte de la largeur naturelle du boson W ($2,124 \pm 0,041$ GeV). Pour cela, nous avons réalisé nos ajustements avec une fonction qui est la convolution d'une fonction de Breit-Wigner et d'une fonction gaussienne. Cette fonction a donc quatre paramètres : la largeur de la fonction de Breit-Wigner (fixée), la moyenne, la constante de normalisation et la largeur de la fonction gaussienne (σ_W). La mesure retenue est celle utilisant la plage du spectre $[-2\sigma_W; +2\sigma_W]$.

La première question que nous pouvons nous poser est l'amélioration apportée par un ajustement par une fonction de Breit-Wigner convoluée avec une fonction gaussienne par rapport à l'ajustement par une simple fonction gaussienne. Nous pouvons voir sur le tableau 4.6 que la convolution de la fonction de Breit-Wigner avec la fonction gaussienne donne une meilleure estimation de σ_W. La déviation lorsque l'on n'utilise qu'une fonction gaussienne est supérieure à 0,7 GeV alors qu'avec la fonction convoluée, elle est inférieure à 0,1 GeV.

4.3.2 Principe de la méthode itérative

Le but de la méthode est donc, à partir des valeurs de la résolution sur la masse du boson W obtenues par fenêtres en énergie des jets, de déterminer la résolution sur l'énergie des jets

en fonction de leur énergie.

En première approximation on considère que la résolution des deux jets issus d'un même W est la même. Nous avons donc, pour un domaine donné en énergie :

$$\frac{\sigma_W}{m_W} = \frac{1}{2}\sqrt{\left(\frac{\sigma_{E_1}}{E_1}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{E_2}}{E_2}\right)^2} \Rightarrow \left(\frac{\sigma_{E_{domaine}}}{E_{domaine}}\right)_{init} = \sqrt{2} \times \frac{\sigma_{W_{domaine}}}{m_{W_{domaine}}} \tag{4.1}$$

Maintenant que nous avons une valeur de départ, nous pouvons commencer l'algorithme d'itération. Evénement par événement, on peut désormais calculer la résolution en énergie pour le jet qui appartient au domaine étudié, la résolution sur l'autre jet étant prise égale à la valeur de départ pour son propre domaine :

$$\left(\frac{\sigma_{E_{domaine1}}}{E_{domaine1}}\right)^2_{evt} = 4 \times \left(\frac{\sigma_{W_{domaine1}}}{m_{W_{domaine1}}}\right)^2 - \left(\frac{\sigma_{E_{domaine2}}}{E_{domaine2}}\right)^2_{init} \tag{4.2}$$

Pour l'ensemble des jets considérés, la nouvelle valeur de $(\frac{\sigma_{E_{domaine}}}{E_{domaine}})_{new}$ est donnée par la moyenne quadratique des valeurs pour chaque événement :

$$\left(\frac{\sigma_{E_{domaine}}}{E_{domaine}}\right)_{new} = \sqrt{\frac{\sum_{evt}\left(\frac{\sigma_{E_{domaine}}}{E_{domaine}}\right)^2_{evt}}{(n_{evt})_{domaine}}}$$

Cette nouvelle valeur peut alors être utilisée en tant que $\left(\frac{\sigma_{E_{domaine}}}{E_{domaine}}\right)_{init}$ pour répéter l'opération représentée par l'équation 4.2. On considère que la procédure a convergé quand le rapport $\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)_{new} / \left(\frac{\sigma_E}{E}\right)_{init}$ est inférieur au pourcent pour chaque domaine d'énergie. La fonction de résolution sur les jets en fonction de l'énergie est obtenue par un ajustement $\frac{a}{\sqrt{E}} + b$ sur les différentes valeurs de $\frac{\sigma_{E_{domaine}}}{E_{domaine}}$.

4.3.3 Les contours de l'étude

Nous avons maintenant défini les procédures pour mesurer la résolution sur la masse du W par tranches d'énergies et pour en extraire la fonction de résolution sur les jets.

Afin de tester et valider la méthode pour tous les cas possibles nous avons développé un outil qui, à partir de données Monte-Carlo, permet de modifier des paramètres tels que la résolution en énergie des jets et leur calibration. Afin de faciliter la lecture des résultats nous résumons ici les différents cas abordés.

Nous allons tout d'abord traiter des cas idéaux dans lesquels la calibration des jets est connue parfaitement (cas A). Ces cas traduisent la situation après un certain temps de prise de données, quand la calibration sera parfaitement maîtrisée.

Nous traiterons ensuite les cas où on aura provoqué une décalibration fixe d'un coefficient 0,9 sur l'énergie des jets. Ce sont les cas B. Ceci constitue une étape vers les cas C où la décalibration est variable par rapport à l'énergie suivant la fonction $E_{decalibree} = (1,0272 + 8,55 \cdot (\frac{1}{E})^{1,08}) \cdot E$ (fonction de calibraion utilisée pour les données top des AOD de Rome [101]). Ceci se rapproche d'un cas réaliste pour les premiers temps de fonctionnement du détecteur ATLAS.

Enfin nous regarderons deux types de résolution sur l'énergie. Les jets sont définis en introduisant une résolution en énergie sur les partons générés.

Le premier consiste à introduire une résolution fixe sur l'énergie (de 10 à 18%) de manière à ce que la résolution sur la masse du boson W soit égale à 6, 7, 8, 9 et 10 GeV. Pour réaliser ceci, on dégrade l'énergie des partons générés ("smearing") en utilisant la formule $E = E_{mc} \cdot (1 + x)$ avec x un nombre aléatoire tiré suivant une distribution gaussienne centrée sur 0 et de largeur $\frac{\sigma_W \times \sqrt{2}}{M_W}$. Ce cas sera noté FIXE.

L'autre cas, appelé VAR, est réalisé avec des partons sur lesquels nous appliquons une dégradation sur l'énergie plus réaliste. En effet, ici, la dégradation est fonction de l'énergie : x est tiré aléatoirement suivant une distribution gaussienne centrée sur 0 et de largeur $\frac{1,14}{\sqrt{E}} + 0,021$.

Voici donc le résumé et l'appellation des différents cas abordés :

- AFIXE : pas de décalibration, résolution fixe de l'énergie ;
- AVAR : pas de décalibration, résolution variable de l'énergie ;
- BFIXE : décalibration fixe, résolution fixe de l'énergie ;
- BVAR : décalibration fixe, résolution variable de l'énergie ;
- CFIXE : décalibration fonction de l'énergie, résolution fixe de l'énergie ;
- CVAR : décalibration fonction de l'énergie, résolution variable de l'énergie.

Dans toute cette étude, sauf indications contraires, les axes des abscisses représenteront les canaux d'énergies croissantes des jets entre 40 et 400 GeV.

4.3.4 Forme de la masse invariante du boson W

Dans ce paragraphe, nous allons étudier les modifications de la forme de la distribution en masse du boson W en fonction des effets appliqués et des combinaisons d'effets.

Les ajustements par la forme $Breit-Wigner \otimes Gaussienne$ sur le spectre total de masse invariante sont globalement satisfaisants pour les différents cas (figures 4.12 et 4.13).

Tout d'abord nous définissons un cas de référence (figure 4.12 *a*) où la résolution en énergie des jets est fixe (12%), où il n'y a pas de coupure sur l'énergie et pas de décalibration. Dans ce cas la distribution en masse invariante du boson W est parfaitement symétrique et la résolution σ_W mesurée sur cette masse (7,01 $\pm 0,02$ GeV) correspond parfaitement à la valeur $\sigma_W = 7$ GeV fixée dans la simulation.

Lorsque la coupure en impulsion transverse est appliquée (figure 4.12 *b*) la distribution devient asymétrique mais la mesure de σ_W reste excellente.

Lorsque l'on applique une résolution sur les jets dépendant de l'énergie (figure 4.12 *c*), la résolution obtenue sur le boson W est la résolution moyenne sur l'ensemble du spectre. Pour obtenir la fonction $\sigma_W = f(E)$, il faut effectuer l'ajustement sur les spectres de masse invariante découpés par domaine. La figure 4.14 montre effectivement que la largeur de la distribution en masse invariante évolue en fonction de l'énergie des jets issus du boson W.

Le cas où une décalibration réaliste est appliquée pose plus de problèmes (figure 4.12 *d*). Comme attendu, la masse ne pointe plus sur la masse du boson W mais la résolution est aussi fortement dégradée. Ceci est essentiellement dû aux jets de basse impulsion dont l'énergie reconstruite après décalibration est fortement décalée. Ceci est illusté par la figure 4.13 *c* où l'application additionnelle de la coupure en impulsion transverse redonne un spectre dont la largeur mesurée est correcte.

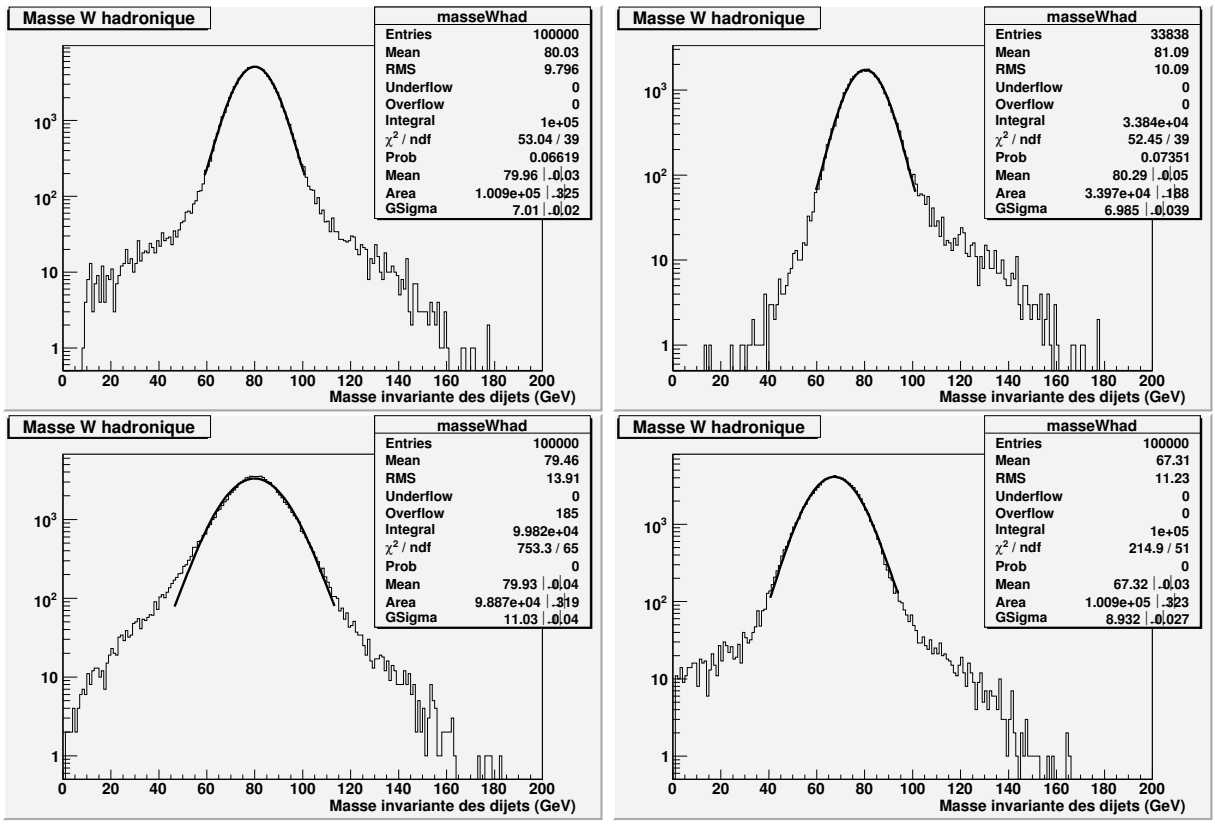


FIG. 4.12 – (En haut à gauche : a) Distribution en masse invariante des dijets avec une résolution de 7 GeV sur le W, sans coupure ni décalibration sur l'énergie des jets (AFIXE),
(En haut à droite : b) Distribution en masse invariante des dijets avec une résolution de 7 GeV sur le W et une coupure à 40 GeV sur l'énergie des jets mais pas de décalibration (AFIXE + 40),
(En bas à gauche : c) Distribution en masse invariante des dijets avec une résolution réaliste fonction de l'énergie, sans coupure ni décalibration sur l'énergie des jets (AVAR),
(En bas à droite : d) Distribution en masse invariante des dijets avec une résolution de 7 GeV sur le W, sans coupure mais avec une décalibration variable sur l'énergie des jets (CFIXE)

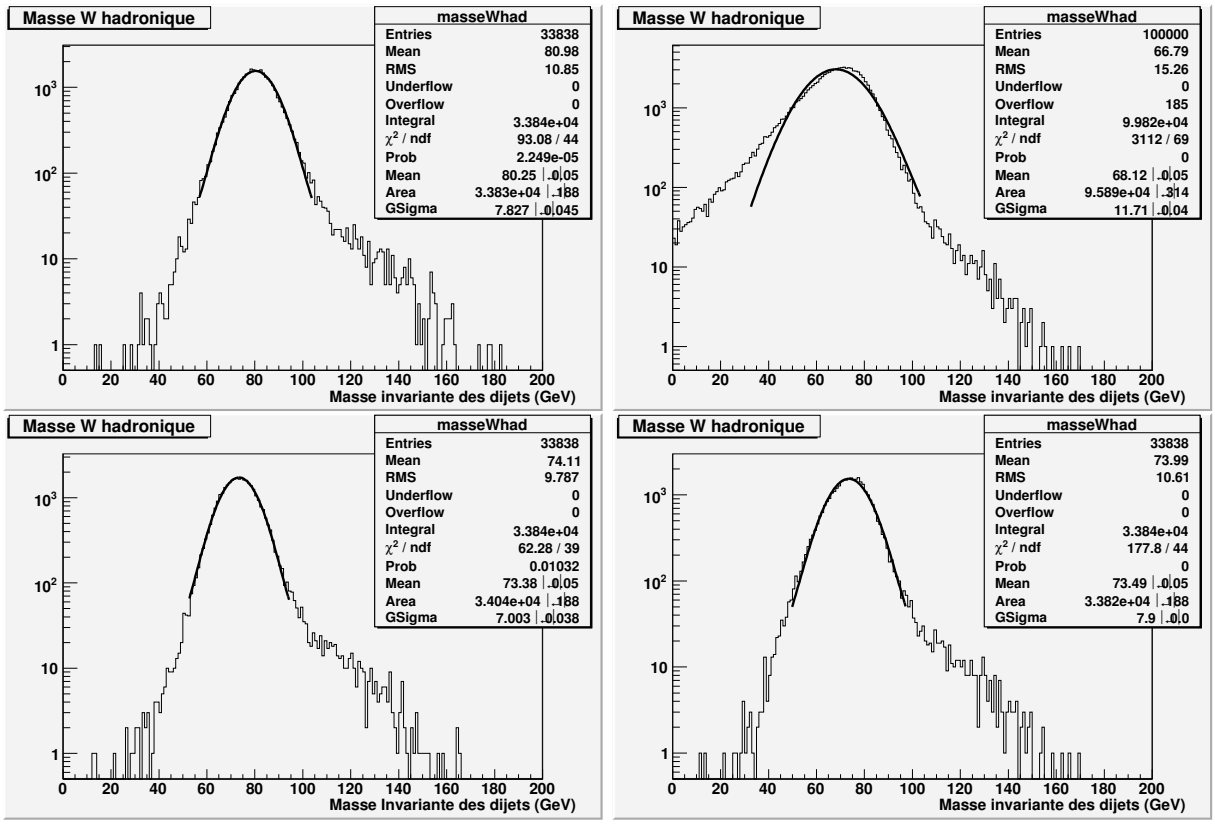


FIG. 4.13 – (En haut à gauche : a) Distribution en masse invariante des dijets avec une résolution réaliste en fonction de l'énergie des jets, avec coupure à 40 GeV mais pas de décalibration sur l'énergie des jets (AVAR + 40),
(En haut à droite : b) Distribution en masse invariante des dijets avec une résolution réaliste en fonction de l'énergie des jets, sans coupure sur l'énergie des jets mais avec décalibration variable sur l'énergie des jets (CVAR),
(En bas à gauche : c) Distribution en masse invariante des dijets avec une résolution de 7 GeV sur le W, avec coupure à 40 GeV et décalibration variable sur l'énergie des jets (CFIXE + 40),
(En bas à droite : d) Distribution en masse invariante des dijets avec une résolution réaliste, avec coupure à 40 GeV et avec une décalibration variable sur l'énergie des jets (CVAR + 40)

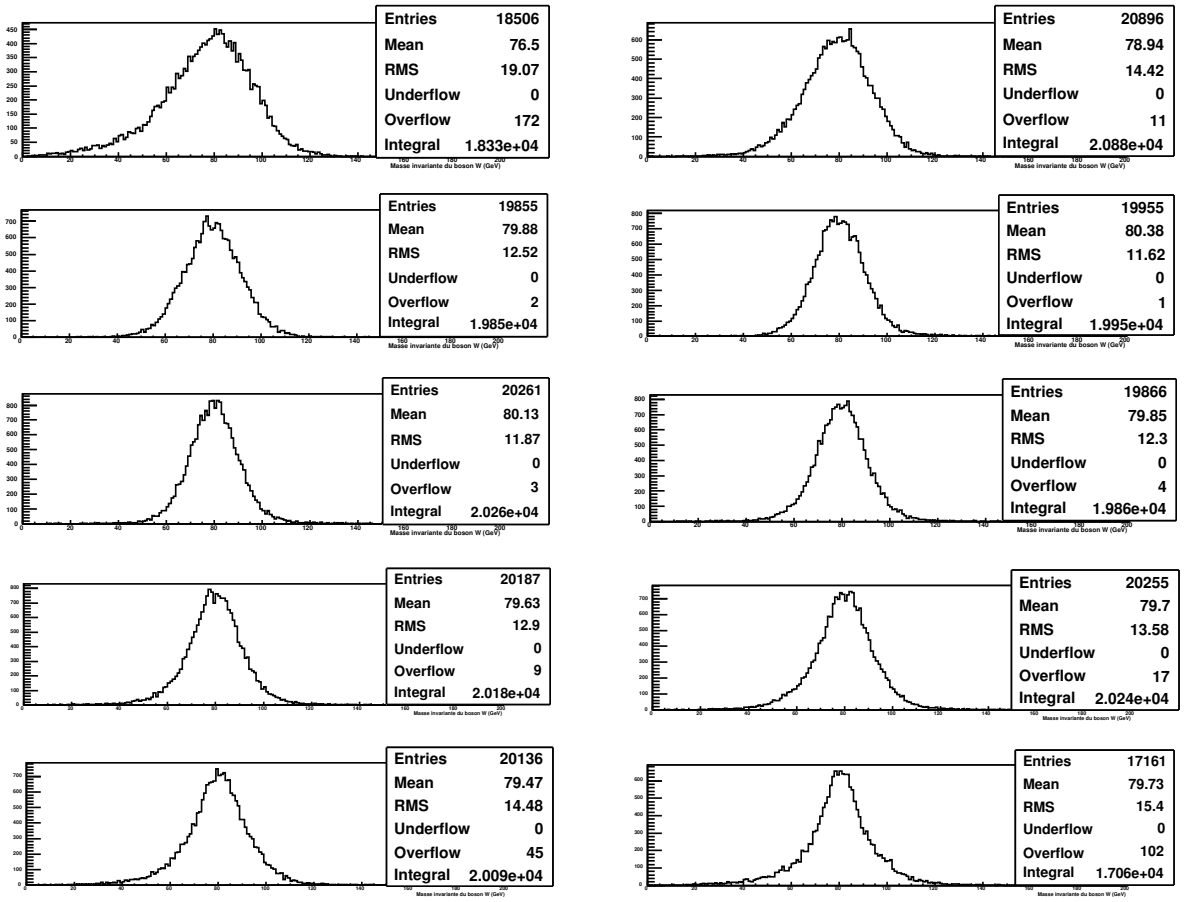


FIG. 4.14 – Distribution en masse invariante du boson W avec une résolution réaliste fonction de l'énergie, sans coupure ni décalibration sur l'énergie des jets pour 10 canaux en énergie des jets. L'énergie des jets augmente de gauche à droite et de haut en bas

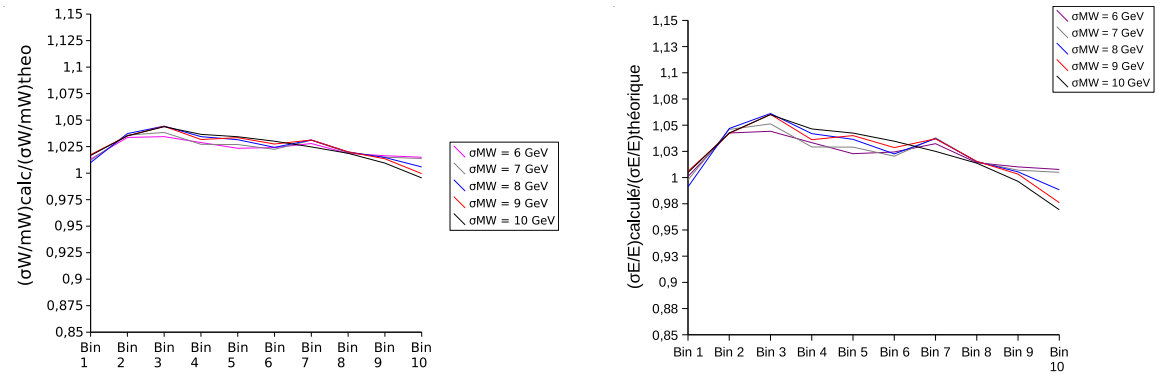


FIG. 4.15 – Rapport entre la résolution sur la masse du boson W calculée et la résolution générée dans le cas AFIXE (à gauche). Rapport entre la résolution sur l'énergie calculée avec notre méthode et la résolution réelle dans le cas AFIXE (à droite)

Les autres combinaisons d'effets (figure 4.13 a, b, d) ont un comportement conforme à celui observé pour chaque effet indépendamment (figure 4.12).

La conclusion est que, dans le cas réaliste correspondant aux premières données, σ_W est mesurable correctement à condition de :

- rejeter les jets de basse impulsion qui seront moins bien calibrés et sujets à de plus grandes fluctuations de mesure,
- effectuer l'ajustement sur les spectres de masse invariante découpés par domaine.

Dans ce cas, la décalibration pouvant exister sur l'énergie des jets ne semble avoir aucune influence sur la mesure de la résolution du W. Néanmoins pour étudier les effets fins liés à la calibration des jets nous allons considérer avec la méthode itérative les trois cas suivants :

- cas sans décalibration,
- cas avec décalibration fixe,
- cas avec décalibration réaliste (en fonction de l'énergie).

4.3.5 Cas sans décalibration

4.3.5.1 Résolution en énergie fixe (AFIXE)

Nous voyons sur la figure 4.15 (à gauche) les résultats des ajustements effectués sur les 10 domaines d'énergie. Les résultats sont exprimés en $\frac{\sigma_W}{M_W}$ car directement reliés à $\frac{\sigma_E}{E}$ (équation 4.3.2). Dans ce cas sans décalibration, la masse mesurée du W est constante, centrée sur la masse générée. La figure 4.15 (à gauche) illustre la qualité de la mesure de σ_W. On remarque un biais systématique dans la mesure de l'ordre de 3% alors que l'ajustement sur le lot complet conduit à une mesure excellente (voir figure 4.12 a). L'origine de cet effet est mal comprise mais attribuée aux plus grandes fluctuations dans l'occurence des événements loin du pic de masse qui, systématiquement, ont tendance à augmenter la largeur observée.

La procédure itérative appliquée sur les $\sigma_{W_{domaines}}$ obtenus conduit à des $\frac{\sigma_E}{E}$ reportés sur la figure 4.15 (à droite). Le même biais systématique y est observé lorsque l'on compare les valeurs obtenues aux valeurs attendues. La procédure itérative fonctionne bien, seules les

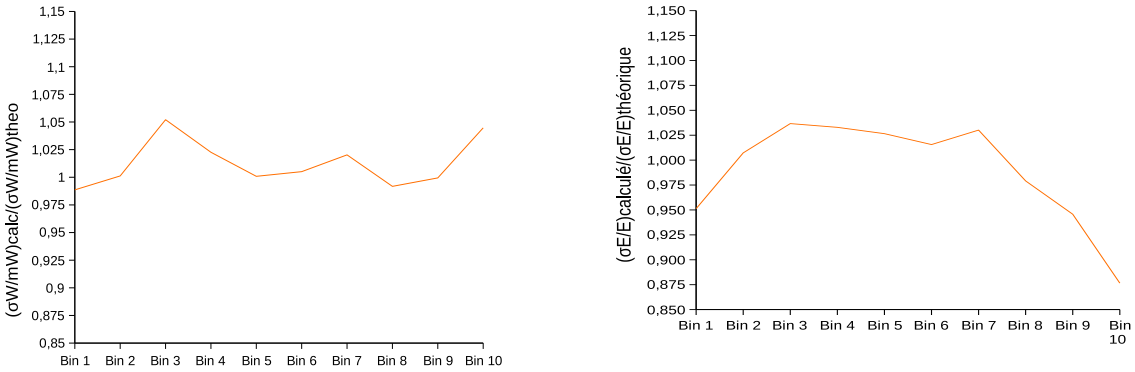


FIG. 4.16 – Rapport entre la résolution relative sur la masse du W calculée et la résolution générée dans le cas AVAR (à gauche). Rapport entre la résolution sur l'énergie calculée avec notre méthode et la résolution réelle dans le cas AVAR (à droite)

données en entrée sont biaisées. Pour une résolution relative $\frac{\sigma_E}{E}$ simulée variant entre 10 et 18%, la procédure nous donne des valeurs entre 10,3 et 18,5%.

4.3.5.2 Résolution sur énergie variable (AVAR)

Ici la résolution diminue en fonction de l'énergie (de 20 à 8% en relatif). On observe exactement la même tendance pour $\frac{\sigma_W}{m_W}$, à savoir un biais systématique de l'ordre de 3%, mais avec une dispersion plus grande point à point. Cela induit aussi une dispersion plus grande sur la résolution déduite de la méthode itérative (figure 4.16). On peut noter, premièrement que le premier domaine ("bin 1") subit l'effet de la coupure à 40 GeV sur les jets, induisant une dissymétrie sur le spectre de masse invariante, et, deuxièmement, que la valeur pour le dernier domaine ("bin 10") n'est pas significative car manquant de statistique.

4.3.6 Cas avec décalibration fixe

4.3.6.1 Résolution sur l'énergie fixe (BFIXE)

Le pic de masse invariante et le σ_W sont décalés d'une valeur correspondant à la décalibration (figure 4.17) mais le rapport $\frac{\sigma_W}{M_W}$ reste le même que dans le cas sans décalibration de même que le résultat de la méthode itérative. On ne remarque donc pas d'effet dû à une mauvaise calibration possible des données (figure 4.18).

4.3.6.2 Résolution sur l'énergie variable (BVAR)

Les résultats sur la valeur du pic de masse et de la largeur du W (figure 4.19), et de $\frac{\sigma_W}{M_W}$(figure 4.20), sont tout à fait compatibles avec les résultats précédents. Pour ce qui est du résultat concernant $\frac{\sigma_E}{E}$, on note une dispersion inattendue de l'ordre de 10% et une sous-estimation de la valeur de la résolution. Une étude plus détaillée indique que les domaines 1 et 10 jouent un rôle crucial dans la méthode. Il est important de choisir des domaines en énergie de statistiques équivalentes, chose qui n'est pas réalisée dans le cas présent. Enfin,

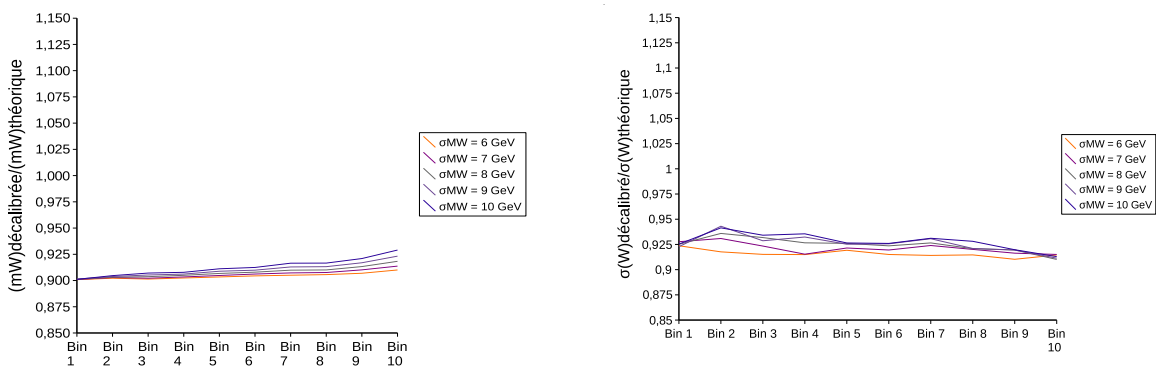


FIG. 4.17 – Rapport entre la masse décalibrée et la masse théorique du boson W (à gauche) et entre la résolution absolue décalibrée et la résolution absolue théorique (à droite) dans le cas BFIXE

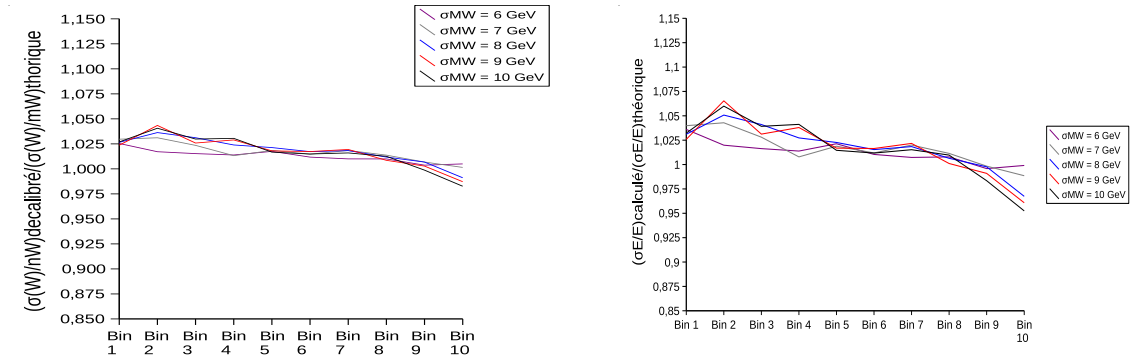


FIG. 4.18 – Rapport entre la résolution relative sur la masse du boson W et la résolution théorique dans le cas BFIXE (à gauche). Rapport entre la résolution sur l'énergie calculée avec notre méthode et la résolution réelle dans le cas BFIXE (à droite)

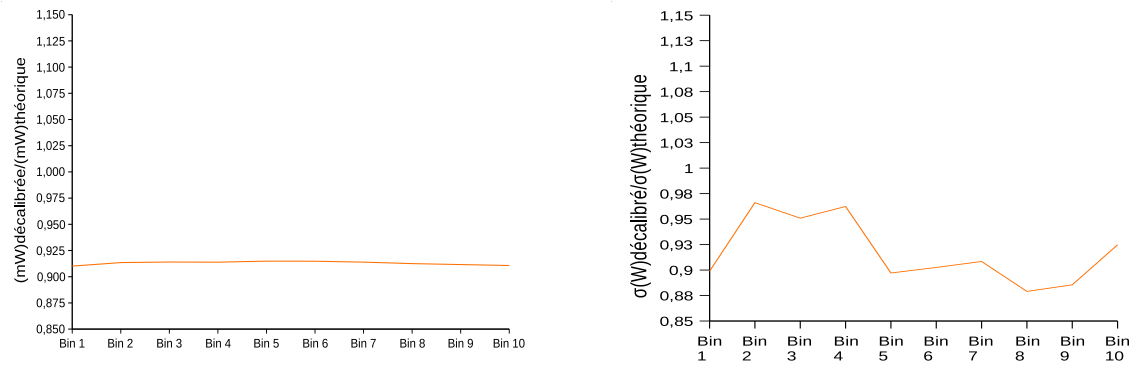


FIG. 4.19 – Rapport entre la masse décalibrée et la masse théorique du boson W (à gauche) et entre la résolution absolue décalibrée et la résolution absolue théorique (à droite) dans le cas BVAR

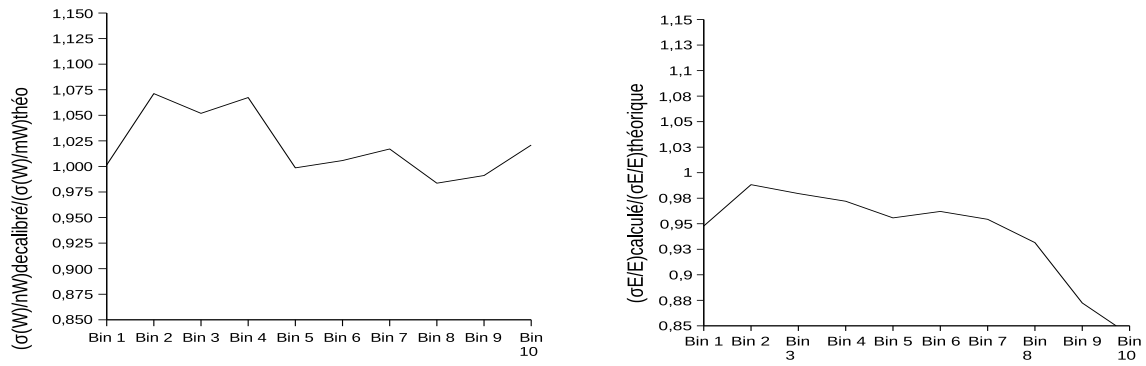


FIG. 4.20 – Rapport entre la résolution relative sur la masse du W calculée et la résolution générée dans le cas BVAR (à gauche). Rapport entre la résolution sur l'énergie calculée avec notre méthode et la résolution réelle dans le cas BVAR (à droite)

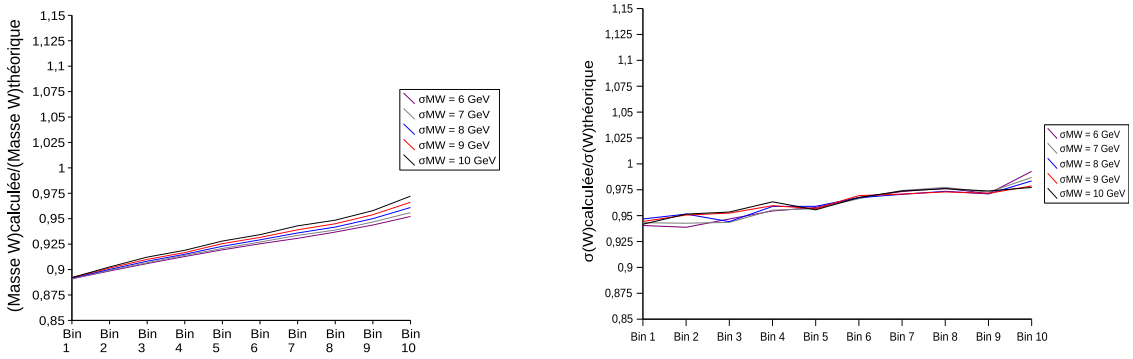


FIG. 4.21 – Rapport entre la masse décalibrée et la masse théorique du boson W (à gauche) et entre la résolution absolue décalibrée et la résolution absolue théorique (à droite) dans le cas CFIXE

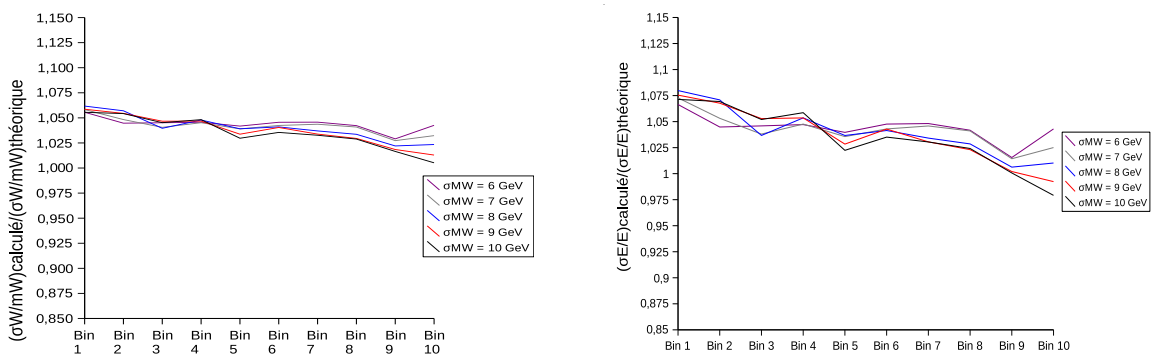


FIG. 4.22 – Rapport entre la résolution relative sur la masse du boson W et la résolution théorique dans le cas CFIXE (à gauche). Rapport entre la résolution sur l'énergie calculée avec notre méthode et la résolution réelle dans le cas CFIXE (à droite)

une décalibration de 10% représente, on l'espère, un cas extrême. Cela influe sur le nombre d'événements sélectionnés après la coupure à 40 GeV. Il semble donc qu'il soit préférable d'utiliser cette méthode sur des données calibrées.

4.3.7 Cas avec décalibration variable

4.3.7.1 Résolution sur l'énergie fixe (CFIXE)

Une décalibration réaliste en fonction de l'énergie fait évoluer la masse reconstruite du boson W en fonction de l'énergie des jets qui le composent. La résolution sur cette masse suit la même tendance (figure 4.21). Le rapport $\frac{\sigma_W}{M_W}$ attendu uniforme est observé avec une légère pente négative vers les hautes valeurs d'énergie (figure 4.22). La résolution $\frac{\sigma_E}{E}$ a un

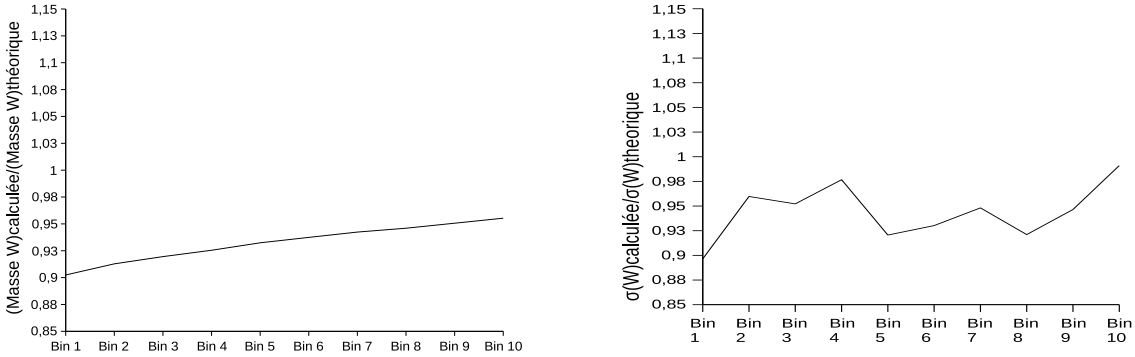


FIG. 4.23 – Rapport entre la masse décalibrée et la masse théorique du boson W (à gauche) et entre la résolution absolue décalibrée et la résolution absolue théorique (à droite) dans le cas CVAR

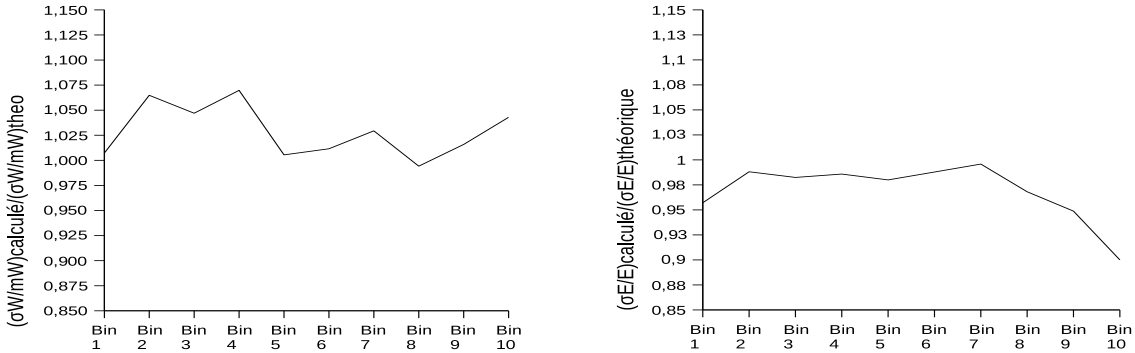


FIG. 4.24 – Rapport entre la résolution relative sur la masse du W calculée et la résolution générée dans le cas CVAR (à gauche). Rapport entre la résolution sur l'énergie calculée avec notre méthode et la résolution réelle dans le cas CVAR (à droite)

comportement identique avec une dispersion totale d'environ 6%.

4.3.7.2 Résolution de l'énergie variable (CVAR)

Comme dans le cas d'une résolution sur l'énergie fixe, la masse mesurée du boson W et la résolution sur cette masse varient en fonction de l'énergie des jets (figure 4.23). Les $\frac{\sigma_W}{M_W}$ et $\frac{\sigma_E}{E}$ (figure 4.24) sont stables, et tout à fait comparables au cas où la calibration était parfaite (figure 4.16).

4.3.8 Conclusion

Cette étude montre qu'il est possible d'extraire la résolution en énergie des jets avec une précision de l'ordre ou inférieur à 10%, précision suffisante pour calculer le facteur correctif à appliquer sur la fonction de calibration brute obtenue à partir des lots de W [104]. Il

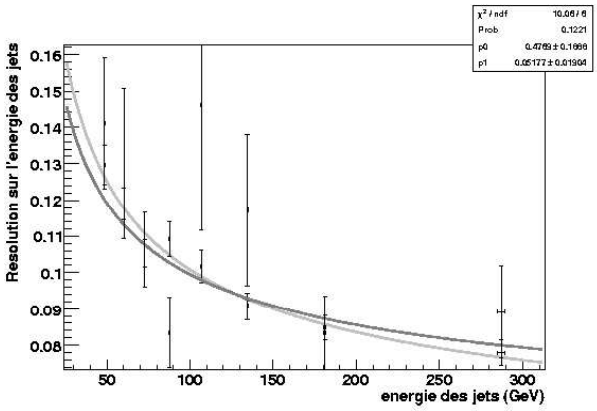


FIG. 4.25 – Résolution relative sur l'énergie pour 3500 événements des AOD de Rome passant les coupures. La courbe foncée est le résultat de l'analyse et la courbe claire correspond à la résolution simulée

semble néanmoins que la procédure soit plus précise et stable lorsque les jets sont calibrés au préalable avec une précision de l'ordre de 2 à 3%.

Nous avons appliqué cette procédure sur les données disponibles en simulation complète. 3500 événements sont utilisés après sélection ce qui est insuffisant pour définir comme précédement 10 domaines d'énergie. Nous en avons défini 8 même si cela est encore trop. Le résultat montré sur la figure 4.25 est cohérent avec la résolution introduite dans la simulation complète. L'ajustement des valeurs $\frac{\sigma_E}{E}$ est réalisé grâce à une fonction du type $\frac{p0}{\sqrt{E}} + p1$ où $p0$ et $p1$ sont les paramètres de l'ajustement.

Il est tout à fait envisageable d'utiliser cette méthode, conjointement avec la méthode itérative permettant d'extraire la fonction de calibration des jets légers, les deux méthodes utilisant le même lot de données et dépendant ou mesurant toutes les deux la résolution et l'échelle d'énergie des jets. En effet, notre méthode nécessiterait comme paramètres d'entrée la fonction de calibration pour extraire la résolution alors que l'autre méthode détermine l'échelle d'énergie moyennant la connaissance de la résolution. Une procédure itérative combinant ces deux méthodes devrait donc être exploitable.

Chapitre 5

Recherche d'un quark *up* de quatrième génération u_4

Nous avons vu dans le chapitre 2 que les modèles avec une quatrième famille de particules sont une extension possible au Modèle Standard. Au cours de ce chapitre, nous allons définir des méthodes pour chercher le quark *up* de quatrième génération du modèle démocratique. Nous nous placerons tout d'abord dans le cadre d'une étude reprenant les coupures de sélection dédiées à l'étude du quark *top*, puis nous essaierons d'établir une procédure de recherche plus adaptée aux spécificités du quark u_4.

5.1 Principe de recherche

Nous souhaitons étudier le quark u_4 à travers sa désintégration électrofaible comme présenté dans le paragraphe 2.3.2. Nous souhaitons étudier cette désintégration dans le cas semi-leptonique :

$$u_4\bar{u_4} \rightarrow W^+bW^-\bar{b} \rightarrow jjbl\nu\bar{b}$$

avec l pouvant être un électron ou un muon. La première étape est de pouvoir enregistrer notre événement donc nous requérons que le lepton soit isolé et d'impulsion transverse supérieure à 20 GeV dans le cas d'un muon et supérieure à 25 GeV dans le cas d'un électron. Ainsi notre événement sera sélectionné par le menu électron ou le menu muon du système de déclenchement de plus haut niveau.

Au cours de l'étude menée dans le cadre de cette thèse, nous demandons deux quarks beaux identifiés. La section efficace de production des quarks de quatrième génération étant faible, l'étude ne sera pas menée dans les premiers temps de fonctionnement du détecteur ATLAS donc on peut raisonnablement espérer que l'identification des quarks beaux sera active et de bonne qualité pour les données concernées par cette analyse. D'autre part, les appariements que nous allons devoir faire pour reconstruire le u_4 sont considérablement plus difficiles à réaliser et sources de beaucoup plus d'erreurs dans les cas ne considérant aucun ou un seul jet beau identifié.

Nous allons tout d'abord établir et effectuer des coupures de présélection, afin de sélectionner les événements qui nous intéressent tout en rejetant le bruit de fond. Nous allons ensuite calibrer nos données de la manière présentée dans le paragraphe 4.2 en fonction des coupures de présélection que nous avons effectuées. Nous continuerons en mettant au point

Particules	Nombre d'événements générés	Nombre d'événements final	Efficacité de la coupure sur le lepton (déclenchement)	Efficacité totale
u_4 (240 GeV)	325000	13208	85,0 %	4,1 %
u_4 (320 GeV)	100000	7583	89,0 %	7,7 %
u_4 (400 GeV)	32000	3277	92,1 %	10,2 %
u_4 (480 GeV)	12600	1449	93,5 %	11,1 %
u_4 (560 GeV)	10000	1249	94,7 %	12,5 %
u_4 (640 GeV)	10000	1355	96,0 %	13,5 %
top	2400000	30476	80,7 %	1,3 %

TAB. 5.1 – Efficacités attendues des coupures relatives à l'étude du quark *top*, pour le quark *top* et les quarks u_4 de différentes masses

des méthodes pour apparier les jets légers, afin de former le boson W, puis pour apparier le jet beau à ce W, pour former le quark u_4. Après ces appariements, nous allons enfin étudier notre signal en fonction du bruit de fond.

Les données sur lesquelles va porter cette étude ont été présentées au paragraphe 4.2 et portent sur des quarks u_4 de masses 240, 320, 400, 480, 560 et 640 GeV et sur un lot de quarks *top*.

5.2 Recherche du quark u_4 avec les coupures standards pour l'étude du quark *top*

Le quark *up* de quatrième génération se désintégrant exactement de la même manière que le quark *top*, il paraît logique que les coupures de présélection adaptées au quark top soient aussi adaptées au quark u_4. Nous allons voir dans ce paragraphe les avantages et les défauts de cette approche.

5.2.1 Les coupures de préselection des événements

Les coupures de présélection utilisées pour l'étude du quark top sont les suivantes [105] :
- un lepton isolé d'impulsion transverse supérieure à 20 GeV si c'est un muon et supérieure à 25 GeV dans le cas d'un électron,
- une énergie transverse manquante supérieure à 20 GeV,
- deux jets identifiés beaux d'impulsion transverse supérieure à 40 GeV,
- au moins deux jets légers d'impulsion transverse supérieure à 40 GeV,
- toutes les particules doivent se trouver dans une zone $|\eta| < 2,5$.

Comme nous l'avons déjà dit, le lepton va servir au système de déclenchement. L'efficacité de ces coupures pour les différentes masses de quarks u_4 et le quark top sont présentées dans le tableau 5.1. Nous pouvons noter que, comme on pouvait s'y attendre, ces coupures suppriment plus d'événements quand les masses des particules mères sont faibles que quand elles sont élevées.

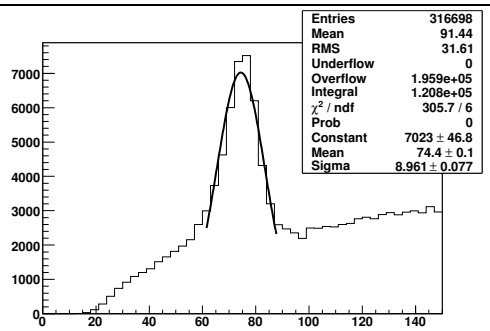


FIG. 5.1 – Masse invarante reconstruite de toutes les combinaisons possibles de dijets pour un quark u_4 de 320 GeV

5.2.2 Le choix des particules et leur appariement

Dans ce paragraphe nous allons présenter notre méthode pour choisir les jets issus du boson W, et le jet beau provenant de la partie hadronique de la désintégration et qui, combiné au boson W, permettra de reconstruire le quark u_4 hadronique. Nous ne nous intéresserons pas, dans le cadre de cette étude, à reconstruire le quark u_4 du coté leptonique, du fait de la méconnaissanse des propriétés du neutrino relatif à cette partie de la désintégration. Dans cette partie, nous faisons le choix d'une méthode d'appariement indépendante du type ou de la masse de la particule que l'on étudie. Les méthodes que l'on va choisir devra dont choisir la bonne paire de jets formant le boson W et le bon jet beau hadronique dans plus de 50 % des cas quelque soit la masse du quark u_4 générée. Une fois que cette contrainte est respectée nous choisirons les méthodes qui donnent, en moyenne sur toutes les masses, la meilleure qualité.

5.2.2.1 Appariement des jets légers, reconstruction du boson W

Afin de trouver, parmi toutes les combinaisons possibles d'appariement entre deux jets légers, celle qui provient de la désintégration d'un boson W, nous testons plusieurs variables potentiellement discriminantes. Cette étude est menée dans le cas où le nombre de jets légers est supérieur à deux, ce qui représente entre 40 et 50 % des cas. Quand le nombre de jets légers est égal à deux, le W est formé avec ces deux jets et il n'y a pas de choix de combinaison à faire. Pour que notre étude ne soit pas perturbée par les transformations de Lorentz relatives aux différentes étapes de la désintégration, nous nous placerons dans différents référentiels de centre de masse.

Les différentes variables qui nous ont paru être les plus pertinentes sont :

- la différence entre la masse invariante de la paire de jets candidats et le pic de la distribution des masses invariantes de toutes les paires de jets possibles sur tout le lot (voir figure 5.1) (ΔM_{jj}). La combinaison retenue est celle qui a la valeur la plus faible.
- l'angle entre les jets (ΔR_{jj}). La combinaison retenue est celle qui a l'angle le plus faible.
- l'impulsion de la paire de jets (p_{jj}). On retient la combinaison avec l'impulsion la plus grande.
- l'impulsion transverse de la paire de jets ($p_{t_{jj}}$). La combinaison retenue est celle donnant

Lot de données ou masse du u_4	Référentiel du laboratoire				Référentiel $jjbb$			Référentiel $jjbbl$		
	ΔM_{jj}	ΔR_{jj}	p_{jj}	$p_{t_{jj}}$	ΔR_{jj}	p_{jj}	$p_{t_{jj}}$	ΔR_{jj}	p_{jj}	$p_{t_{jj}}$
240 GeV	90	85	47	63	86	45	62	85	42	60
320 GeV	90	88	58	73	87	56	72	87	55	68
400 GeV	91	88	60	74	87	58	73	86	56	71
480 GeV	91	90	63	78	90	65	75	89	64	75
560 GeV	90	93	57	75	91	64	75	91	66	73
640 GeV	89	95	61	80	92	62	79	90	63	76
top	84	75	34	48	74	32	44	71	29	43
top simulation complète [103]	86	74	35	48	71	32	44			

TAB. 5.2 – Pureté (en %) de l'appariement des jets composants le boson W, pour différents paramètres discriminants, pour le quark *top* et différentes masses du quark u_4, dans différents référentiels de centre de masse. La dernière ligne montre les résultats en simulation complète pour le quark *top*

la valeur la plus élevée.

Les autres variables que nous avons étudié mais ne donnant pas de résultats concluants sont :

- l'énergie de la paire de jets (E_{jj}). On conserve la paire ayant l'énergie la plus faible.
- l'angle entre le candidat W et le lepton (ΔR_{lW}). Les candidats choisis sont ceux donnant l'angle le plus grand.

Nous étudions ces différents paramètres discriminants dans trois référentiels de centre de masse :

- le référentiel du laboratoire,
- le référentiel de centre de masse des deux jets légers candidats et des deux jets beaux ($jjbb$),
- le référentiel de centre de masse des deux jets légers candidats, des deux jets beaux et du lepton ($jjbbl$).

Nous ne présenterons que les résultats potentiellement intéressants issus des ces analyses.

Les résultats de ces différents tests sont présentés dans le tableau 5.2. Nous concluons donc que le paramètre déterminant est la différence la plus faible entre la masse invariante de la paire de jets candidats et le pic de la distribution des masses invariantes de toutes les paires de jets possibles (ΔM_{jj}). Cette méthode permet de choisir la bonne paire issue du boson W dans 90 % des cas environ. On peut tout de même noter que l'angle le plus faible entre les jets (ΔR_{jj}) peut aussi être une variable discriminante appréciable. De plus, on peut observer que les résultats que nous obtenons en simulation rapide sont compatibles avec ceux obtenus en simulation complète pour l'étude du quark *top*. La dernière remarque que l'on peut faire est que la méthode la plus efficace pour apparier les jets légers, dans l'étude des quarks de quatrième génération, est la même que celle retenue pour les études du quark *top*.

5.2.2.2 Choix du jet beau provenant du quark u_4

Dans ce paragraphe nous souhaitons choisir entre les deux jets beaux celui qui, combiné au boson W trouvé précédemment, permet de reconstruire le quark u_4 hadronique. Ici encore,

nous allons étudier plusieurs critères discriminants dans plusieurs référentiels de centre de masse.

Ces différents facteurs sont :

- la masse invariante du boson W et du candidat jet beau (M_{jjb}),
- l'énergie de la paire lepton-candidat jet beau (E_{lb}),
- l'impulsion de la paire lepton-candidat jet beau (p_{lb}),
- l'impulsion transverse de la paire lepton-candidat jet beau ($p_{t_{lb}}$),
- l'angle entre le lepton et le candidat jet beau (ΔR_{lb}),
- l'énergie de la paire boson W-candidat jet beau (E_{jjb}),
- l'impulsion de la paire boson W-candidat jet beau (p_{jjb}),
- l'impulsion transverse de la paire boson W-candidat jet beau ($p_{t_{jjb}}$),
- l'angle entre le boson W et le candidat jet beau (ΔR_{Wb}),
- l'énergie du candidat jet beau (E_b),
- l'impulsion du candidat jet beau (p_b),
- l'impulsion transverse du candidat jet beau (p_{t_b}),

Nous étudions tous ces paramètres discriminants dans les référentiels de centre de masse suivants :

- le référentiel du laboratoire,
- le référentiel de centre de masse des deux jets légers et des deux jets beaux ($jjbb$),
- le référentiel de centre de masse des deux jets légers, des deux jets beaux et du lepton ($jjbbl$),
- le référentiel de centre de masse du lepton et des deux jets beaux (bbl),
- le référentiel de centre de masse du lepton et des deux jets légers (jjl),
- le référentiel de centre de masse des deux jets beaux (bb).

Nous voyons, sur le tableau 5.3 traduisant les résultats obtenus pour tous ces tests, qu'il paraît difficile de choisir avec une grande efficacité le jet initié par le quark beau hadronique sur toute la gamme en masse. Nous choisissons la solution qui respecte au mieux les contraintes que nous nous sommes fixés, consistant à considérer comme jet beau hadronique celui dont l'énergie de la paire boson W-candidat jet beau est la plus élevée (E_{jjb}), dans le référentiel de centre de masse des deux jets beaux. Cette méthode de sélection permet de choisir le jet beau hadronique dans au minimum 65 % des cas. Nous voyons ici que la méthode utilisée dans l'étude du quark *top*, consistant à utiliser l'angle minimal entre le boson W et le candidat jet beau (ΔR_{Wb}) dans le référentiel du laboratoire [103], ne peut pas être utilisée sur toute la gamme en masse.

Suite à ces appariements, nous reconstruisons le bon u_4 hadronique dans 55 % des cas où on a un choix à faire concernant les jets du boson W. Ce résulat monte à 61% si l'on considère tous les événements. C'est la sélection des jets beaux qui est la moins efficace et qui réduit l'efficacité dans le choix des bons jets originaires du u_4. Nous verrons plus tard comment améliorer ceci.

5.2.3 Le signal

Nous allons maintenant appliquer les coupures de présélection ainsi que les méthodes d'appariement sur les différents lots de données de désintégration de paires de quarks u_4. Suite à ceci la calibration est appliquée. Il faut noter que nous ne gardons que les événements

Lot de données ou masse du u_4	M_{jjb}	E_{lb}	$p_{t_{lb}}$	p_{lb}	ΔR_{lb}	E_{jjb}	$p_{t_{jjb}}$	p_{jjb}	ΔR_{Wb}	E_b	p_b	p_{t_b}
	Référentiel du laboratoire											
240 GeV	73	59	64	66	60	59	65	60	68	59	59	61
320 GeV	63	56	57	60	51	56	58	56	58	56	56	58
400 GeV	56	55	53	56	46	55	53	52	52	55	55	54
480 GeV	49	49	47	51	44	49	50	54	47	49	49	48
560 GeV	46	49	44	49	39	49	47	52	42	49	49	48
640 GeV	43	49	42	51	41	49	46	49	39	49	49	47
top	89	61	79	72	78	61	83	69	87	61	61	66
	Référentiel $jjbb$											
240 GeV	73	66	67	76	60	66	67	76	69	66	66	63
320 GeV	63	60	59	68	51	60	59	68	60	60	60	57
400 GeV	56	55	54	61	45	55	54	61	53	55	55	53
480 GeV	49	48	47	54	43	48	47	54	46	48	48	45
560 GeV	46	47	45	53	40	47	45	53	43	47	47	43
640 GeV	43	43	42	48	39	43	42	48	42	43	43	41
top	89	75	86	91	81	75	86	91	88	75	75	74
	Référentiel $jjbbl$											
240 GeV	73	73	66	75	60	73	67	73	73	73	73	67
320 GeV	63	63	58	67	51	63	58	63	63	63	63	58
400 GeV	56	56	53	59	45	56	52	56	56	56	56	52
480 GeV	49	49	47	54	42	49	44	49	47	49	49	44
560 GeV	46	46	44	52	40	46	41	46	46	46	46	41
640 GeV	43	43	42	48	39	43	38	43	42	43	43	38
top	89	89	85	90	81	89	85	89	88	89	89	85
	Référentiel bbl											
240 GeV	73	44	50	56	55	44	65	75	68	44	44	50
320 GeV	63	52	44	48	48	52	56	66	58	52	52	56
400 GeV	56	54	42	46	45	54	52	59	52	54	54	58
480 GeV	49	53	44	47	47	53	46	52	45	53	53	56
560 GeV	46	54	45	46	46	54	43	50	42	54	54	55
640 GeV	43	53	44	47	45	53	40	45	39	53	53	56
top	89	28	68	72	72	28	84	90	87	28	28	32
	Référentiel jjl											
240 GeV	73	66	67	72	63	66	61	58	62	66	66	64
320 GeV	63	60	58	62	53	60	62	60	54	60	60	58
400 GeV	56	55	52	55	47	55	59	58	48	55	55	54
480 GeV	49	48	46	48	42	48	53	53	44	48	48	46
560 GeV	46	47	42	45	39	47	54	52	41	47	47	44
640 GeV	43	43	40	42	35	43	52	50	38	43	43	43
top	89	75	85	89	84	75	51	50	82	75	75	75
	Référentiel bb											
240 GeV	73	62	50	56	53	67	64	73	70	-	-	-
320 GeV	63	62	45	48	47	66	56	63	61	-	-	-
400 GeV	56	63	43	46	45	66	50	56	54	-	-	-
480 GeV	49	61	43	47	45	66	45	49	46	-	-	-
560 GeV	46	65	44	46	46	69	41	46	43	-	-	-
640 GeV	43	63	44	47	46	65	38	43	39	-	-	-
top	89	62	68	72	71	67	83	89	87	-	-	-

TAB. 5.3 – Pureté (en %) de la sélection du jet beau hadronique, pour différents paramètres discriminants, pour le quark *top* et différentes masses du quark u_4, dans différents référentiels de centre de masse.

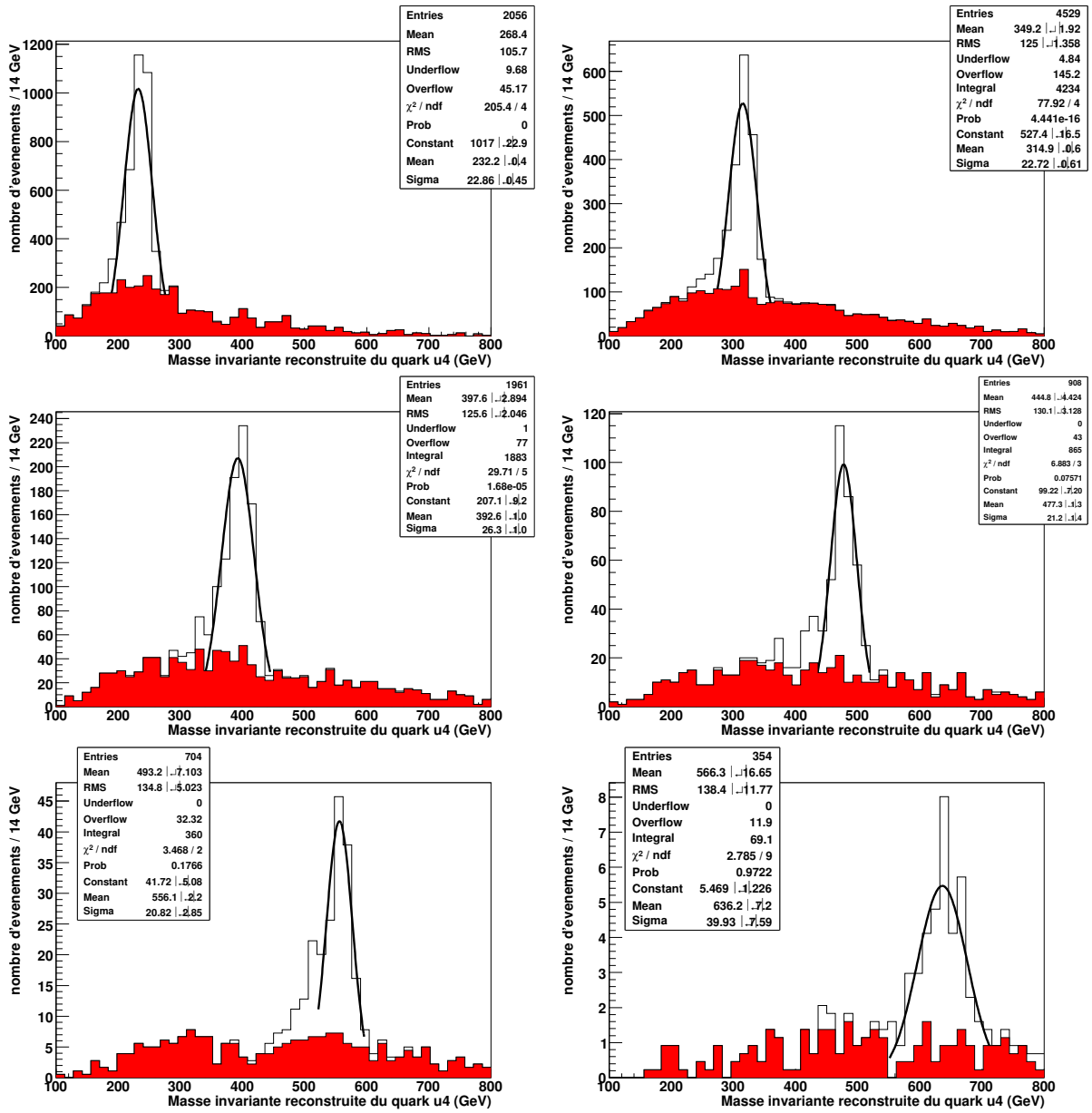


FIG. 5.2 – Masses invariantes reconstruites des candidats quarks u_4 de masses 240, 320, 400, 480, 560 et 640 GeV respectivement, de gauche à droite et de haut en bas. Le signal est en blanc et le bruit de fond combinatoire en gris

dont la masse reconstruite du boson W se situe dans un intervalle de 1 σ (environ $\pm 6,5\ GeV$) autour de la masse mesurée, afin d'assurer la pureté du lot. Les résultats de cette analyse sont présentés sur la figure 5.2. On voit tout d'abord que les valeurs des masses reconstruites sont compatibles avec celles générées. On peut aussi remarquer la présence de queues sur les distributions en masse invariante, dues au bruit de fond combinatoire. On peut enfin noter l'asymétrie du pic de masse invariante relative aux désintégrations semi-leptoniques des jets beaux comme explicitées dans le paragraphe 4.2.2. Le nombre d'événements qui passent les coupures est présenté dans le tableau 5.4.

5.2.4 Le bruit de fond

Il existe plusieurs types de bruit de fond. Tout d'abord, le fait de mal apparier les objets constitue le bruit de fond combinatoire. Ce bruit de fond est propre à notre méthode d'analyse et ne peut être réduit qu'en trouvant des méthodes d'appariement plus efficaces.

Ensuite il existe un bruit de fond physique. Celui-ci provient des autres processus physiques produisant un état final pouvant être assimilé à l'état final de la désintégration qui nous intéresse. Dans notre cas nous allons regarder trois types de bruit de fond physique : le processus $W + n\ partons$, la désintégration de paires de quarks *top* et la désintégration de paires de quarks d_4.

5.2.4.1 Le bruit de fond $W + n\ partons$

Le bruit de fond *boson* $W + n\ partons$ peut être perturbant si le boson W se désintègre de manière leptonique en lepton et neutrino. Nous allons étudier le cas où n est égal à 3, 4 ou 5. Le cas $n = 4$ est celui où on se retrouve avec autant de jets dans l'état final que pour notre signal. Nous allons tout de même étudier le cas avec $n = 3$ car un des partons peut émettre un gluon dans l'état initial ou dans l'état final, portant à 4 le nombre de jets dans l'état final. De plus, ce cas correspond à une plus grande statistique. Enfin le cas avec $n = 5$ nous intéresse car, même avec une faible statistique, les jets ont plus de chance de passer les coupures de présélection sur l'impulsion transverse.

On dispose pour tester ce bruit de fond de 143500 événements issus de la simulation rapide correspondants à 0,454 fb^{-1}[a]. Suite à l'établissement des coupures de présélection établies au paragraphe 5.2.2, nous constatons que seulement 6 événements passent les coupures. Ce résultat nous laisse à penser que ce bruit de fond ne posera pas de problèmes à notre analyse. En effet, ces 6 événements correspondent à 132 événements pour une luminosité intégrée de 10 fb^{-1}. La distibution en masse invariante de ces événements est visible sur les figures 5.5. Ceci est confimé par les études menées sur le bruit de fond *boson* $W + n\ partons$ dans le cadre de la mesure de la masse du quark top [103] evaluant l'effet de ce bruit de fond à 0.1%.

5.2.4.2 Le bruit de fond des désintégrations de paires de quarks *top*

Le bruit de fond *top* ($t\bar{t} \rightarrow Wb\ Wb \rightarrow l\nu b\ jjb$) est le bruit de fond attendu comme le plus important. En effet, avec exactement les mêmes désintégrations et donc les mêmes particules

[a] générés avec AlpGen :
mc12.008241.AlpgenJimmyWenuNp3_pt20_filt3jet.atlfast.AOD.v12000602_tid007376._00001.pool.root.2
à mc12.008247.AlpgenJimmyWmunuNp5_pt20_filt3jet.atlfast.AOD.v12000602_tid007373._00002.pool.root.1

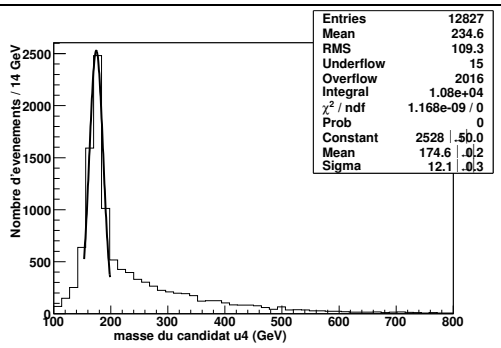


FIG. 5.3 – Masse invariante reconstruite des candidats u_4 issus du quark *top* généré avec une masse de 175 GeV

Masse du u_4 (GeV)	Evénements de signal (10 fb^{-1})	Evénements combinatoires (10 fb^{-1})	Evénements *top* (10 fb^{-1})	Evénements $W + n$ *partons* (10 fb^{-1})	Evénements d_4 (10 fb^{-1})
240	2713	1201	2170	110	-
320	1391 (1437)	653,4 (675)	1 257	22	702
400	680	308	960	-	245
480	282	84	362	-	68
560	122,5 (220)	35,6 (64)	200	-	32
640	53,5 (234)	18,8 (82)	170	-	6,2

TAB. 5.4 – Nombre d'événements *top*, $W + n$ *partons*, d_4 et u_4 dans la fenêtre de 2 σ autour de la valeur de la masse du quark u_4, pour une luminosité intégrée de 10 fb^{-1}

dans l'état final, il paraît difficile de le supprimer complètement. Plus de 8 millions de paires $t\bar{t}$ devraient être produites dans ATLAS par année de fonctionnement, donnant un poids statistique écrasant à ce processus.

Nous utilisons, afin d'estimer l'importance de ce bruit de fond, les données présentées au paragraphe 4.2 ($10fb^{-1}$), sur lesquelles nous appliquons les mêmes coupures de présélection et les mêmes méthodes d'appariement que pour le signal. Nous obtenons ainsi les résultats de la figure 5.3 traduits dans le tableau 5.4, nous montrant l'importance de ce bruit de fond dans le cadre de cette analyse.

5.2.4.3 Le bruit de fond des désintégrations de paires de quarks d_4

S'il y a production de u_4, il y a forcement, d'après le modèle démocratique, production de d_4 dans les mêmes proportions. Comme nous l'avons vu sur la figure 2.13 le quark d_4 se désintègre en quark *top* et en boson W si sa masse est suppérieure à 255 GeV. Nous obtenons donc la chaîne de désintégration suivante :

$$d_4\bar{d}_4 \rightarrow tW\ tW \rightarrow bWW\ bWW$$

Chaque boson W peut se désintégrer de manière leptonique ou hadronique. Si nous appliquons notre annalyse sur des lots de d_4 nous allons recontruire des candidats u_4 qui auront

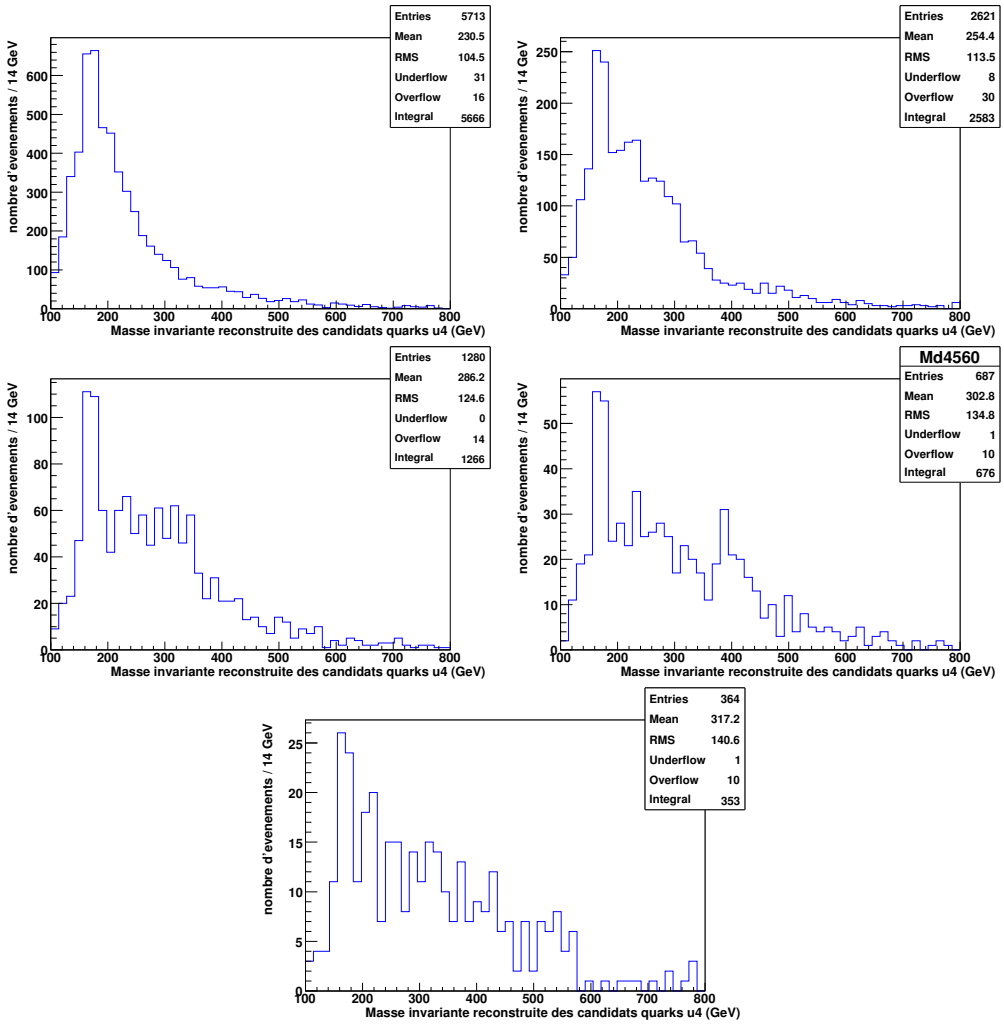


FIG. 5.4 – Masse invarante reconstruite des candidats u_4 issus des quarks d_4 généré avec des masses de 320, 400, 480, 560 et 640 GeV

une masse égale à celle du quark *top* puisque qu'il manquera la contribution d'un boson W pour reconstruire le quark d_4. Cette masse sera entachée d'un fort bruit de fond combinatoire lié à la présence de nombreux jets dans l'état final. Nous pouvons voir les résultats de cette étude sur la figure 5.4 et dans le tableau 5.4.

5.2.5 Résultats

Nous pouvons voir sur la figure 5.5 le résultat que nous obtenons lorsque l'on combine le signal et les bruits de fond normalisés à une luminosité intégrée de 10 fb^{-1}. On peut tout d'abord noter que le bruit de fond $W + n$ *partons* est tout à fait négligeable devant tous les autres. La deuxième chose qui nous frappe est l'importance considérable du bruit de fond dû aux désintégrations des paires de quarks *top*. Notre signal est visible pour les masses relativement faibles de quark u_4 (240 à 400 GeV) mais devient très difficile à percevoir ensuite. Nous calculons le potentiel de découverte du quark u_4 en effectuant le rapport entre

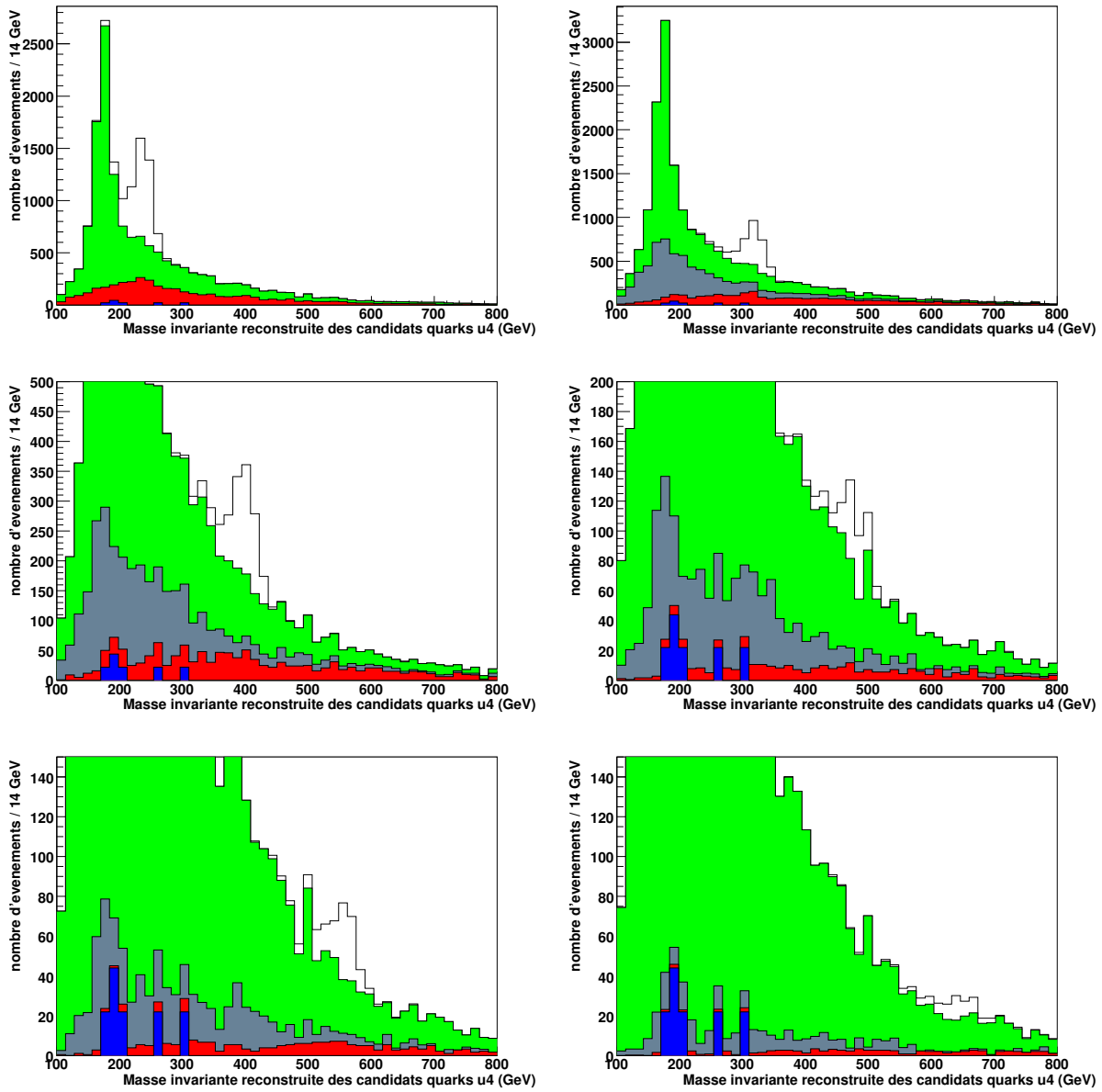


FIG. 5.5 – Masse invariante des candidats quarks u_4, normalisée pour une luminosité intégrée de $10fb^{-1}$, avec le signal en blanc, le bruit de fond lié au quark *top* en gris clair, le bruite de fond lié au quark d_4 en gris intermédiaire, le bruit de fond combinatoire en gris foncé et le bruit de fond lié au $W + n$ *partons* en noir, pour des masses du u_4 et du d_4 de 240, 320, 400, 480, 560 et 640 GeV respectivement de gauche à droite et de haut en bas

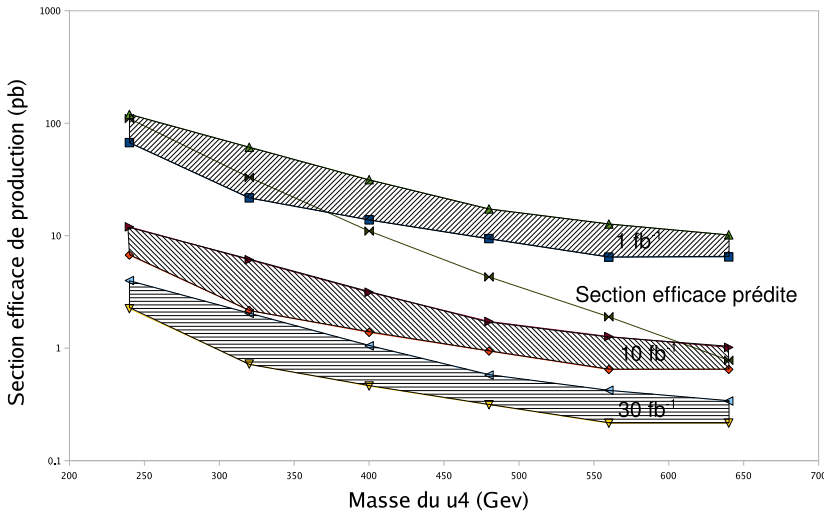


FIG. 5.6 – Potentiel de découverte à 5 σ du quark u_4 dans le modèle démocratique

le nombre d'événements u_4, qu'ils soient du signal ou combinatoire, et la racine carrée du nombre d'événements *top* et $W + n$ *partons* dans une fenètre de 2σ autour de la masse du u_4 (voir tableau 5.4).

La figure 5.6 traduit ce potentiel de découverte à 5σ nous indiquant que l'on peut découvrir le quark u_4 dans cette configuration jusqu'à des masses de l'ordre de 600 GeV pour une luminosité intégrée de 10 fb^{-1}. Sur cette figure des bandes sont limitées en haute par le potentiel de découverte du quark u_4. Ce potentiel de découverte considère les quarks u_4 bien reconstruits comme signal par rapport à tous le bruits de fond étudiés. La limite basse de ces bandes est relatives aux effet d'une quatrième génération considérant comme signal les quarks u_4 bien reconstruits mais aussi le bruit de fond combinatoire lié à ces u_4 et de bruit de fond d_4.

Nous pouvons donc conclure que notre étude est satisfaisante jusqu'à une certaine masse, mais que ceci pourrait être amélioré en supprimant davantage le bruit de fond lié au quark *top*, polluant l'analyse même à haute masse. Le fait d'utiliser des coupures adaptées à l'étude du quark *top* amplifie l'effet apporté par son fort taux de production. Il faut donc trouver une autre méthode, optimisant le rapport $\frac{S}{\sqrt{B}}$ vis à vis du bruit de fond $t\bar{t}$, pour sélectionner et assembler nos particules dans l'état final, en vue d'un meilleur potentiel de découverte sur toute la gamme en masse.

5.3 Recherche du quark u_4 avec les coupures optimisées

Nous venons de voir que la recherche du quark *up* de quatrième génération passe par des coupures adaptées permettant principalement de limiter les effets du bruit de fond lié au

Masse du u_4 (GeV)	240	320	400	480	560	640
Coupure sur l'impulsion transverse du jet léger (GeV)	40	40	50	50	60	60
Coupure sur l'impulsion transverse du jet beau (GeV)	50	90	120	160	190	220

TAB. 5.5 – Coupures sur les jets légers et sur les jets beaux permettant d'obtenir le meilleur rapport $\frac{S}{\sqrt{B}}$ pour les différentes masses du quark u_4

quark *top*. Ce sera l'objet de cette section, où nous allons revisiter les critères de présélection et d'appariement des particules.

5.3.1 Etablissement des coupures de présélection

Afin de déterminer les coupures de présélection appropriées, nous allons essayer d'optimiser le rapport $\frac{S}{\sqrt{B}}$ avec les événements de désintégration des quarks u_4 comme signal et ceux du quark *top* comme bruit de fond. Nous demandons également à ce que le nombre d'événements u_4 présélectionnés soit de 60 au minimum pour garantir qu'après appariement, 10 événements au minimum seront bien reconstruits dans le lot final. Pour cela nous allons chercher où ce rapport est le plus important pour chaque masse de quark u_4, en fonction de coupures sur l'impulsion transverse des quarks légers et sur l'impulsion transverse des quarks beaux, s'étendant de 40 à 500 GeV. Les résultats de cette recherche sont montrés sur la figure 5.7.

Nous observons donc sur le tableau 5.5, un déplacement du point où le rapport $\frac{S}{\sqrt{B}}$ est le meilleur en fonction de la masse du quark. Nous ne pouvons donc pas traiter de la même manière les quarks u_4 de basses masses et ceux de hautes masses. Afin de ne pas multiplier les études nous ne souhaitons définir que deux domaines de masses. Nous devons donc avoir une zone de recouvrement pour que notre étude s'étende sur toute notre gamme en masses.

Au vu des résultats, nos deux domaines dits "basses masses" et "hautes masses" auront pour limites de 240 à 400 GeV et de 400 à 640 GeV. Les coupures que nous avons choisies pour le domaine des basses masses sont de 40 GeV sur l'impulsion transverse des jets légers et 70 GeV sur celle des jets beaux. En ce qui concerne celles réalisées sur le domaine des hautes masses elles seront de 50 GeV sur l'impusion transverse des jets légers et de 170 GeV sur celle des jets beaux.

Les efficacités relatives à ces coupures sont présentées dans le tableau 5.6, montrant l'amélioration par rapport au jeu de coupures relatives à l'étude du quark *top* (tableau 5.1).

5.3.2 Le choix des particules et leur appariement

Les coupures étant changées, il se peut que les méthodes de choix et d'appariement des particules de l'état final le soient aussi. C'est ce que nous allons voir dans ce paragraphe, pour les jeux de coupures basses et hautes masses.

5.3.2.1 Appariement des jets légers, reconstruction du boson W

Afin de sélectionner et d'apparier les deux jets légers formant le boson W, nous souhaitons tester les mêmes paramètres discriminants que dans le paragraphe 5.2.2.1, avec les mêmes

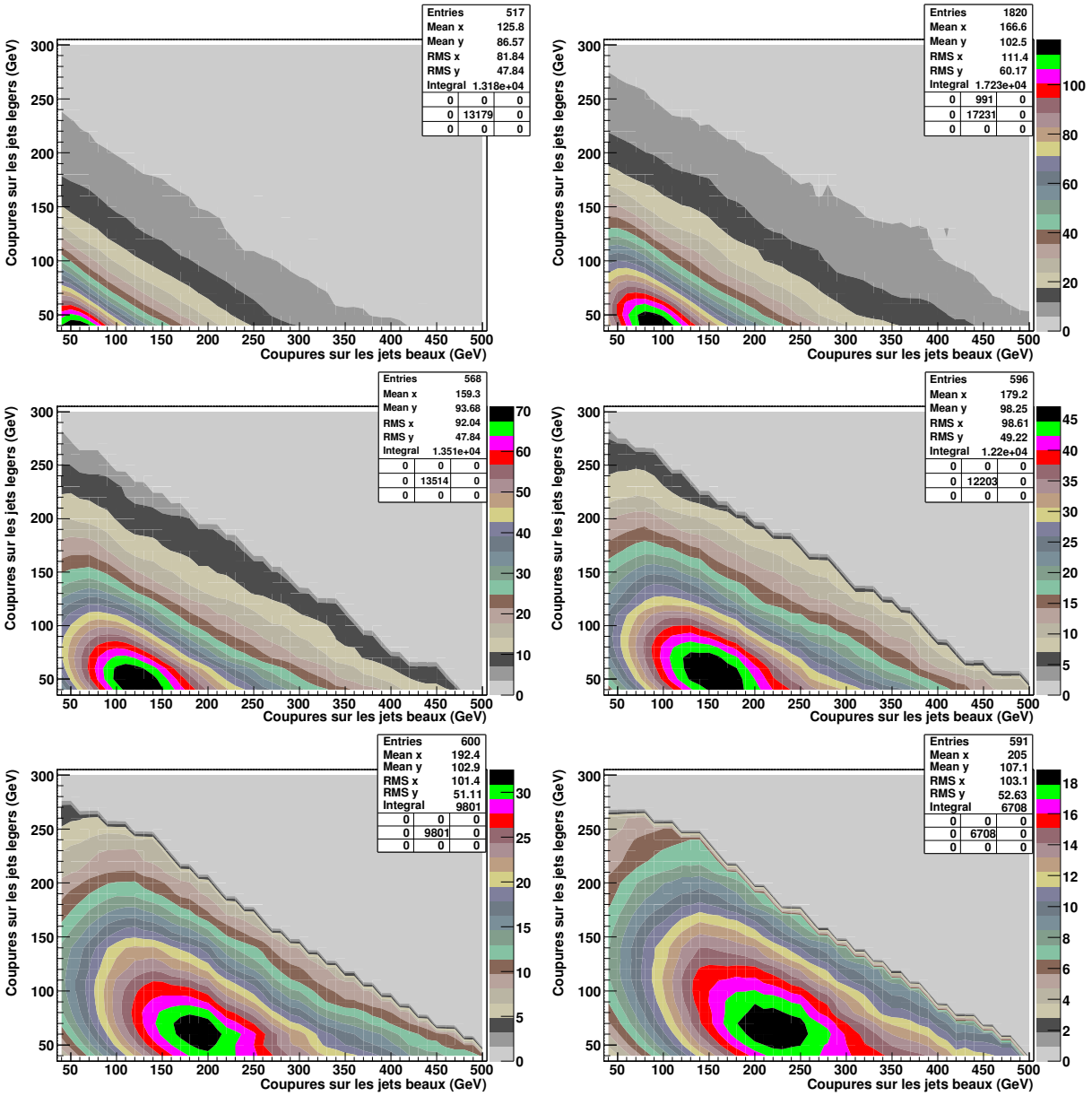


FIG. 5.7 – Signal u_4 sur la racine carrée du nombre d'événements $t\bar{t}$ en fonction des coupures sur l'impulsion transverse des quarks légers et sur l'impulsion transverse des quarks beaux, pour des masses de quarks u_4 de 240, 320, 400, 480, 560 et 640 GeV, de gauche à droite et de haut en bas

Particules	Nombre d'événements initial	Nombre d'événements final	Efficacité finale
Jeu de coupures basses masses			
240 GeV	325000	6679	2,1 %
320 GeV	100000	5294	5,3 %
400 GeV	32000	2656	8,3 %
top	2400000	11104	0,46 %
Jeu de coupures hautes masses			
400 GeV	32000	1344	4,2 %
480 GeV	12600	867	6,7 %
560 GeV	10000	895	8,9 %
640 GeV	10000	1204	12,4 %
top	2400000	2454	0,10 %

TAB. 5.6 – Efficacités attendues des coupures en impulsion transverse sur les jets légers et les jets beaux, pour les basses masses et pour les hautes masses, pour le quark *top* et les quarks u_4 de différentes masses

Masse du u_4	Référentiel du laboratoire				Référentiel $jjbb$			Référentiel $jjbbl$		
	ΔM_{jj}	ΔR_{jj}	p_{jj}	$p_{t_{jj}}$	ΔR_{jj}	p_{jj}	$p_{t_{jj}}$	ΔR_{jj}	p_{jj}	$p_{t_{jj}}$
Coupures basses masses										
240 GeV	84	75	38	48	74	34	46	73	50	46
320 GeV	86	79	47	57	78	45	55	78	44	53
400 GeV	83	79	51	61	80	51	60	79	38	57
Coupures hautes masses										
400 GeV	86	78	49	51	79	36	49	79	35	51
480 GeV	89	84	50	57	86	50	58	86	51	54
560 GeV	88	93	44	66	91	53	65	90	54	60
640 GeV	87	92	41	69	91	57	67	90	58	65

TAB. 5.7 – Pureté (en %) de la sélection des jets composants le boson W, pour différents paramètres discriminants et différentes masses du quark u_4, dans différents référentiels de centre de masse, et avec les jeux de coupures pour les cas basses et hautes masses

référentiels. Ici encore nous ne présenterons que les résultats succeptibles de nous intéresser.

En ce qui concerne la coupure basses masses, on pourrait penser que les résultats précédents restent valables, puisque la coupure sur l'impulsion transverse des jets légers reste la même à 40 GeV. Nous devons cependant nous méfier de l'effet de la coupure de présélection sur les jets beaux qui, en passant à 70 GeV, peut avoir entraîné des modifications des propriétés sur le lot de jets légers. Les résultats du tableau 5.7 montrent que la différence la plus faible entre la masse invariante de la paire de jets candidats et le pic de la distribution des masses invariantes de toutes les paires de jets possibles (ΔM_{jj}) reste donc, là encore, le meilleur moyen de trouver les deux jets issus du boson W. Les deux jets provenant du boson W sont bien identifiés dans plus de 83 % des cas.

Les résultats concernant la coupure hautes masses sont aussi présentés dans le tableau 5.7. Ici encore, la différence de masse avec le boson W permet un bon appariement des jets issus du boson W (ΔM_{jj}) avec une pureté moyenne supérieure à 87 %. Nous adopterons donc cette méthode afin d'apparier les jets légers pour reconstruire le boson W. On peut toutefois noter que l'angle le plus faible entre les jets (ΔR_{jj}) est la méthode la plus efficace en ce qui concerne les très hautes masses (560 et 640 GeV).

5.3.2.2 Choix du jet beau provenant du quark u_4

Pour la sélection du jet beau à associer avec le boson W qui se désintègre de manière hadronique, nous allons appliquer la même méthode que dans le paragraphe 5.2.2.2. Nous nous attendons, ici aussi, à des changements étant données les grandes modifications sur la coupure de présélection sur le jet beau.

Nous nous intéressons tout d'abord au choix du jet beau hadronique dans le cas des coupures pour les basses masses. Les résultats sont présentés dans le tableau 5.8. Les meilleures méthodes afin de discriminer le jet beau hadronique sont l'impulsion de la paire boson W-candidat jet beau (p_{jjb}) la plus grande et l'impulsion de la paire lepton-candidat jet beau (p_{lb}) la plus faible, toutes les deux dans le référentiel de centre de masse des deux jets légers plus des deux jets beaux ($jjbb$). Comme elles sont équivalentes, nous choisissons la méthode mettant en jeu le lepton. Nous avons, dans ce cas, une pureté de sélection en moyenne de 72% mais relativement dépendante de la masse du quark u_4.

Nous souhaitons maintenant choisir le jet beau hadronique dans le cas des coupures pour les hautes masses. Le tableau 5.9 montre que l'énergie la plus grande de la paire boson W-candidat jet beau (E_{jjb}) dans le référentiel de centre de masse des deux jets beaux permet de choisir le jet beau hadronique dans environ 66 % des cas. Cette méthode, même si elle n'est pas tout à fait satisfaisante du fait de sa pureté relativement faible, reste la plus stable sur le domaine des hautes masses. Ce résultat est identique à celui obtenu au paragraphe 5.2.2.2.

5.3.2.3 Résumé des appariements suivant le jeu de coupures

Nous pouvons conclure ce paragraphe en disant que la manière de sélectionner les jets légers reste la même quelque soit le jeu de coupures employé. On utilise la différence la plus faible entre la masse invariante de la paire de jets candidats et le pic de la distribution des masses invariantes de toutes les paires de jets possibles (ΔM_{jj}) afin d'apparier les jets légers et de reconstruire le boson W.

	M_{jjb}	E_{lb}	$p_{t_{lb}}$	p_{lb}	ΔR_{lb}	E_{jjb}	$p_{t_{jjb}}$	p_{jjb}	ΔR_{Wb}	E_b	p_b	p_{t_b}
Masse du u_4	Référentiel du laboratoire											
240 GeV	81	58	69	68	66	58	72	64	78	58	58	61
320 GeV	66	56	57	60	54	56	59	58	62	56	56	58
400 GeV	60	57	54	57	47	57	54	52	56	57	57	56
	Référentiel $jjbb$											
240 GeV	81	70	74	83	68	70	74	83	78	70	70	67
320 GeV	66	61	60	70	54	61	60	70	63	61	61	57
400 GeV	60	58	56	63	46	58	56	63	57	58	58	55
	Référentiel $jjbbl$											
240 GeV	81	81	73	81	68	81	74	81	80	81	81	74
320 GeV	66	66	59	69	54	66	59	66	65	66	66	59
400 GeV	60	60	54	62	45	60	55	60	60	60	60	55
	Référentiel bbl											
240 GeV	81	36	59	64	62	36	73	83	78	36	36	41
320 GeV	66	49	46	51	51	49	58	68	61	49	49	54
400 GeV	60	54	41	46	44	54	54	62	56	54	54	59
	Référentiel jjl											
240 GeV	81	70	73	78	72	70	58	56	70	70	70	67
320 GeV	66	61	59	64	57	61	62	59	57	61	61	59
400 GeV	60	58	55	59	49	58	61	60	50	58	58	56
	Référentiel bb											
240 GeV	81	62	59	64	62	65	71	81	78	-	-	-
320 GeV	66	62	47	51	50	65	58	66	63	-	-	-
400 GeV	60	63	41	46	44	66	53	60	58	-	-	-

TAB. 5.8 – Pureté de la sélection du jet beau hadronique, pour différents paramètres discriminants, et différentes masses du quark u_4, dans différents référentiels de centre de masse, avec le jeu de coupures pour le cas basses masses

Masse du u_4	M_{jjb}	E_{lb}	$p_{t_{lb}}$	p_{lb}	ΔR_{lb}	E_{jjb}	$p_{t_{jjb}}$	p_{jjb}	ΔR_{Wb}	E_b	p_b	p_{t_b}
	Référentiel du laboratoire											
400	72	56	61	62	59	56	65	60	71	56	56	57
480	57	48	51	54	50	48	51	59	56	48	48	51
560	54	53	47	53	45	53	50	49	49	53	53	54
640	47	51	44	54	42	51	43	47	41	51	51	50
	Référentiel $jjbb$											
400	72	64	67	75	60	64	67	75	71	64	64	63
480	57	53	51	61	50	53	51	61	55	53	53	50
560	54	52	49	58	44	52	49	58	50	52	52	48
640	47	45	42	47	41	45	42	47	43	45	45	43
	Référentiel $jjbbl$											
400	72	72	65	74	59	72	68	72	71	72	72	68
480	57	57	51	61	49	57	50	57	56	57	57	50
560	54	54	49	58	44	54	48	54	53	54	54	48
640	47	47	41	48	40	47	41	47	45	47	47	41
	Référentiel bbl											
400	72	41	50	59	56	41	67	75	71	41	41	50
480	57	48	45	52	50	48	51	60	54	48	48	55
560	54	52	43	48	47	52	47	56	49	52	52	57
640	47	51	42	49	46	51	40	47	40	51	51	58
	Référentiel jjl											
400	72	64	66	69	63	64	58	58	62	64	64	63
480	57	53	50	55	49	53	51	53	51	53	53	49
560	54	52	49	52	48	52	59	54	46	52	52	51
640	47	45	42	45	36	45	54	50	40	45	45	45
	Référentiel bb											
400	72	62	50	59	55	65	67	72	71	-	-	-
480	57	62	44	52	48	66	50	57	54	-	-	-
560	54	67	43	48	45	69	46	54	51	-	-	-
640	47	62	42	49	45	64	39	47	43	-	-	-

TAB. 5.9 – Pureté de la sélection du jet beau hadronique, pour différents paramètres discriminants, différentes masses du quark u_4, dans différents référentiels de centre de masse, avec le jeu de coupures pour le cas hautes masses

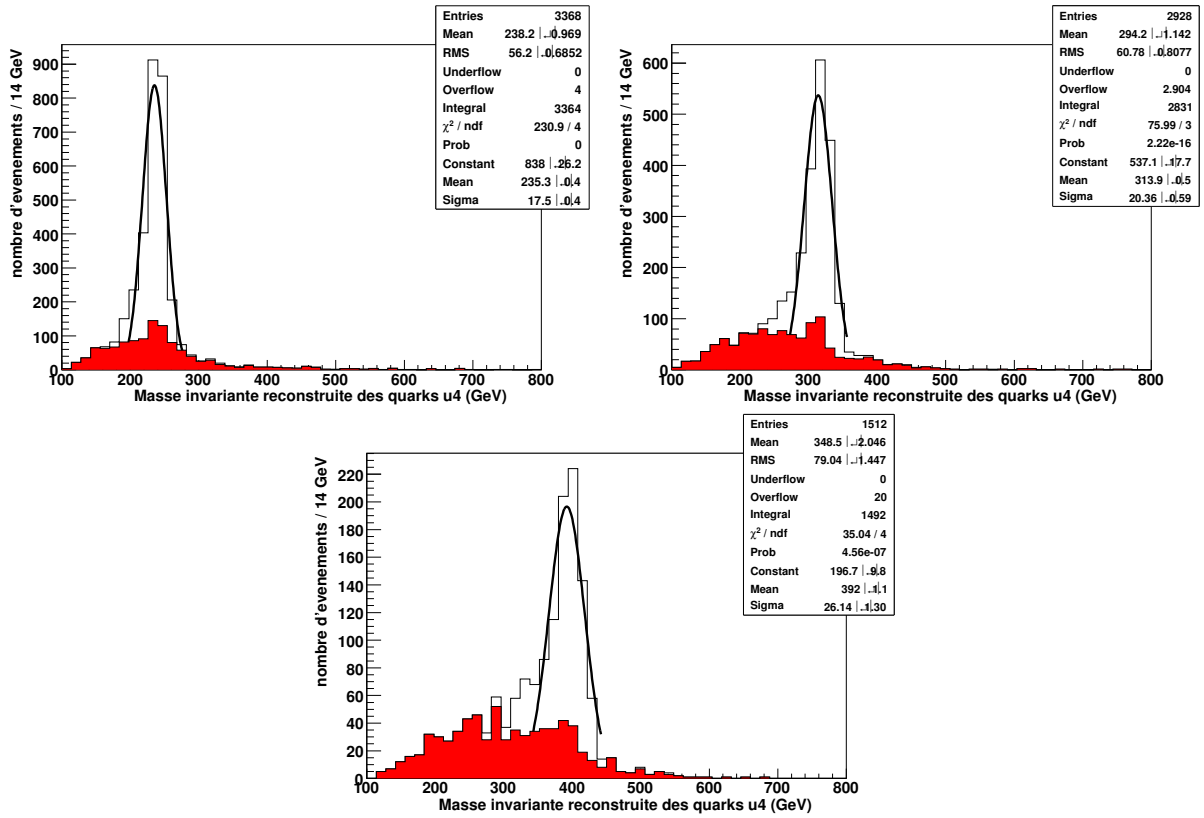


FIG. 5.8 – Masses invariantes reconstruites des candidats quarks u_4 de masses 240, 320 et 400 GeV respectivement, de gauche à droite et de haut en bas, dans le cas des coupures basses masses. Le signal est en blanc et le bruit de fond combinatoire en gris

En ce qui concerne la discrimination entre les jets beaux hadronique et leptonique, nous utilisons l'impulsion de la paire lepton-candidat jet beau la plus faible (p_{lb}), dans le référentiel de centre de masse des deux jets légers et des deux jets beaux ($jjbb$), afin de repérer le jet beau hadronique dans le cas des coupures basses masses. Dans le cas des coupures hautes masses, nous utilisons l'énergie de la paire boson W-candidat jet beau (E_{jjb}) la plus faible, dans le référentiel de centre de masse des deux jets beaux pour déterminer le jet hadronique.

La pureté que nous obtenons avec ces deux méthodes d'appariement, lorsque nous avons un choix à faire pour les jets composant le W, est de l'ordre de 60 % pour le jeu de coupures basses masses et d'environ 57 % en ce qui concerne le jeu de coupures hautes masses. Ceci se traduit par une bonne identification des particules provenant du u_4 dans 68% des cas pour les coupures basses masses, et dans 63% des cas pour les coupures hautes masses sur l'ensemble des événements.

5.3.3 Le signal

Après l'établissement des coupures et des méthodes d'appariement, nous pouvons reconstruire les quarks u_4. Comme précédemment, nous ne gardons que les événements dont la masse du boson W se situe dans un intervalle de 1 σ autour de la masse mesurée.

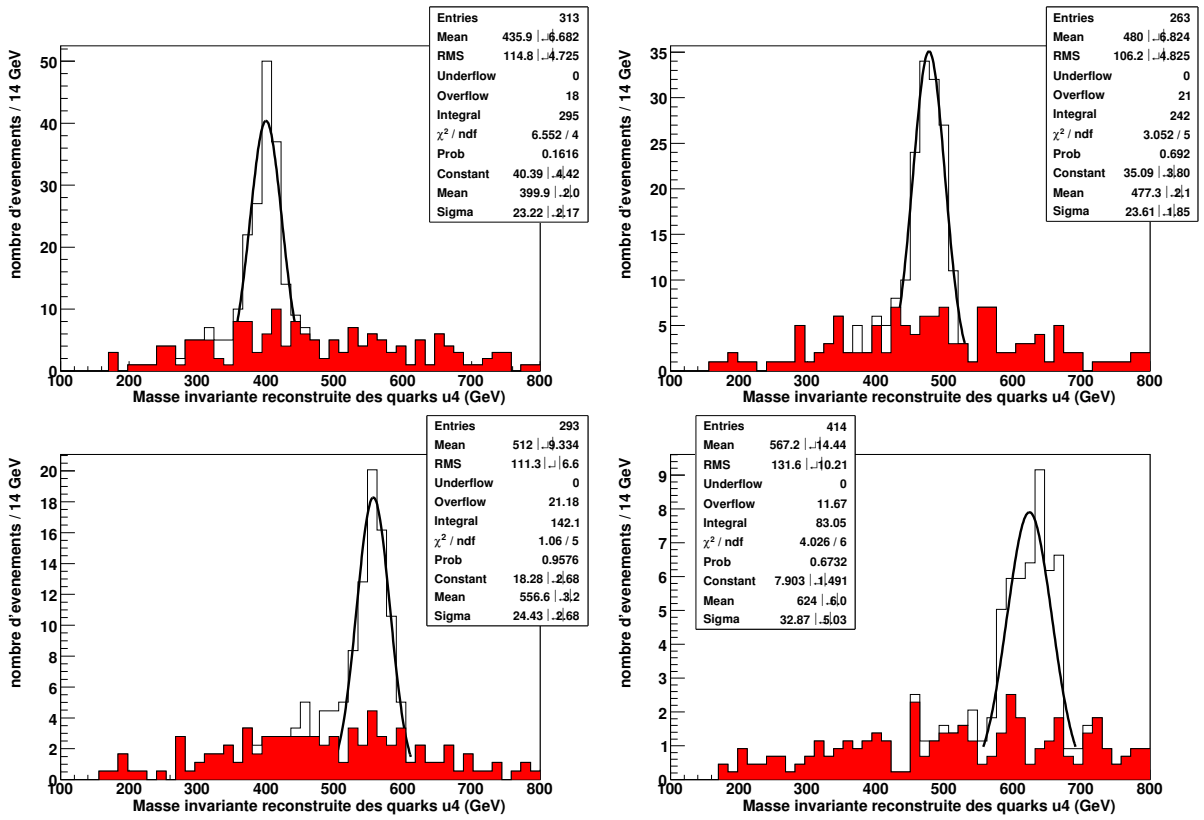


FIG. 5.9 – Masses invariantes reconstruites des candidats quarks u_4 de masses 400, 480, 560 et 640 GeV respectivement, de gauche à droite et de haut en bas, dans le cas des coupures hautes masses. Le signal est en blanc et le bruit de fond combinatoire en gris

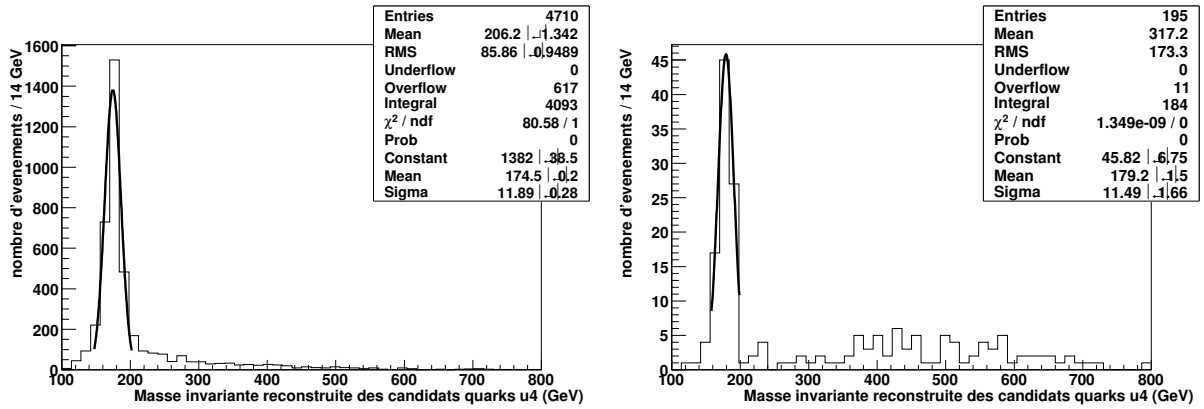


FIG. 5.10 – Masses invariantes reconstruites des candidats u_4 issus du quark *top* respectivement pour le jeu de coupures basses masses à gauche et pour le jeu de coupures hautes masses à droite

Les résultats pour les coupures basses masses et hautes masses sont présentés respectivement sur les figures 5.8 et 5.9 et dans le tableau 5.10. Nous pouvons tout d'abord remarquer que, quelque soit le jeu de coupures, il nous reste un nombre suffisant d'événements pour réaliser notre étude. Ensuite, il est important de noter que la calibration permet d'obtenir des masses compatibles avec les masses générées.

5.3.4 Le bruit de fond

Le bruit de fond $W+n\ partons$ a été analysé mais aucun événement n'a passé les coupures de présélection, qu'elles soient relatives aux basses masses ou aux hautes masses.

Le bruit de fond lié à la désintégration des paires de quarks *top* a lui aussi été étudié. Les masses invariantes de ce bruit de fond dans le cadre des deux jeux de coupures sont visibles sur la figure 5.10. Nous voyons dans le tableau 5.10 que ces jeux de coupures et d'appariement ont joué leur rôle. Dans le cas des basses masses, le nombre de quarks *top* a été réduit et le pic est plus fin. Dans le cas des hautes masses, la statistique de quark *top* a été drastiquement réduite et la queue de distribution peut être considérée comme plate si l'on ne tient pas compte des fluctuations statistiques.

Enfin, nous avons étudier le bruit de fond relatif au désintégrations de paires $d_4\bar{d}_4$. Ici aussi, le tableau 5.10 et les figures 5.11 et 5.12 montrent que les coupures ont réduit ce bruit de fond. On peut aussi remarquer que, dans le cas du jeu de coupures hautes masses, la masse invariante reconstruite piquant à 175 GeV correspondant au quark top disparait et que les candidats restants se situent à plus haute masse. Ces candidats vont donc rester gennants dans le cadre de l'analyse.

5.3.5 Résultats

La figure 5.13 nous montre le résultat final dans le cas d'un jeu de coupures basses masses. Nous pouvons noter que le bruit de fond a été réduit par rapport aux résultats obtenus au paragraphe 5.2.5. La figure 5.14 nous montre les mêmes résultats dans le cas d'un jeu de

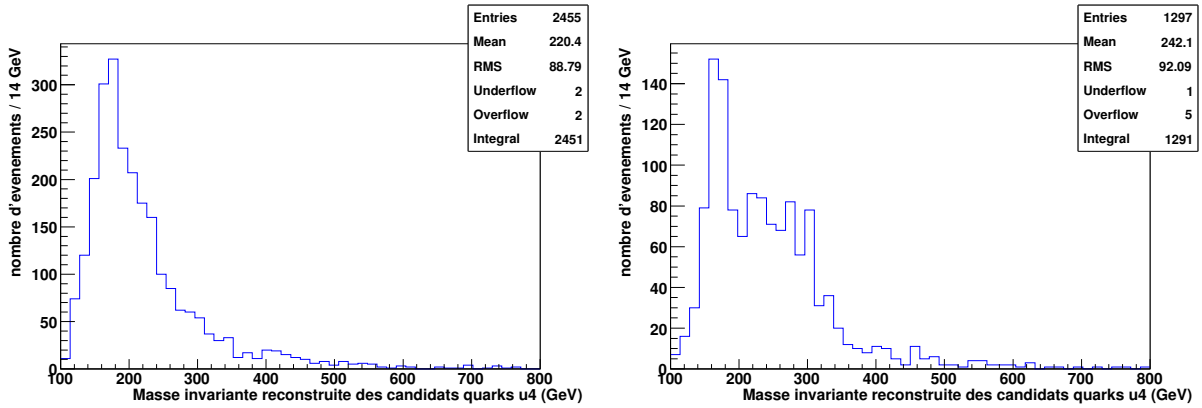


FIG. 5.11 – Masses invariantes reconstruites des candidats u_4 issus du quark d_4 pour le jeu de coupures basses masses, avec une masse du quark d_4 de 320 GeV à gauche et de 400 GeV à droite

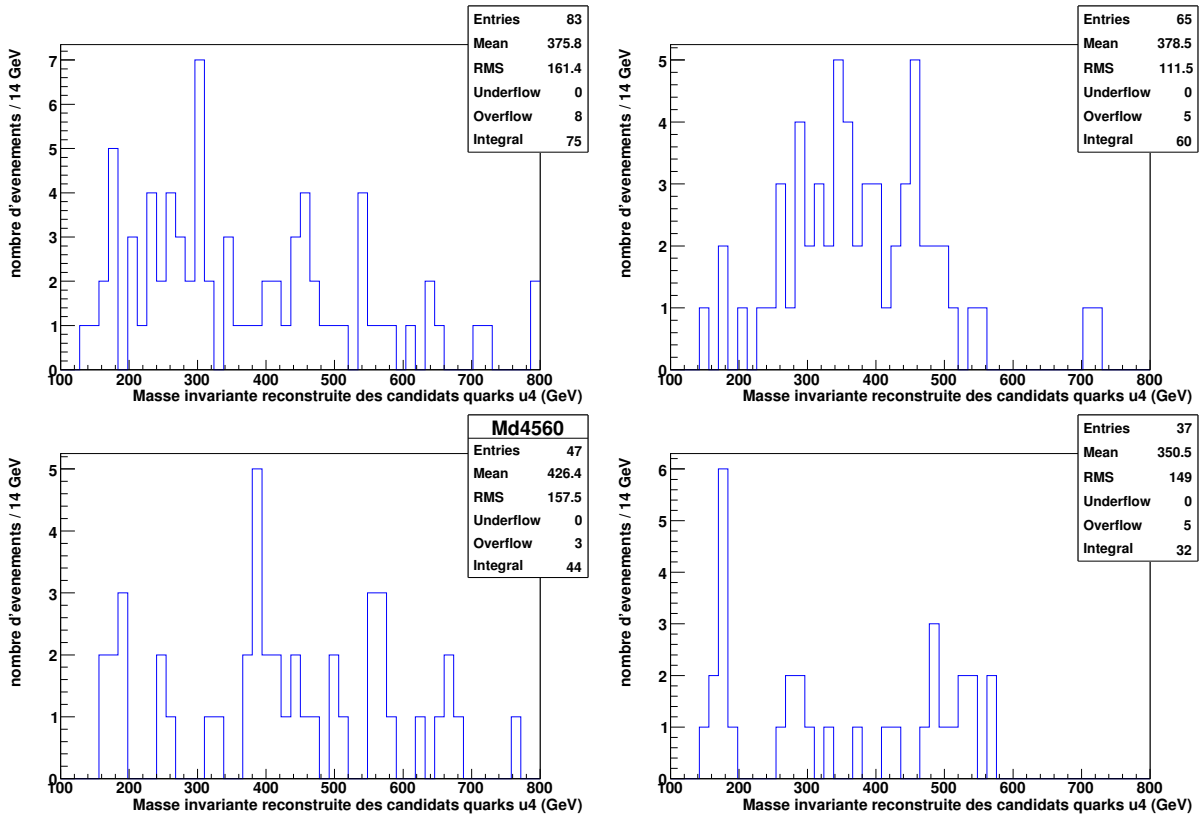


FIG. 5.12 – Masses invariantes reconstruites des candidats u_4 issus du quark d_4 pour le jeu de coupures hautes masses, avec une masse du quark d_4 de 400, 480, 560 et 640 GeV de gauche à droite et de haut en bas

Masse du u_4 (GeV)	Evénements de signal ($10\ fb^{-1}$)	Evénements combinatoires ($10\ fb^{-1}$)	Evénements *top* ($10\ fb^{-1}$)	Evénements d_4 ($10\ fb^{-1}$)
Coupures basses masses				
240	2580	522	250	-
320	1 543,0 (1594)	362 (374)	107	277
400	671	213	92	88
Coupures hautes masses				
400	122	36	22	17
480	108	42	22	15
560	56,8 (102)	19,5 (35)	19	8
640	31,6 (138)	9,1 (40)	11	0,8

TAB. 5.10 – Nombre d'événements *top*, d_4 et u_4 dans la fenêtre de 2 σ autour de la valeur de la masse du quark u_4, pour une luminosité intégrée de 10 fb^{-1}, pour les coupures basses et hautes masses

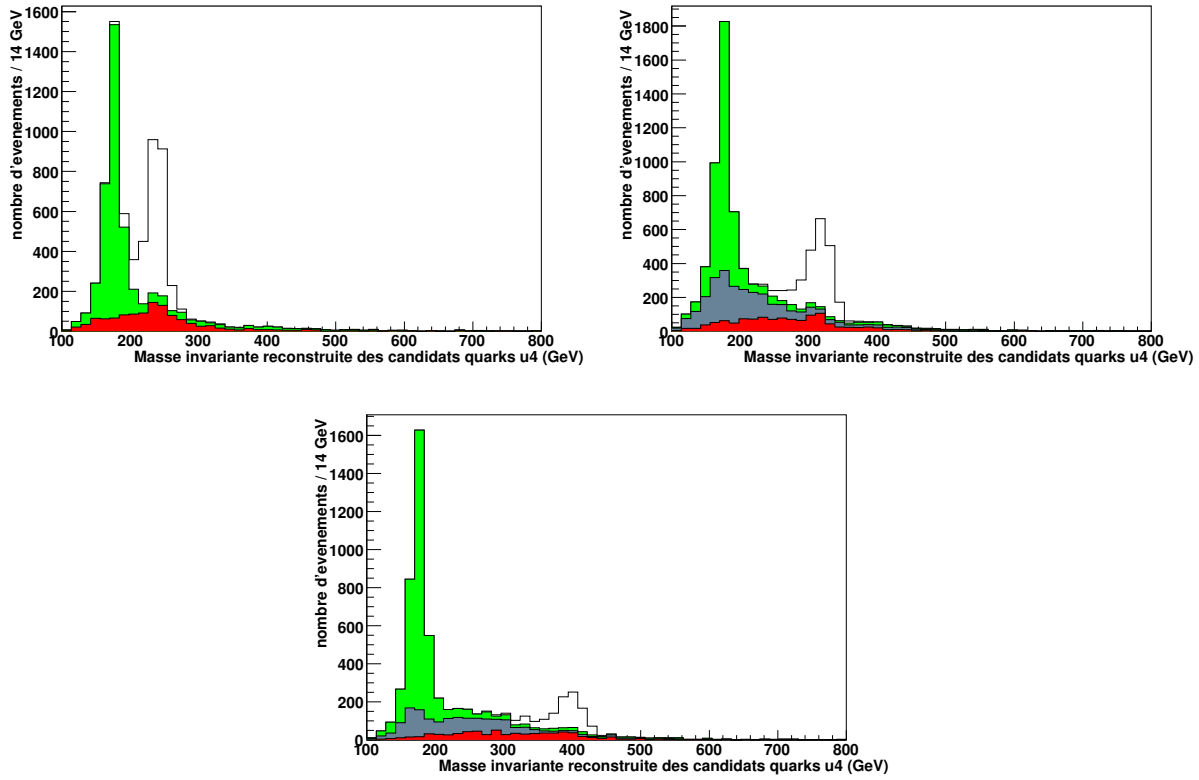


FIG. 5.13 – Masse invariante des candidats quarks u_4, normalisée pour $10 fb^{-1}$, pour des masses de u_4 générées à 240, 320 et 400 GeV, avec le signal en blanc, le bruit de fond lié au quark *top* en gris clair, le bruit de fond lié au quark d_4 en gris intermédiaire et le bruit de fond combinatoire en gris foncé, pour les coupures basses masses ($p_t > 40\ GeV$ pour les jets légers et $p_t > 70\ GeV$ pour les jets beaux)

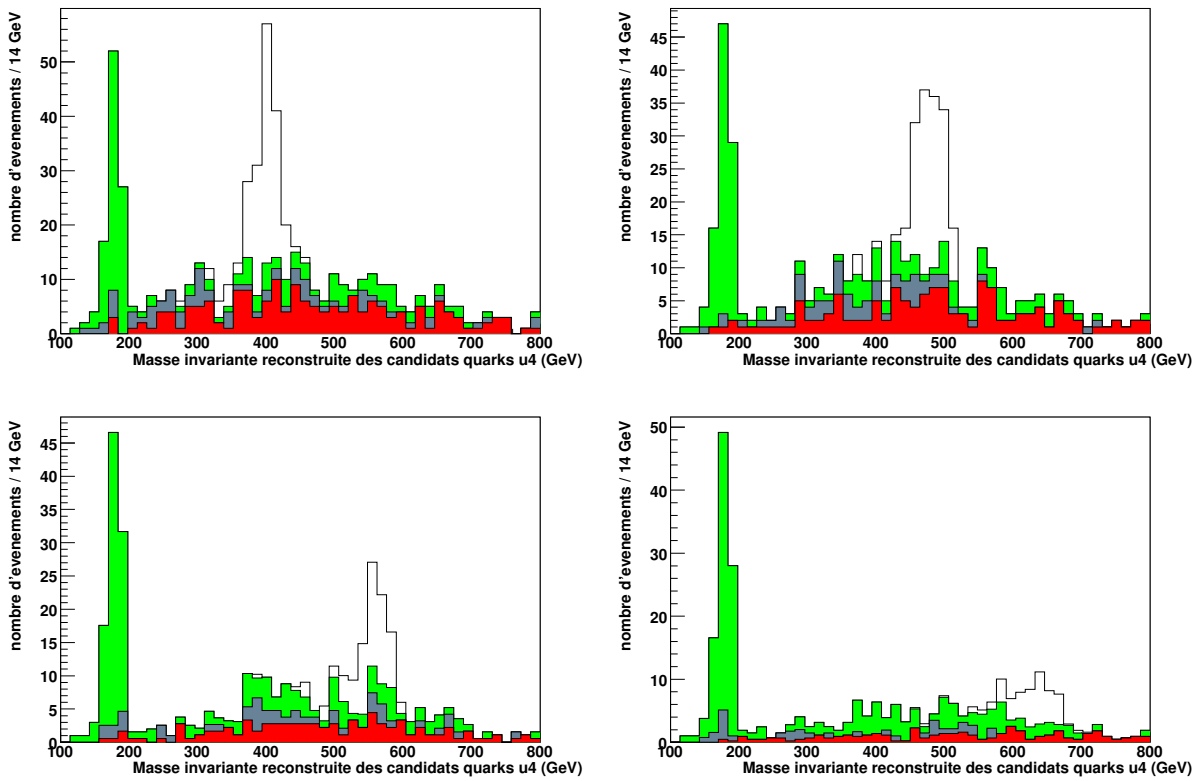


FIG. 5.14 – Masse invariante des candidats quarks u_4, normalisée pour $10fb^{-1}$, pour des masses de u_4 générées à 400, 480, 560 et 640 GeV, avec le signal en blanc, le bruit de fond lié au quark top en gris clair, le bruit de fond lié au quark d_4 en gris intermédiaire et le bruit de fond combinatoire en gris foncé, pour les coupures hautes masses ($p_t > 50$ GeV pour les jets légers et $p_t > 170$ GeV pour les jets beaux)

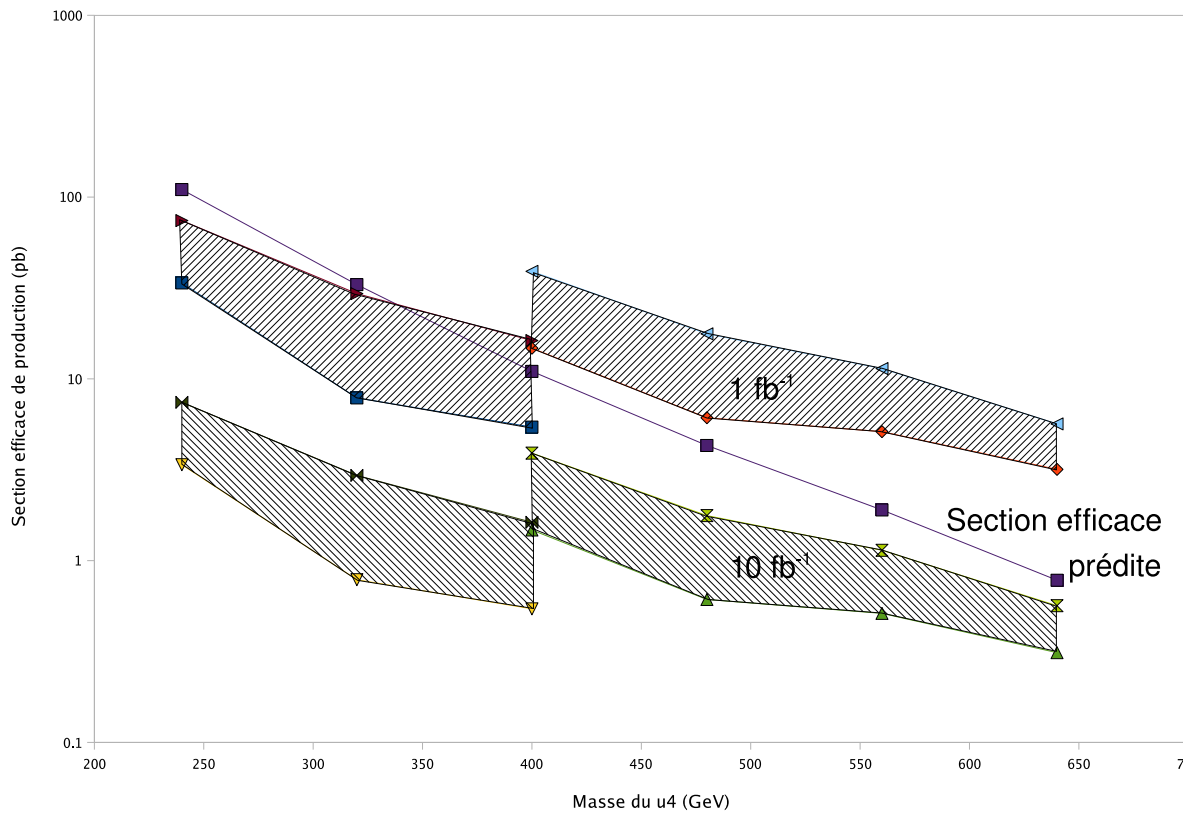


FIG. 5.15 – Potentiel de découverte à 5 σ du quark u_4 dans le modèle démocratique avec les deux jeux de coupures basses masses et hautes masses, pour différentes luminosités intégrées (1, 10 et 100 fb^{-1}). Nous montrons aussi la section efficace de production calculée dans le modèle démocratique

coupures hautes masses. Nous voyons ici que toutes les hautes masses qu'il nous semblait difficile d'étudier au vu des résultats du paragraphe 5.2.5 nous sont maintenant accessibles.

La figure 5.15 nous montre que nous sommes maintenant aptes à découvrir le quark *up* de quatrième génération quelle que soit sa masse avec 10 fb^{-1}. On peut aussi noter que, si l'étiquetage des jets beaux fonctionne dès le démarrage, 1 fb^{-1} suffira pour la découverte du u_4 s'il a une masse inférieure à 400 GeV.

Les incertitudes relatives au potentiel de découverte dérivent principalement de :

- l'efficacité de reconstruction du signal et du bruit de fond $t\bar{t}$. La contribution dominante provient de l'incertitude sur l'étiquetage des jets beaux jugée à 5% par la collaboration ATLAS ;
- la contribution de la quantitée du bruit de fond ($t\bar{t}$). La contribution pricipale est celle relative à l'incertitude sur la section efficace de production $t\bar{t}$ ($833 \pm 12\%$) ;
- la résolution sur la masse du quark u_4 induite par la résolution du détecteur ;
- la précision de l'estimation de la luminosité intégrée ;

Source de l'incertitude	Incertitude	Effet sur le potentiel de découverte
Efficacité de reconstruction	$\pm 16,6$ %	8,3 %
Quantité de bruit de fond ($t\bar{t}$)	± 12 %	7 %
Résolution sur la masse du u_4	$\pm 1\sigma_{resolution}$	2 à 15 %
Luminosité	$\pm 5\%$	2,5 %
Echelle d'énergie des jets	$\pm 1\%$	-
Total		de 11 à 19 %

TAB. 5.11 – Sources et effets des incertitudes considérées pour l'étude du potentiel de découverte

– la précision atteinte expérimentalement liée aux l'échelle d'énergie des jets.

Le tableau 5.11 traduit ces différentes contributions et leur impact sur le potentiel de découverte. Cette incertitude varie entre 11 et 19% suivant la masse du quark u_4. Il est à noter que la définition du signal, u_4 bien reconstruit seulement ou toutes marques de quatrième génération (u_4 bienreconstruit + combiantoire du u_4 + d_4) peut faire varier le potentiel de découverte d'un facteur 2 à 4.

5.4 Conclusions

Au cours de ce chapitre nous avons détaillé comment mettre en évidence un quark *up* de quatrième génération du modèle démocratique. Nous avons mis en place une stratégie propre à la recherche de ce quark qui améliore le potentiel de découverte comme nous pouvons le voir sur la figure 5.16. Nous avons vu que le bruit de fond dominant de cette analyse est la désintégration des paires de quarks *top*. Il sera tout de même possible de découvrir le quark u_4 au LHC avec ATLAS avec une année de prise de données à basse luminosité quelque soit sa masse.

Nous devons maintenant nous intéresser au cas où nous découvrons un signal et nous désirons étudier les propriétés de ce nouveau quark. Ce sera l'objet du chapitre suivant.

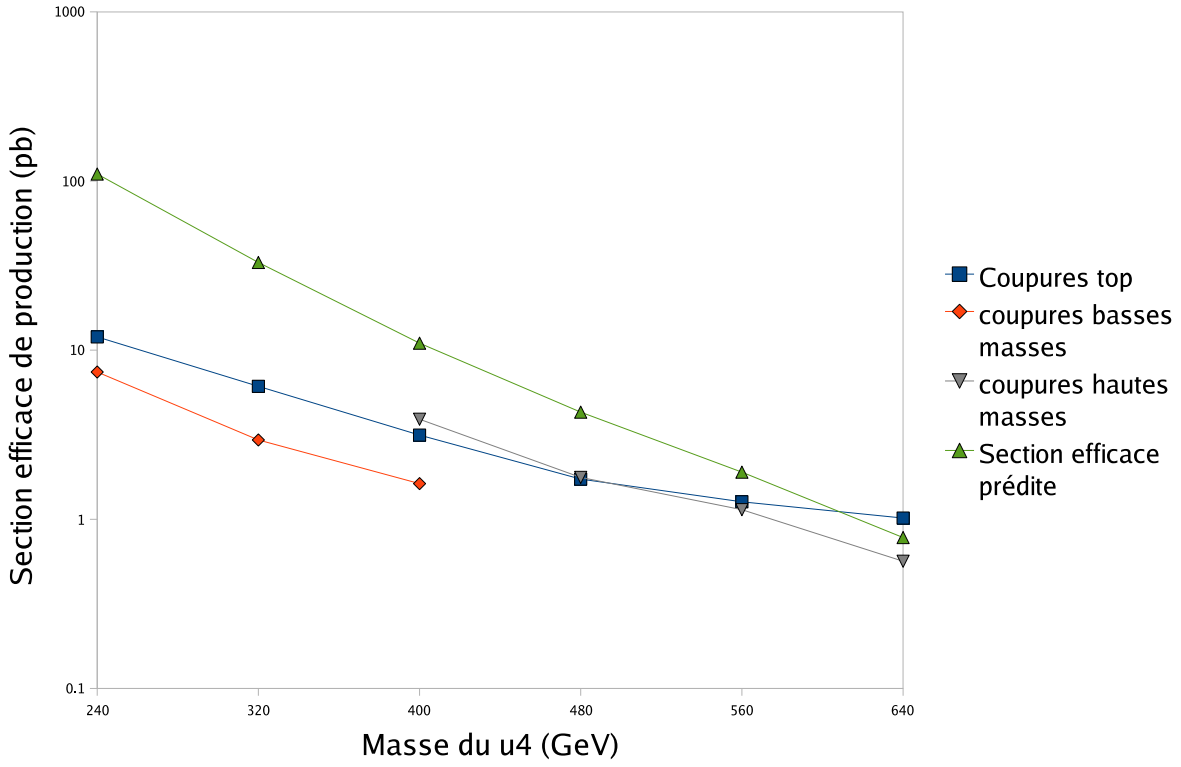


FIG. 5.16 – Potentiel de découverte à 5 σ du quark u_4 dans le modèle démocratique avec le premier jeu de coupure non optimisé, les deux jeux de coupures basses masses et hautes masses pour une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} et la section efficace prédite dans le modèle démocratique

Chapitre 6

Etude de la masse des quarks de quatrième génération

Nous avons étudié, dans le chapitre précédent, une méthode pour découvrir le quark *up* de quatrième génération. Dans ce chapitre, nous allons considérer que ce quark a été découvert et que nous souhaitons étudier plus précisément une de ses propriétés. Les propriétés qui seront mesurables dans le cas d'une découverte sont multiples : section efficace de production, charge ou couplage $V - A$. Nous allons aborder ici le cas de la mesure de sa masse qui nous donnera des information sur la constante de couplage intervenant dans le modèle démocratique.

Pour mener cette étude, nous souhaitons nous placer dans trois cas caractéristiques. Le premier cas correspond à un quark u_4 de relative basse masse (240 GeV), proche de la masse du quark *top*. Dans ce cas, la difficulté sera de séparer le signal induit par ce quark de celui induit par le quark *top*. Le second cas correspond à un quark *up* de quatrième génération de masse élevée (640 GeV). Dans ce cas c'est la faible statistique qui sera le facteur limitant. Enfin le dernier cas traduit une situation intermédiaire. Une masse intermédiaire (400 GeV) se situe au croisement entre les deux méthodes développées précédemment, combinant les avantages et les défauts des deux cas précédents.

Dans ce chapitre, nous allons donc mettre en place des coupures de présélection et des méthodes d'appariement spécifiques selon la masse estimée avec l'analyse de découverte décrite au chapitre 5. Nous allons aussi tenter d'épurer notre signal et d'estimer le bruit de fond et les incertitudes le plus précisément possible dans le but de mesurer plus précisement la masse. Nous réaliserons ces étapes successivement pour les trois masses que nous avons décrites.

6.1 Méthode

Afin d'être plus clair, nous allons tout d'abord détailler la méthode que nous allons employer pour cetee mesure précise de la masse avant de l'appliquer aux différents lots de données.

6.1.1 Préselection

Comme les particules que nous étudions sont censées avoir été découvertes, nous avons une idée grossière de leur masse (à 20-40 GeV près). Nous pouvons donc mettre en place des coupures de présélection spécifiques.

Dans tous les cas, comme au chapitre précédent, la coupure sur l'impulsion transverse du lepton isolé à 20 GeV pour les muons et à 25 GeV pour les électrons doit être conservée pour rendre compte de la sélection au niveau du système de déclenchement. Pour des raisons de précision de mesure nous souhaitons aussi ne conserver que les particules mesurées dans une région en pseudo-rapidité $|\eta| < 2,5$. Les coupures de présélection présentées ici sont donc identiques quelque soit la masse du quark u_4. Seules les coupures sur l'impulsion transverse des jets seront adaptées à la masse du quark.

Contrairement à une étude relative à la découverte, c'est le rapport $\frac{S}{B}$ après selection finale qui est déterminant pour une étude de précision. Nous souhaitons par ailleurs conserver au minimum 30 événements dans le lot final afin de réduire l'erreur statistique. Afin d'obtenir les coupures de présélection qui permettent d'optimiser ce rapport nous allons tout d'abord nous placer dans le cas où elles sont le moins restrictives :

- impulsion transverse supérieure à 40 GeV pour les jets légers,
- impulsion transverse supérieure à 40 GeV pour les jets beaux.

Nous allons utiliser les meilleures méthodes de choix et d'appariement des jets pour chaque masse avec ces coupures. Pour assurer une pureté maximale du lot de bosons W, une coupure à 1 σ autour de sa valeur mesurée est appliquée. Nous pourrons ainsi déterminer les coupures sur l'impulsion transverse des jets légers et des jets beaux qui optimisent le rapport $\frac{S}{B}$ calculé à 2 σ autour des valeurs de masse mesurées sur les figures 5.8 et 5.9.

Suite à l'établissement de ces coupures nous verrons s'il est encore possible d'amméliorer la pureté de notre lot d'événements final.

6.1.2 Etude des incertitudes systématiques

Afin d'évaluer la précision obtenue sur la mesure de la masse, nous allons considérer deux types d'incertitudes : les incertitudes statistiques et les incertitudes systématiques. Les incertitudes statistiques sont directements calculées lors de nos ajustements. Les incertitudes systématiques sont principalement associées à :

- la précision sur la calibration des jets légers,
- la précision sur la calibration des jets beaux,
- l'effet du bruit de fond,
- l'effet dû à la sélection, notamment d'identification des jets beaux et les biais induits sur la masse du boson W et sur celle du quark u_4 par les effets de la résolution,
- l'effet des ISR et FSR,
- l'effet des événements sous jacents et de biais minimum.

Nous ne nous attacherons dans ce chapitre qu'aux évaluations les plus simples qui concernent les effets de calibration et les effets dus aux bruits de fond.

En ce qui concerne l'effet de la calibration des jets, une évaluation grossière consiste à estimer l'effet d'une décalibration des jets légers et des jets beaux sur la masse du quark u_4. Cette étude a déjà été réalisée au chapitre 4 grâce aux figures 4.9 et 4.10. Les incertitudes sur la masse liées à la calibration des jets sont présentées dans le tableau 6.1.

Source d'incertitude systématique	u_4 (240 GeV)	u_4 (400 GeV)	u_4 (640 GeV)
Echelle d'énergie des jets légers (1%)	0,71	0,67	0,65
Echelle d'énergie des jets beaux (1%)	0,55	0,63	0,68
Total	0,90	0,92	0,94

TAB. 6.1 – Incertitudes systématiques (en GeV) liées à la calibration des jets, en fonction de la masse du quark u_4, pour une erreur de 1% sur l'énergie des jets.

Afin de déterminer les incertitudes systématiques liées aux bruits de fond, nous allons appliquer une méthode naïve consistant à considérer comme incertitudes la différence entre les ajustements sur la masse invariante du quark, avec et sans bruit de fond.

6.2 Le quark u_4 de 240 GeV

Le quark u_4 de 240 GeV représente le quark *up* de quatrième génération de basse masse. La proximité de sa masse avec celle du quark *top* lui confère des propriétés quasiment identiques qui risquent de rendre difficile la discrimination. D'un autre côté, sa section efficace de production va permettre de conserver une statistique raisonnable.

6.2.1 Reconstruction des événements

La première étape consiste donc à apparier les jets légers afin de former le boson W. Nous cherchons donc, dans le tableau 5.2 du chapitre précédent, la meilleure façon de choisir la paire de jets issue de ce boson. Le choix de la paire où la différence entre la masse invariante de la paire de jets candidats et le pic de la distribution des masses invariantes de toutes les paires de jets possibles est la plus faible (ΔM_{jj}) constitue la méthode la plus efficace.

Nous devons ensuite identifier le jet beau hadronique. Afin de déterminer la méthode la plus efficace nous nous servons du tableau 5.3. Nous identifions donc le jet de b hadronique comme le jet beau pour lequel le système jet b-lepton donne l'impulsion la plus faible (p_{lb}) dans le référentiel de centre de masse des deux jets légers et des deux jets beaux (référentiel $jjbb$).

Maintenant que nous avons un moyen d'apparier correctement les particules pour reconstruire le quark u_4, nous souhaitons établir les coupures sur l'impulsion transverse des jets légers et des jets beaux. La figure 6.1 présente le rapport $\frac{S}{B}$ en fonction de ces coupures. Elle nous permet de déterminer les coupures suivantes :

- impulsion transverse supérieure à 95 GeV pour les jets légers,
- impulsion transverse supérieure à 70 GeV pour les jets beaux.

Suite aux appariements et aux coupures de présélection, nous obtenons le signal présenté sur la figure 6.2. Nous observons que le bruit de fond issu du Top est clairement séparé du signal. Cependant, il subsiste sous le pic de signal quelques événements de bruit de fond, essentiellement de fond combinatoire provenant du processus u_4 lui-même. Ces candidats sont susceptibles de biaiser la mesure de masse.

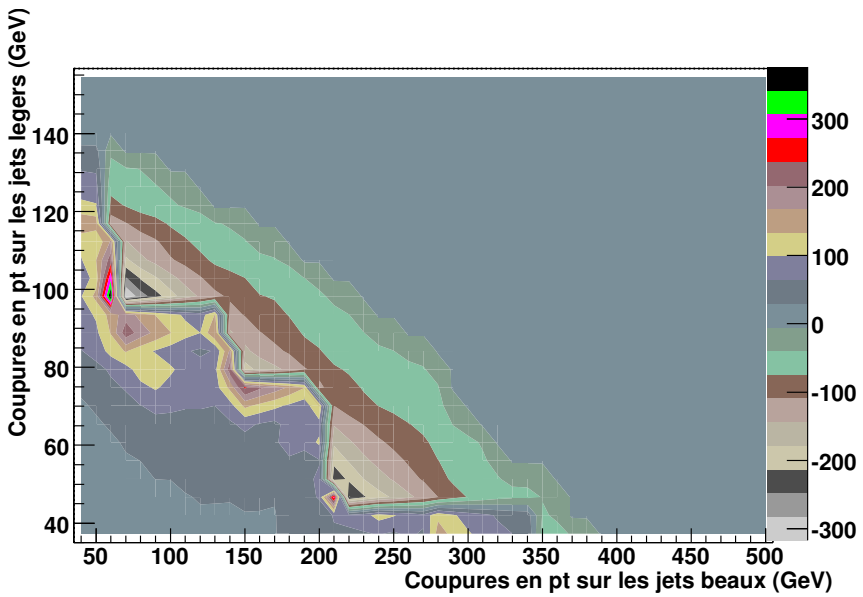


FIG. 6.1 – Rapport S/B entre le signal d'un quark u_4 de 240 GeV et le bruit de fond, pour une luminosité intégrée de 10 fb^{-1}, en fonction des coupures sur l'impulsion transverse des jets légers et de celle des jets beaux. Lorsque aucun événement bruit n'est présent, la valeur de B a été volontairement mise à -1, afin de pouvoir observer cette partie de la distribution

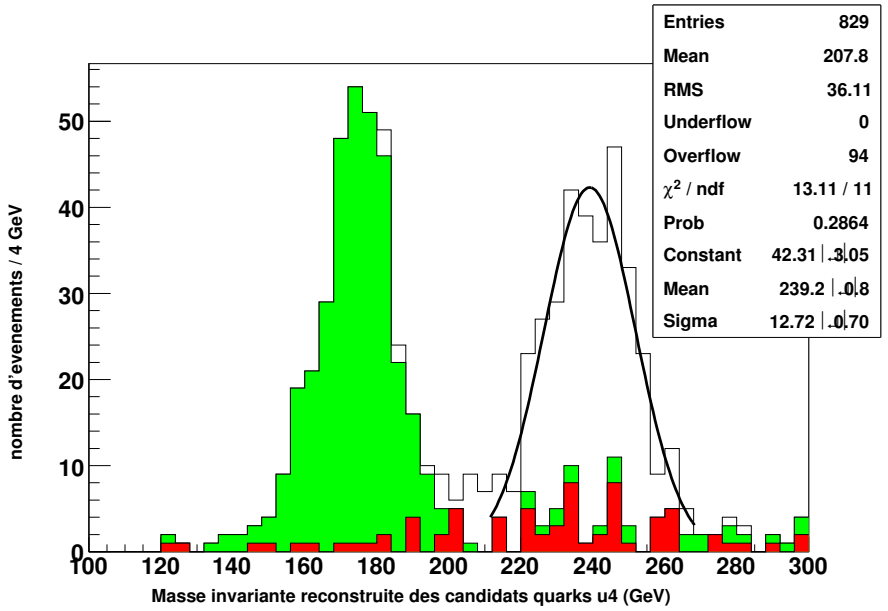


FIG. 6.2 – Masse invariante des candidats quarks u_4, normalisée pour $10fb^{-1}$, pour des masses de u_4 générées à 240 GeV avec le signal en blanc, le bruit de fond lié au quark *top* en gris clair, le bruit de fond lié au d_4 en gris intermédiaire et le bruit de fond combinatoire en gris foncé

Particules	*top*	u_4 (240 GeV)	u_4 (400 GeV)	u_4 (640 GeV)
$E_W^* - E_b^*$ (GeV)	36,8	26,8	16,1	10,1
$2E_b^*$ (GeV)	138	213	384	630

TAB. 6.2 – Valeurs théoriques des constantes $E_W^* - E_b^*$ et $2E_b^*$ pour les quarks u_4 de 240, 400 et 640 GeV et pour le quark *top*

6.2.2 Tentative de purification du lot d'événements reconstruits

6.2.2.1 Méthode

Nous souhaitons maintenant éliminer un maximum de bruit de fond, qu'il soit combinatoire ou physique. Nous allons utiliser dans ce but une méthode inspirée d'une étude réalisée pour sélectionner les quarks Top dans les événements $t\bar{t}$ n'ayant qu'un seul jet beau identifié [103, 106]. Dans le centre de masse des trois jets issus du quark u_4, on peut définir deux invariants :

$$E_W^* - E_b^* = E_{j_1}^* + E_{j_2}^* - E_b^* = \frac{M_W^2 - M_b^2}{M_{u_4}}$$

$$2E_b^* = \frac{M_{u_4}^2 - M_W^2 + M_b^2}{M_{u_4}}$$

Le tableau 6.2 donne les différentes valeurs de ces constantes dans le cas de quarks u_4 de masses 240, 400 et 640 GeV et pour le quark *top*.

Une coupure sur ces invariants permet d'éliminer des événements où la triplette de quarks (deux jets légers et un jet beau) n'est pas compatible avec une désintégration en $u_4 \to Wb$ pour la masse du u_4 considéré. Afin de ne pas être soumis aux conditions de mesure nous n'utiliserons pas les valeurs théoriques mais des valeurs extraites du spectre des données. Nous avons défini, en adéquation avec ce qui est appliqué pour la mesure de la masse du quark *top* [103], que les coupures doivent être effectuées à 1,5 σ autour de la valeur moyenne pour la variable $E_W^* - E_b^*$ et à 2 σ pour le paramètre $2E_b^*$.

6.2.2.2 Résultats de la purification

Nous souhaitons maintenant augmenter la pureté de notre lot d'événements, en éliminant les événements de bruit de fond présents sous le pic. Nous allons pour cela utiliser des coupures sur les variables $E_W^* - E_b^*$ et $2E_b^*$. Nous présentons sur la figure 6.3 la distribution du paramètre $E_W^* - E_b^*$ ainsi que celle du paramètre $2E_b^*$ avec les coupures appliquées.

Nous remarquons sur cette figure que les spectres de signal et de bruit de fond sont différents ce qui devrait permettre la discrimination.

La figure 6.4 montre la distribution en masse invariante du quark u_4 après les coupures précédentes ainsi que la masse invariante du quark u_4 après une coupure à 2 σ autour du pic de masse après présélection. Les variables $E_W^* - E_b^*$ et $2E_b^*$ éliminent la contribution du quark *top* sous 200 GeV mais pas sa contribution sous le pic de masse du u_4. Il semble donc difficile de réduire le bruit de fond avec cette méthode hormis dans des zones cinématiquement différentes du signal. En effet, les coupures de présélection sont déjà suffisament sévères pour éliminer les triplets qui ne sont pas compatibles avec une désintégration en $u_4 \to Wb$. Une

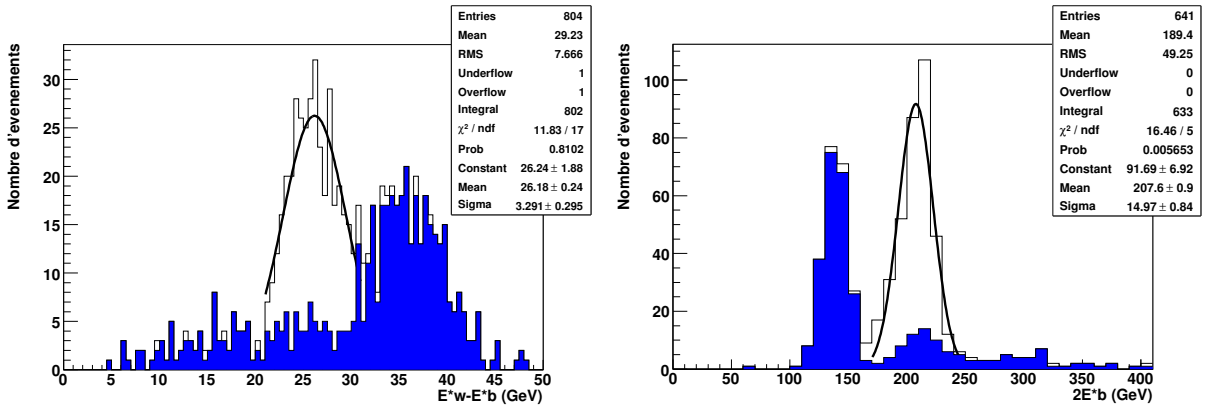


FIG. 6.3 – Distribution et ajustement du paramètre $E_W^* - E_b^*$ pour un quark u_4 de 240 GeV avec le signal réel montré en blanc (à gauche). Distribution et ajustement du paramètre $2E_b^*$ pour un quark u_4 de 240 GeV avec le signal réel montré en blanc (à droite)

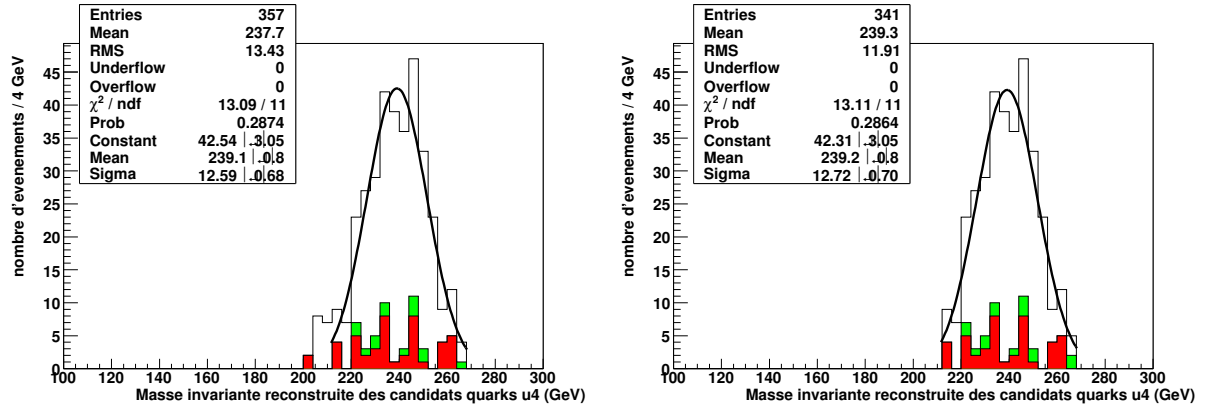


FIG. 6.4 – Masse invariante des candidats quarks u_4, normalisée pour $10fb^{-1}$, pour des masses de u_4 générées à 240 GeV après les coupures sur $E_W^* - E_b^*$ et $2E_b^*$ avec le signal en blanc, le bruit de fond lié au quark *top* en gris clair, le bruit de fond lié au d_4 en gris intermédiaire et le bruit de fond combinatoire en gris foncé (à gauche). Masse invariante des candidats quarks u_4 de 240 GeV après une coupure en masse à 2σ, normalisée pour $10fb^{-1}$, pour des masses de u_4 générées à 240 GeV avec le signal en blanc, le bruit de fond lié au quark *top* en gris clair, le bruit de fond lié au d_4 en gris intermédiaire et le bruit de fond combinatoire en gris foncé (à droite)

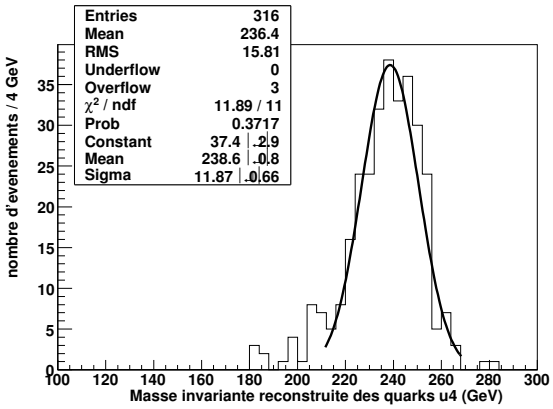


FIG. 6.5 – Masse invariante de quarks u_4 de 240 GeV sans aucun bruit de fond, normalisée pour $10fb^{-1}$

simple coupure en masse invariante sur le spectre avant purification donne donc le même résultat. Les coupures de purification en utilisant les invariants cinématiques seront peut être plus utiles lorsque la luminosité intégrée sera plus importante.

Les conclusions tirées ici quant à l'utilisation de coupures de purification étant les mêmes pour les masses supérieures, nous utiliserons simplement un ajustement à 2σ pour mesurer la masse reconstruite des quark u_4 quelle que soit leur masse.

6.2.3 Résultats

La première chose que l'on peut noter sur la figure 6.2, c'est qu'avec un ajustement par une gaussienne dans l'intevalle [210,270] GeV, on retouve bien la masse générée. L'erreur statistique est de 0,8 GeV. On peut voir sur la figure 6.5 que, sans le bruit de fond, la masse invariante mesurée est très proche (0,6 $\pm$ 0,8 GeV). Il faudrait plus de statistique pour évaluer correctement l'incertitude due au bruit de fond, ou bien utiliser une technique de "Bootstrap avec resampling" [107]. Cette technique consiste à réliser un grand nombre de sous-lots de données tirées alléatoirement parmis le lot initiale. Nous avons donc une situation similaire à de nombreuses expériences quasi indépendantes nous permettants de mieux évaluer les erreurs. Nous considérons pour ce cas que l'incertitude systématique due au bruit de fond est de 1 GeV.

La masse du quark *up* de quatrième génération de 240 GeV peut donc être évaluée avec une incertitude statistique de 0,8 GeV et une incertitude systématique totale de 1,2 GeV avec une luminosité intégrée de 10 fb^{-1}. Nous observons donc qu'avec cette luminosité intégrée, les incertitudes statistique et systématique sont du même ordre. Le résumé des incertitudes sur la masse du quark u_4 de 240 GeV est donné dans le tableau 6.3.

6.3 Le quark u_4 de 400 GeV

Le quark u_4 de 400 GeV traduit une situation médiane avec une masse intermédiaire assez éloignée de celle du quark *top*. C'est, de plus, la masse de recouvrement entre les deux

Source d'incertitude	u_4 (240 GeV)
Echelle d'énergie des jets légers (1%)	0,7
Echelle d'énergie des jets beaux (1%)	0,6
Bruit de fond	1
Total systématique	1,2
Statistique	0,80

TAB. 6.3 – Incertitudes systématiques et statistique (en GeV) pour un quark u_4 de 240 GeV et une luminosité intégrée de 10 fb^{-1}

stratégies de découverte mettant en jeu les deux jeux de coupures différents présentés au chapitre précédent.

6.3.1 Reconstruction des événements

Ici encore, nous devons choisir les deux jets issus du boson W. Comme dans le cas d'un quark u_4 de 240 GeV, d'après le tableau 5.2, la meilleure manière de sélectionner ces deux jets est la différence la plus faible entre la masse invariante de la paire de jets candidats et le pic de la distribution des masses invariantes de toutes les paires de jets possibles (ΔM_{jj}).

Afin de choisir le jet beau hadronique, nous utilisons le tableau 5.3. Aucune méthode présentée dans ce tableau ne semble satisfaisante car l'efficacité du choix ne dépasse pas 66%. Nous avons donc souhaité étudier une méthode impliquant le paramètre $E^*_W - E^*_b$. La différence la plus faible entre le calcul de ce paramètre pour le candidat jet beau et le pic de la distribution de ce paramètre pour tous les jets b possibles permet de choisir le jet beau hadronique dans 72 % des cas. Nous avons donc décidé d'employer cette méthode.

Suite à ces appariements nous pouvons voir sur la figure 6.6 que les coupures maximisant le rapport $\frac{S}{B}$ sont :

- impulsion transverse supérieure à 70 GeV pour les jets légers,
- impulsion transverse supérieure à 220 GeV pour les jets beaux.

Après ces coupures de sélection nous reconstruisons la masse invariante du quark u_4 présentée sur la figure 6.7. Nous pouvons noter ici la prédominance du signal par rapport au bruit de fond.

6.3.2 Résultats

La figure 6.7 montre qu'une fois encore, nous sommes capables de retrouver la masse générée relativement précisément, grâce à un ajustement par une fonction gaussienne entre 360 et 440 GeV. On note aussi que l'incertitude statistique a augmenté par rapport au cas précédent, atteignant 3,4 GeV. L'incertitude liée au bruit de fond, traduite par la différence de masse ajustée avec le bruit de fond et celle ajustée sans (figure 6.8), augmente elle aussi, en partie à cause de la faible statistique restante, pour atteindre 2,5 $\pm$ 4,7 GeV. Nous considèrerons donc 5 GeV d'incertitude systématique. Le résumé des incertitudes sur la mesure de la masse est donné dans le tableau 6.4.

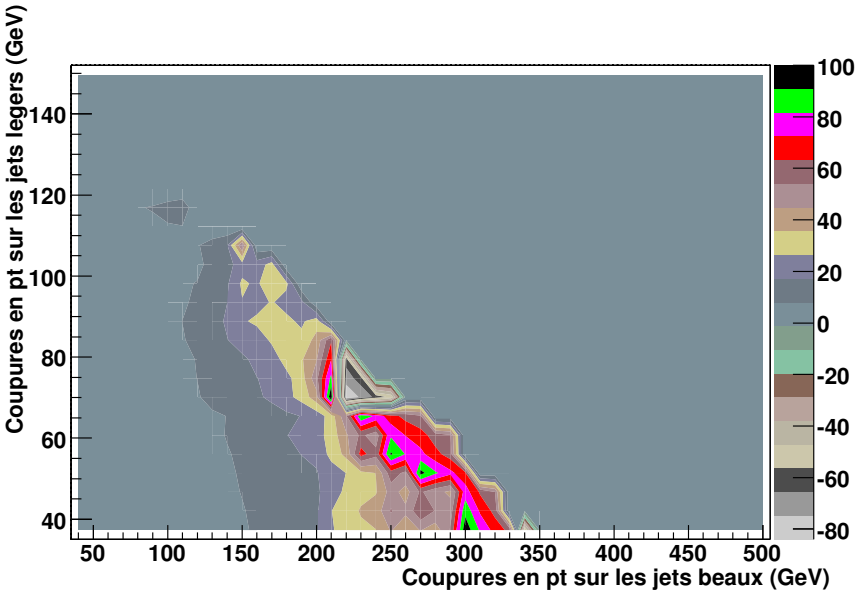


FIG. 6.6 – Rapport entre le signal d'un quark u_4 de 400 GeV et le bruit de fond, pour une luminosité intégrée de 10 fb^{-1}, en fonction des coupures sur l'impulsion transverse des jets légers et de celle des jets beaux. Lorsqu'aucun événement bruit n'est présent, la valeur de B a été volontairement mise à -1, afin de pouvoir observer cette partie de la distribution

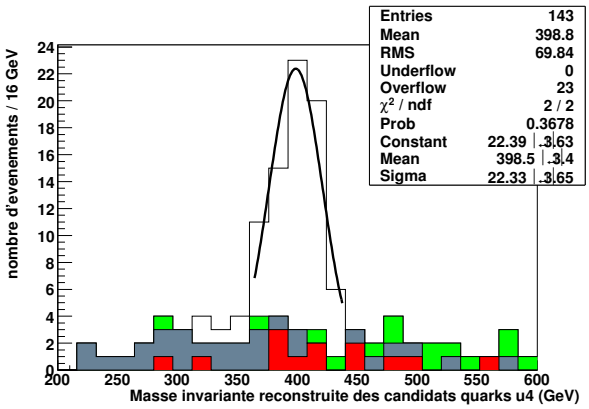


FIG. 6.7 – Masse invariante des candidats quarks u_4, normalisée pour $10fb^{-1}$, pour des masses de u_4 générées à 400 GeV, avec le signal en blanc, le bruit de fond lié au quark *top* en gris clair, le bruit de fond lié au d_4 en gris intermédiaire et le bruit de fond combinatoire en gris foncé

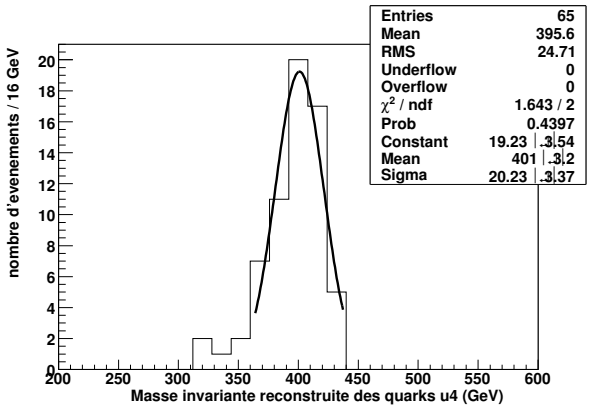


FIG. 6.8 – Masse invariante de quarks u_4 de 400 GeV sans aucun bruit de fond, normalisée pour $10 fb^{-1}$

Source d'incertitude	u_4 (400 GeV)
Echelle d'énergie des jets légers (1%)	0,7
Echelle d'énergie des jets beaux (1%)	0,6
Bruit de fond	4,7
Total systématique	5,0
Statistique	3,4

TAB. 6.4 – Incertitudes systématiques et statistique (en GeV) pour un quark u_4 de 400 GeV et une luminosité intégrée de 10 fb^{-1}

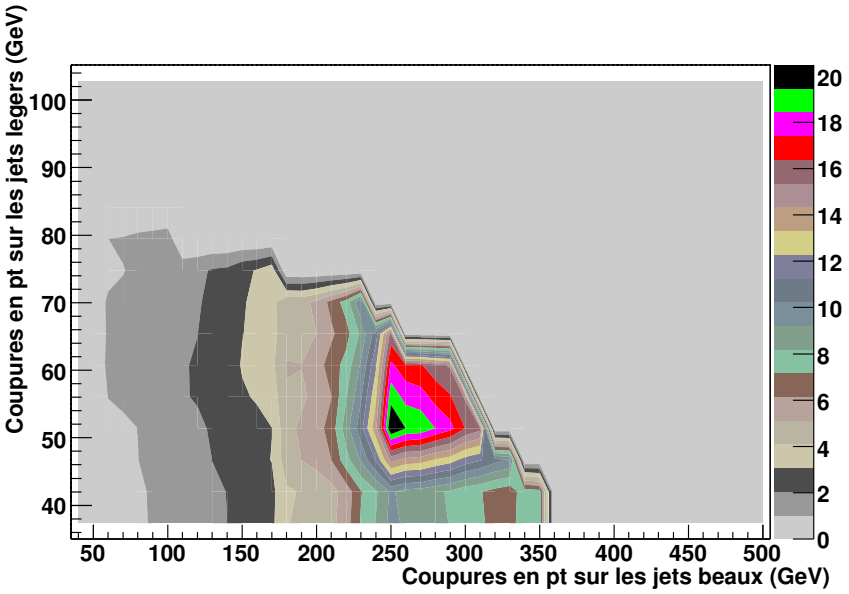


FIG. 6.9 – Rapport entre le signal d'un quark u_4 de 640 GeV et le bruit de fond, pour une luminosité intégrée de 10 fb^{-1}, en fonction des coupures sur l'impulsion transverse des jets légers et de celle des jets beaux. Lorsqu'aucun événement bruit n'est présent, la valeur de B a été volontairement mise à -1, afin de pouvoir observer cette partie de la distribution

6.4 Le quark u_4 de 640 GeV

Le quark u_4 de 640 GeV représente le quark *up* de quatrième génération de haute masse. Très éloigné de la masse du quark *top*, son bruit de fond principal risque d'être le bruit de fond combinatoire. Sa faible section efficace de production va restreindre sa statistique, limitant la précision de sa mesure.

6.4.1 Reconstruction des événements

Nous devons à nouveau sélectionner la paire de jets légers formant le boson W. Dans le cas d'un quark u_4 de 640 GeV, le tableau 5.2 montre que nous devons utiliser les deux jets les plus proches angulairement pour reconstruire le boson W (ΔR_{jj}).

Ici encore, pour déterminer quel est le jet beau hadronique, l'examen du tableau 5.3 ne donne pas de méthode satisfaisantecar l'efficacité du choix ne dépasse pas 65%. Nous utiliserons donc, comme dans le cas d'un quark u_4 de 400 GeV, la différence la plus faible entre le calcul de $E^*_W - E^*_b$ pour le candidat jet beau et le pic de la distribution de ce paramètre pour tous les jets beaux possibles. Cette méthode permet de choisir le jet beau hadronique dans 75 % des cas.

Après ces appariements, nous établissons des coupures sur l'impulsion transverse des jets légers et beaux. La figure 6.9 traduit le rapport $\frac{S}{B}$ en fonction de ces coupures. Celles qui optimisent ce rapport sont :

- impulsion transverse supérieure à 55 GeV pour les jets légers,
- impulsion transverse supérieure à 250 GeV pour les jets beaux.

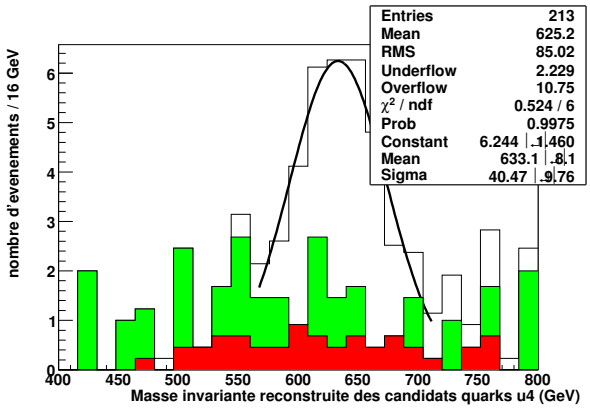


FIG. 6.10 – Masse invariante des candidats quarks u_4, normalisée pour $10fb^{-1}$, pour des masses de u_4 générées à 640 GeV, avec le signal en blanc, le bruit de fond lié au quark *top* en gris clair, le bruit de fond lié au d_4 en gris intermédiaire et le bruit de fond combinatoire en gris foncé

Source d'incertitude	u_4 (640 GeV)
Echelle d'énergie des jets légers (1%)	0,7
Echelle d'énergie des jets beaux (1%)	0,7
Bruit de fond	13,2
Total systématique	15,0
Statistique	9,2

TAB. 6.5 – Incertitudes systématiques et statistique (en GeV) pour un quark u_4 de 640 GeV et une luminosité intégrée de 10 fb^{-1}

La figure 6.10 nous montre qu'après ces coupures, même si la statistique est faible, nous avons extrait le signal du quark u_4 et seuls les bruits de fond combinatoires qui viennent du quark u_4 ou du quark *top* peuvent nous gêner.

6.4.2 Résultats

Comme nous disposons de quatre fois plus de statistique générée que celle représentant 10 fb^{-1}, nous allons pouvoir découper notre lot d'événements et ainsi faire quatre fois la même expérience sur quatre lots de données différents. On peut voir sur la figure 6.11 que la masse moyenne issue d'un ajustement par une gaussienne dans la fenêtre [570,710] GeV est relativement proche de celle que nous avons générée. Ici, l'erreur statistique devient importante avec en moyenne 9,2 GeV. Nous pouvons voir sur la figure 6.12, que la masse invariante ajustée sans le bruit de fond est en moyenne de 13,2 $\pm$ 15 GeV différente de celle ajustée avec, traduisant l'incertitude systématique liée au bruit de fond.

Nous pouvons donc dire que l'incertitude sur la détermination de la masse d'un quark u_4 de 640 GeV est de 9,2 GeV du point de vue statistique et de 15 GeV du point de vue systématique (tableau 6.5).

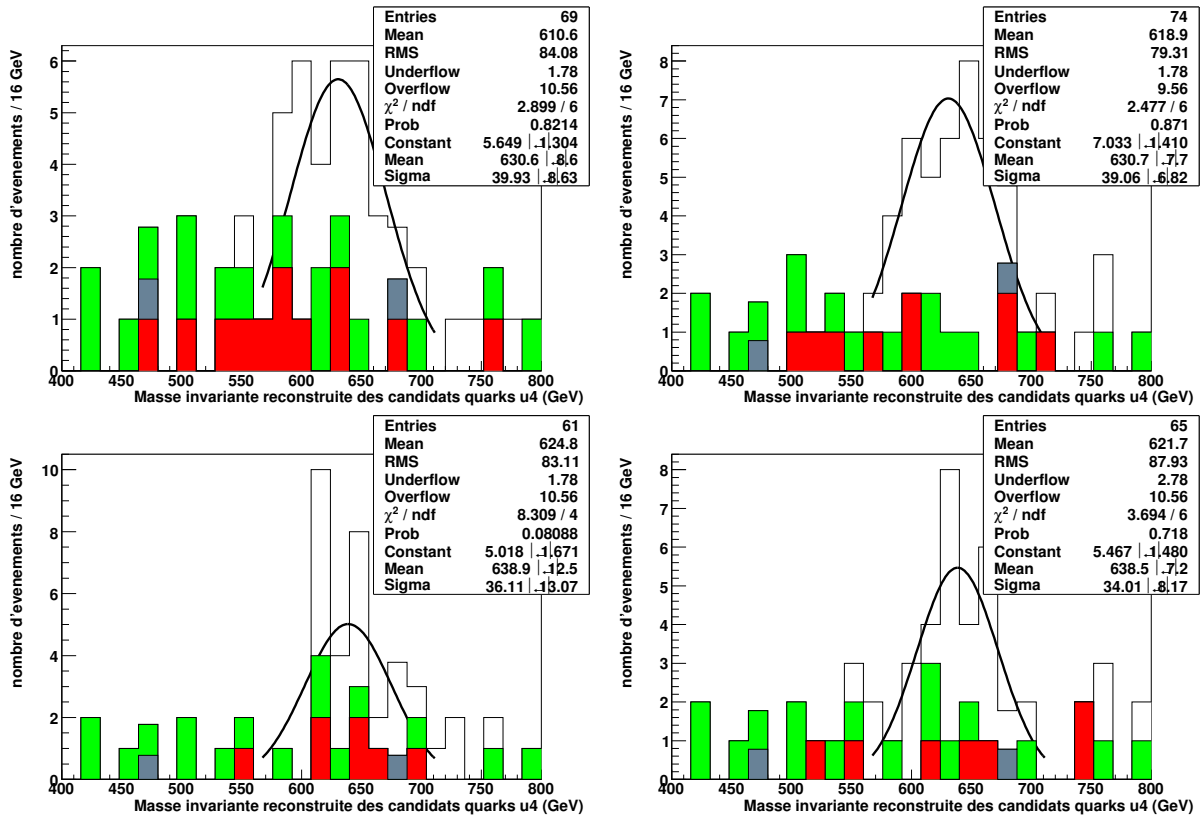


FIG. 6.11 – Masse invariante des candidats quarks u_4, normalisée pour $10fb^{-1}$, pour des masses de u_4 générées à 640 GeV, après une coupure en masse à 2σ, avec le signal en blanc, le bruit de fond lié au quark *top* en gris clair le bruit de fond lié au d_4 en gris intermédiaire et le bruit de fond combinatoire en gris foncé, pour quatre lots de données différents

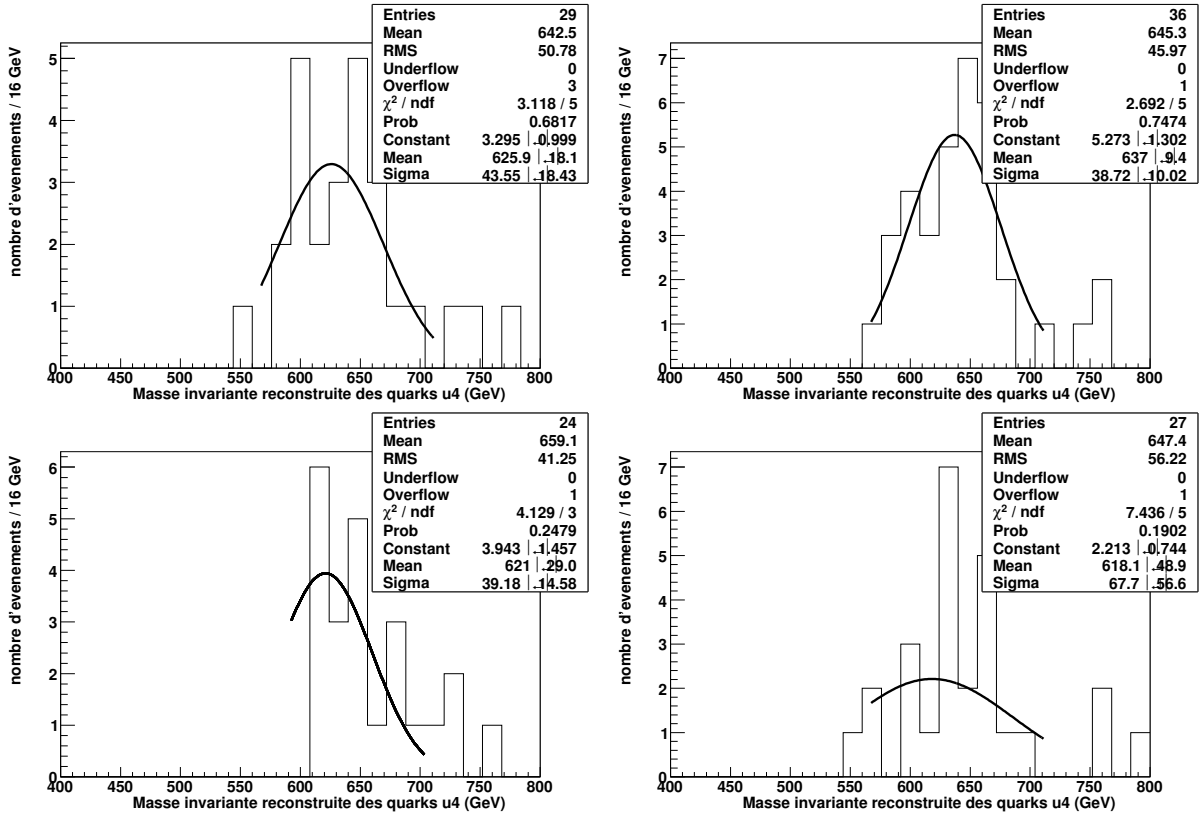


FIG. 6.12 – Masse invariante des quatre lots de quarks u_4 de 640 GeV sans aucun bruit de fond, normalisée pour $10fb^{-1}$

6.5 Conclusion

On a pu constater dans ce chapitre que nous sommes capables d'extraire, du signal de quatrième génération, une masse de quark *up* relativement précise, dans le cas où elle est faible. Un étude dédiée permet d'éliminer la majeure partie du bruit de fond tout en conservant un signal acceptable en utilisant la connaissance aproximative de la masse obtenue grace à la découverte. Le problème est qu'avec 10 fb^{-1}, les incertitudes deviennent rapidement prédominantes lorsque la section efficace diminue. Nous pouvons cependant mesurer la masse du quark u_4 à l'ordre du pourcent pour des masse faible et à l'ordre de 3% pour des masses élevées. La masse de ce quark serait alors aussi bien mesurée que celle du quark *top*.

Conclusion

L'introduction d'une quatrième famille de fermions est autorisée par les mesures de précision du Modèle Standard. Dans un modèle dit démocratique, ceci permet d'expliquer la différence de masse importante entre les particules. Nous avons vu que cette théorie peut se traduire par la désintégration de son quark *up* en quark beau et boson W. Nous avons donc décidé d'étudier cette désintégration dans le canal semi-leptonique :

$$u_4\bar{u_4} \rightarrow Wb\ W\bar{b} \rightarrow l\nu b\ jj\bar{b}$$

Avec le collisionneur LHC, qui est sur le point de démarrer, et le détecteur ATLAS se proposant de rechercher de nouveaux phénomènes physiques, nous disposons des outils idéaux pour mener à bien cette étude. Avec ce démarrage, c'est le fruit de plus de 20 années d'espoirs et de travail qui sera concrétisé. Les premiers temps seront dédiés à la compréhension et à la calibration du détecteur avec différentes méthodes. Cette période, essentielle afin de réaliser les études sur des bases saines, ne sera pas propice à la recherche des quarks de quatrième génération. En admettant que les performances soient optimisées et comprises, une grosse incertitude subsiste sur le moment où l'identification des jets beaux sera à son niveau nominal (efficacité de 60% et taux de rejet de 100).

L'analyse réalisée au cours de cette thèse montre que la découverte du quark *up* de quatrième génération sera possible avec une année de prise de données à basse luminosité voire avec 1 fb^{-1} si sa masse est inférieure à 400 GeV. Ce résultat est, bien sûr, conditionné par l'efficacité de l'étiquetage des jets beaux, considérée avec une efficacité de 60 %, et par la maîtrise de la calibration.

Si la quatrième génération venait à être découverte, cela ouvrirait un nouveau champ de recherche où se place notre étude de masse du quark *up* de quatrième génération. L'étude présentée dans ce document montre, qu'avec une année de prise de donnée à basse luminosité, la messure de la masse du quark u_4 pourrait être réalisée avec une précision de l'ordre du pourcent si sa masse est relativement faible et de l'ordre de 3% dans le cas d'une masse élevée. La précision sur la masse mesurée serait alors comparable avec celle obtenue pour le quark *top*. Il paraît clair que, si le quark u_4 a une masse élevée, il faudra plus de temps de prise de données pour avoir une idée précise de sa masse.

D'ici là, de nouvelles études peuvent être menées. Tout d'abord, il faudrait valider les méthodes dévelopées dans ce document avec la simulation complète. Ensuite, il faudrait étudier le potentiel de découverte du quark d_4 ainsi que ses propriétés. Pour pouvoir réaliser une recherche dès le démarrage du LHC, des études concernant un seul ou aucun jet beau identifié sont à mener. Enfin, les études d'autres propriétés du quark u_4 telles que la section efficace de production, la charge ou le couplage au vertex Wu_4b doivent être menées.

Bibliographie

[1] Celikel, A., Ciftci, A. K., et Sultansoy, S. (1995) A Search for fourth SM family. *Phys. Lett.*, **B342**, 257–261.

[2] Herrero, M. (1998), The Standard Model. [hep-ph/9812242].

[3] Gell-Mann, M. (1964) *Phys. Lett.*, **8**, 214.

[4] Glashow, S. L., Iliopoulos, J., et Maiani, L. (1970) Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry. *Phys. Rev. D*, **2**, 1285–1292.

[5] (2008) A Combination of CDF and D0 Results on the Mass of the Top Quark.

[6] Yao, W.-M., *et al.* (2006) Review of Particle Physics. *J. Phys. G : Nucl. Part. Phys.*, **33**, 1–1232.

[7] Higgs, P. (1964) *Phys. Lett.*, **12**, 132.

[8] Higgs, P. (1964) *Phys. Lett.*, **13**, 508.

[9] Higgs, P. (1966) *Phys. Lett.*, **145**, 1156.

[10] Englert, F. et Brout, R. (1964) Phys. Rev. Lett. *13*, p. 321.

[11] Ashie, Y. *et al.* (2004) Evidence for an oscillatory signature in atmospheric neutrino oscillation. *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 101801.

[12] Cabbibo, N. (1964) Unitarity Symmetry and Leptonic Decays. *Phys. Rev.*, **10**, 531.

[13] Kobayashi, M. et Maskawa, T. (1973) CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction. *Prog. Theor.Phys.*, **49**, 652.

[14] The LEP Collaboration et the LEP Electroweak Working Group (2008), A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model. (voir sur le site `http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/`).

[15] [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.

[16] 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.

[17] [UA1 Collaboration] : G. Arnison *et al.* (1984) Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at $\sqrt{s} = 540 GeV$. *Phys. Lett. B*, **139**, 139.

[18] [UA1 Collaboration] : G. Arnison *et al.* (1983) Experimental observation of leptons pairs of invariant mass around 95 GeV/c^2 at the CERN SpS collider. *Phys. Lett. B*, **126**, 398.

[19] Abachi, S. (1995) Observation of the Top Quark. *Physical Review Letters*, **74**, 2632, [hep-ex/9503003].

[20] The CDF collaboration (1995) Observation of Top Quark Production in Pbar-P Collisions. *Physical Review Letters*, **74**, 2626, [hep-ex/9503002].

[21] DONUT Collaboration (2001) Observation of Tau Neutrino Interactions. *Physics Letters B*, **504**, 218, [hep-ex/0012035].

[22] Altarelli, G. (2000), The Standard Electroweak Theory and Beyond. [hep-ex/0011078].

[23] [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].

[24] Martin, S. P. (1997), A Supersymmetry Primer. [hep-ph/9709356v4].

[25] Bilal, A. (2001), Introduction to Supersymmetry. [hep-th/0101055v1].

[26] de Boer, W. et Sander, C. (2004) Global electroweak fits and gauge coupling unification. *Phys. Lett.*, **B585**, 276–286.

[27] Lane, K. (1995), Natural Topcolor-Assisted Technicolor. [hep-ph/9503433].

[28] Hill, C. T. (1994), Topcolor-Assisted Technicolor. [hep-ph/9411426].

[29] Hill, C. T. (1995) Topcolor assisted technicolor. *Phys. Lett.*, **B345**, 483–489.

[30] Kubishin, Y. A. (2001), Models with extra dimensions and their phenomenology. [hep-ph/0111027].

[31] Kaluza, T. (1921) On the problem of unity in physics. *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin. (Math. Phys.)*, pp. 966–972.

[32] Klein, O. (1926) Quantum theory and five dimensional theory of relativity. *Z. Phys.*, **37**, 895–906.

[33] Schwarz, J. H. (2000), Introduction to Superstring Theory. [hep-ex/0008017v1].

[34] Davies, P. C. W. et Brown, J. (1992) Superstrings - a Theory of Everything. *Science*, **258**.

[35] Georgi, H. et Glashow, S. L. (1974) Unity of All Elementary Particle Force. *Phys. Rev. Lett.*, **32**, 438.

[36] Harari, H. et Seiberg, N. (1982) THE RISHON MODEL. *Nucl. Phys.*, **B204**, 141.

[37] CDF Collaboration (2007), CDF/PUB/TOP/PUBLIC/9234.

[38] Maltoni, M., Novikov, V. A., Okun, L. B., Rozanov, A. N., et Vysotsky, M. I. (2000) Extra quark-lepton generations and precision measurements. *Phys. Lett.*, **B476**, 107–115.

[39] (1998), review of particle physics.

[40] Abreu, P. *et al.* (1992) Searches for heavy neutrinos from Z decays. *Phys. Lett.*, **B274**, 230–238.

[41] Abreu, P. *et al.* (1999) Search for charginos nearly mass-degenerate with the lightest neutralino. *Eur. Phys. J.*, **C11**, 1–17.

[42] Froggatt, C. D., Smith, D. J., et Nielsen, H. B. (1997) Could there be a fourth generation of quarks without more leptons ? *Z. Phys.*, **C73**, 333–337.

[43] Georgi, H. (1993) Generalized dimensional analysis. *Phys. Lett.*, **B298**, 187–189.

[44] Chanowitz, M. S., Furman, M. A., et Hinchliffe, I. (1979) Weak Interactions of Ultraheavy Fermions. 2. *Nucl. Phys.*, **B153**, 402.

[45] Spira, M., Djouadi, A., Graudenz, D., et Zerwas, P. M. (1995) Higgs boson production at the LHC. *Nucl. Phys.*, **B453**, 17–82.

[46] Liao, Y. et Li, X.-y. (1997) O(alpha**2 G(F) m(t)**2) contributions to H –> gamma gamma. *Phys. Lett.*, **B396**, 225–230.

[47] Chanowitz, M. S. (1995) Probing for ultraheavy quanta at LHC. *Phys. Lett.*, **B352**, 376–381.

[48] Kinnunen, R. et Nikitenko, A. N. (1997) Study of h(susy) -> tautau -> l + tau jet + etmis in cms,. Tech. Rep. CMS-NOTE-1997-106, CERN, Geneva.

[49] Gunion, J. F., Poggioli, L., Van Kooten, R., Kao, C., et Rowson, P. (1996) Higgs boson discovery and properties.

[50] Han, T., Turcot, A. S., et Zhang, R.-J. (1999) Exploiting h –> W* W* decays at the upgraded Fermilab Tevatron. *Phys. Rev.*, **D59**, 093001.

[51] Ginzburg, I. F., Ivanov, I. P., et Schiller, A. (1999) Search for next generations of quarks and leptons at the Tevatron and LHC. *Phys. Rev.*, **D60**, 095001.

[52] Arik, E., Atag, S., Aydin, Z. Z., Celikel, A., Cicek, Z., Ciftci, A. K., Mailov, A., Sultansoy, S. F., et Unel, G. (1996) A search for the fourth family quarks at hadron colliders. Tech. Rep. ATL-PHYS-96-091. ATL-GE-PN-91, CERN, Geneva.

[53] Hou, W.-S. et Stuart, R. G. (1989) ON DISCOVERING THE NEXT CHARGE -1/3 QUARK THROUGH ITS FLAVOR CHANGING NEUTRAL CURRENT DECAYS. *Phys. Rev. Lett.*, **62**, 617.

[54] Affolder, A. A. *et al.* (2000) Search for a fourth-generation quark more massive than the Z^0 boson in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 835–840.

[55] Barger, V. D. *et al.* (1987) SUPERHEAVY QUARKONIUM PRODUCTION AND DECAYS : A NEW HIGGS SIGNAL. *Phys. Rev.*, **D35**, 3366.

[56] Arik, E., Cakir, O., Cetin, S. A., et Sultansoy, S. (2002) Fourth generation pseudoscalar quarkonium production and observability at hadron colliders. *Phys. Rev.*, **D66**, 116006.

[57] Brening, O., *et al.*, LHC Design Report Vol I : The LHC main ring. CERN-2004-003.

[58] Brening, O., *et al.*, LHC Design Report Vol III : The LHC injector chain. CERN-2004-003.

[59] Brening, O., *et al.*, Design performance. EDMS Id :CERN-0000020013v.0.

[60] The ALICE Collaboration (1995), ALICE Technical Proposal. CERN/LHCC/95-71.

[61] The ATLAS Collaboration (1994), ATLAS Technical Proposal. CERN/LHCC/94-43.

[62] The CMS Collaboration (1994), CMS Technical Proposal. CERN/LHCC/94-38.

[63] The LHCb Collaboration (1998), LHCb Technical Proposal. CERN/LHCC/98-4.

[64] The TOTEM Collaboration (2004), TOTEM Technical Design Report. CERN/LHCC/2004-002.

[65] The LUCID Collaboration (1995), The LUCID Mechanical Design Report. ATL-UL-ES-001.

[66] The ATLAS Collaboration (1998), ATLAS Inner Detector Technical Design Report I. CERN/LHCC/97-16.

[67] The ATLAS Collaboration (1998), ATLAS Inner Detector Technical Design Report II. CERN/LHCC/97-17.

[68] The ATLAS Collaboration (1998), ATLAS Pixel Detector Technical Design Report. CERN/LHCC/98-13.

[69] Garcia-Sciveres, M. (2004), The ATLAS pixel detector. ATL-COM-INDET-2004-004.

[70] Jackson, J. N. et the ATLAS SCT Collaboration (2005) The ATLAS semiconductor tracker (SCT). *Nucl. Instrum. Meth.*, **A541**, 89.

[71] 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.

[72] The ATLAS Collaboration (1998), ATLAS Central Solenoid Technical Design Report. CERN/LHCC/98-21.

[73] 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.

[74] The ATLAS Collaboration (1996), ATLAS Calorimeter Performance Technical Design Report. CERN/LHCC/96-40.

[75] The ATLAS Collaboration (1996), ATLAS Liquid Argon Calorimeter Technical Design Report. CERN/LHCC/96-41.

[76] The ATLAS Electromagnetic Barrel Liquid Argon Calorimeter Group (2006) Construction, assembly and test of the ATLAS electromagnetic barrel calorimeter. *Nucl. Instrum. Meth.*, **558**, 388.

[77] The ATLAS Collaboration (1996), ATLAS Tile Calorimeter Technical Design Report. CERN/LHCC/96-42.

[78] The ATLAS Collaboration (1997), ATLAS Muon Spectrometer Technical Design Report. CERN/LHCC/97-22.

[79] The ATLAS Level 1 trigger group (1998), ATLAS first level trigger. Technical Design Report. CERN/LHCC/98-14.

[80] Disponible à l'adresse `http://lcg.web.cern.ch/LCG/`.

[81] Assamagan K. A. *et al.* (2003), Final report of the ATLAS AOD/ESD definition task force. ATL-SOFT-2004-006.

[82] The ATLAS Computing Group (2005), Computing Technical Design Report. CERN/LHCC/2005-022.

[83] Lavrijsen 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/`.

[84] Mato, P. (1998) Gaudi-architecture design document. Tech. Rep. LHCb-98-064, CERN, Geneva.

[85] Sjõstrand, T., Lonnblad, L., Mrenna, S., et Skands, P. (2003) PYTHIA 6.3 : Physics and manual.

[86] Frixione, S. et Webber, B. R. (2002) The MC@NLO Event Generator. [hep-ph/0207182].

[87] Slabospitsky, S. R. et Sonnenschein, L. (2002) TopReX generator (version 3.25). Short manual. *Computer Physics Communications*, **148**, 87, [hep-ph/0201292].

[88] Moretti, M. ALPGEN. Presented at LoopFest V : Radiative Corrections for the International Linear Collider : Multi-loops and Multi-legs, SLAC, Menlo Park, California, 19-21 Jun 2006.

[89] Froidevaux, D., Richter-Was, E., et Poggioli, L. (1998), ATLFAST 2.0 : A fast simulation package for ATLAS. ATL-PHYS-98-131.

[90] 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`.

[91] Brun R. *et al.* (2006), ROOT. Disponible à l'adresse `http://root.cern.ch/`.

[92] Disponible à l'adresse `https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/JetS`.

[93] Blazey, G. C., *et al.* (2000), Run II Jet Physics : Proceedings of the Run II QCD and Weak Boson Physics Workshop. [hep-ex/0005012].

[94] 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].

[95] Disponible à l'adresse `http://www.phys.hawaii.edu/indico/materialDisplay.py?contribId=199&sessionId=10&materialId=slides&confId=3`.

[96] Collaboration, A. (2008), Vertex reconstruction for b-tagging. CSC Note BT0 : b-tagging performance.

[97] Sen-Gupta, A., Merritt, F., et Proudfoot, J. (2006), Jet Energy Correction Using Longitudinal Weighting. ATL-COM-PHYS-2006-062.

[98] Vivarelli, I. et Roda, C. (2005), Cell Based Jet Calibration. ATL-PHYS-PUB-2005-019.

[99] 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`.

[100] Busato, E., Reconstruction des jets. Physique ATLAS France, Autrans, France, 27-29 Mars, 2006.

[101] Discussions avec D. Pallin : pallin@clermont.in2p3.fr.

[102] Blazey, G. C. *et al.* (2000) Run II jet physics.

[103] Cognéras, E. (2007) *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 de doctorat, Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand.

[104] Disponible à l'adresse `https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/TopGroupCSCNotes`.

[105] Roy, P. (2002) *Perspective de mesure de la masse du quark Top avec le détecteur ATLAS*. Thèse de doctorat, Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand.

[106] Hubaut, F., Monnier, E., Pralavorio, P., et Zhu, C. (2006), First Look of ttbar events @ 100 pb^{-1}. Disponible à l'adresse `http://indico.cern.ch/materialDisplay.py?contribId=s0t2&materialId=0&confId=a062180`.

[107] Arlot, S., Blanchard, G., et Roquain, E. (2007) Resampling-based confidence regions and multiple tests for a correlated random vector. Tech. Rep. math.ST/0701605, comments : submitted to COLT.