



THESE de DOCTORAT
de L'UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE

Spécialité

La physique de la particule à la matière condensée

*présentée
pour obtenir*

Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE

par

Pietro G. Cavalleri

Etude de faisabilité de la mesure de la masse du quark top dans le canal électron-muon avec le détecteur ATLAS auprès du LHC

A soutenir le 18 Septembre 2009 devant la Commission d'examen

MM.	Robert N.	CAHN	
	Didier	LACOUR	Directeur de Thèse
	Reynald	PAIN	
	Dominique	PALLIN	Rapporteur
	Christian	SCHWANENBERGER	Rapporteur



Remerciements

Mes premiers remerciements vont à ceux qui ont fait le possible (et même plus) pour que j'obtienne une bourse pour réaliser ma thèse au LPNHE : Pascal Debu, Philippe Schwemling et Didier Lacour, mon directeur de thèse. Plus que 3 ans sont maintenant passés : j'espère ne pas les avoir déçus. Je veux ensuite remercier les membres de mon jury : le directeur du LPNHE Reynald Pain, Dominique Pallin et Christian Schwanenberger pour avoir eu la patience de lire mon manuscrit pendant le mois d'août et pour leur commentaires très utiles, et bien sûr Robert Cahn (travailler pendant deux mois avec lui a été un vrai honneur).

Un merci à part pour mon directeur de thèse Didier Lacour. Je ne sais pas combien de fois il a corrigé les chapitres de ce manuscrit, les horreurs d'orthographe et les phrases sans aucun sens, avec une patience incroyable. A cela, ça va sans dire, il faut ajouter un encadrement et un soutien constants et précieux.

Si cette thèse a finalement été achevée dans les temps, il est grâce surtout à mon deuxième chef Melissa Ridet : son encadrement dans les mois cruciaux a été d'une importance fondamentale et m'a permis de mûrir en tant que physicien.

Un grand merci à tous les membres du groupe ATLAS du LPNHE pour le soutien constant : ces trois années de thèse sont passées tellement vite grâce surtout à votre présence au labo. En particulier, j'aimerais remercier la *mafia italiana* du groupe : Giovanni Calderini, Sandro de Cecco et Giovanni Marchiori, pour leur aide constante et l'amitié ; Sophie pour la patience montrée dans la correction des transparents de la soutenance et l'encouragement (et le pain au chocolat après la répétition) ; Fred pour ne pas m'avoir insulté quand je me pointais dans son bureau avec les questions les plus bêtes.

Viennent ensuite ceux qui ont partagé le bureau avec moi, certains pendant deux ans, d'autres pendant quelque mois seulement. Florent Fayette pour son esprit, ses blagues, son aide et toutes les discussions faites ; pour m'avoir fait découvrir "The Big Lebowski". Eve Chareyre : bien que j'aie été parfois méchant avec elle, je suis sûr qu'elle va me manquer. Laudina Molina, mon informaticien préféré, et Yuan Li, toujours gentille et souriante. Avec vous les journées de travail ont été moins lourdes.

Je ne peux pas oublier les autres thésards, compagnons de galère mais aussi de moments très sympatiques : Jérôme (jamais voir de comédies au cinéma avec lui !!), Jérémie, Nicolas, François, Tirawut, John, Aldée... A ceux qui entament la troisième année de thèse je veux juste dire que la légèreté qu'on éprouve juste après la soutenance paie amplement la fatigue faite pendant trois ans.

Un grand merci aussi au support informatique, surtout lors des `rm -f *` faits un peu trop à la légère : ils n'ont pas seulement limité mes dégâts mais aussi mes jurons contre Linux et l'informatique entière. Vu qu'on parle informatique, un grand merci aussi à ce nouveau Big Brother appelé Google : c'est impressionnant combien de fois, désespéré, j'ai googlé ¹ quelque

¹L'existence du verbe googler est emblématique...

mot, un message d'erreur d'un code qui ne voulait pas compiler, et j'ai obtenu la solution à mon problème.

Je tiens à remercier aussi toute l'administration du LPNHE : toujours gentils avec moi même quand je perdais factures d'hôtel ou bien je partais en mission sans les prévenir.

Ces trois ans de thèse m'ont aussi permis de connaître plein de gens intéressants provenant de nombreux pays ; that's way i want to greet the russian/ukranian band, specially Denis, Viktor and Olga ; la colonie vénézuélien, sobre todo Alejandro y Henso, de ellos he recibido mucho más de cuanto les haya dado (pero devolverme la tarjeta de fidelidad!).

Of course, i cannot forget the great people met during my trips in Caucasus, Uzbekistan and Turkey : ManuJulienMathieuLouis, Min, Fulya and Ozlem, Manuel, Nino, Gohar... you are responsible for my never-ending desire for travelling.

En revenant en France, je tiens à saluer Fanny, Julien et la rue Cail, à remercier Guillaume, Julie, Martino, Marine : je suis ravi de vous avoir connu, les moments passés avec vous ont été toujours agréables et intenses.

Merci à Kévin Bailly, homme lorrain de classe internationale, à Federica (pour casser plus de verres que moi), à Claudio (souvent perdu entre le Japon et le Canada), à Francesca pour l'amitié et son envie de vivre, à Carmen et à son magret de "connard".

Viennent ensuite les coloc's : Rui Pereira (alias el gran jefe, alias Mc Gyver, alias Mr Chocolate), Marie et la new entry Samir. Pour Stefania, coloc, colleague et meilleure amie, une page entière ne suffirait pas.

Per finire, torniamo alle radici. Al bisogno di averne. Al loro richiamo. Gli amici dell'università, capitanati dal trio delle meraviglie Buba-Banaz-Pannocchio, e quelli di Bergamo (Anna, Marilù, Gianluca, Marcello, Zen e Gots). Un pensiero a mia nonna e alla famiglia di mio zio Ermanno. Un grazie alla mia famiglia, per aver sempre creduto in me.

Table des matières

Acknowledgements	iii
Introduction	1
1 Contexte théorique et expérimental	3
1.1 Le modèle standard	4
1.1.1 Les particules du modèle standard et leurs interactions	4
1.1.2 Le secteur électrofaible et le mécanisme de Higgs	5
1.1.3 La chromodynamique quantique (QCD)	11
1.1.4 Perspectives	12
1.2 Spécificités des collisions hadroniques	14
1.2.1 Section efficaces	16
1.2.2 Fonctions de distribution des partons	16
1.2.3 Hadronisation	18
1.2.4 L'événement sous-jacent	19
1.3 Le quark top	20
1.3.1 Son rôle dans la physique électrofaible	20
1.3.2 Production du quark top	22
1.3.3 Processus de désintégration	25
1.3.4 Mesure de la masse du quark top	27
1.3.5 Le quark top comme outil d'étalonnage	29
2 Le LHC et le détecteur ATLAS	31
2.1 Le LHC (<i>Large Hadron Collider</i>)	31
2.2 Aperçu du détecteur ATLAS et des autres expériences du LHC	33
2.3 Champs magnétiques	35
2.4 Détecteur interne	35
2.4.1 Détecteur de vertex à pixels	35
2.4.2 Détecteur de traces à semiconducteurs	37
2.4.3 Le trajectographe à radiation de transition	38
2.5 Calorimètres	39
2.5.1 Calorimètre électromagnétique	39
2.5.2 Le calorimètre hadronique	43
2.6 Spectromètre à muons	44
2.6.1 Chambres de détection	45
2.6.2 Chambres de déclenchement	46
2.7 Système de déclenchement	46
2.8 Etat du LHC et du détecteur ATLAS	47

3	La sélection des événements	49
3.1	Définition et reconstruction des objets	50
3.1.1	Électrons	50
3.1.2	Muons	50
3.1.3	Jets	51
3.2	Sélection des événements $t\bar{t}$ se désintégrant dans le canal dileptonique	54
3.2.1	Comment augmenter l'efficacité d'identification des jets	56
4	La méthode des éléments de matrice	63
4.1	Densité de probabilité pour le signal	63
4.2	Section efficace différentielle du signal	65
4.2.1	Transformation de l'espace des phases	66
4.2.2	Solutions des équations des neutrinos	67
4.3	Densité de probabilité pour le bruit de fond	69
4.4	Combinaison du signal et du bruit de fond	71
5	Fonctions de transfert	73
5.1	Fonction de transfert pour les énergies des jets	73
5.1.1	Détermination de paramètres pour W_{jet}	74
5.2	Fonction de transfert pour les leptons et les directions des jets	79
5.3	Fonction de transfert pour les τ	80
5.4	Fonction de transfert pour l'impulsion transverse du système $t\bar{t}$	81
6	Étude de faisabilité de la mesure de la masse du quark top	85
6.1	Tests de la méthode : quelques généralités	85
6.1.1	Évaluation de l'élément de matrice	86
6.1.2	La section efficace globale	86
6.1.3	La construction de la fonction de vraisemblance	88
6.2	Construction de la probabilité du signal	93
6.2.1	Test de la méthode pour les événements au niveau partonique	93
6.2.2	Test de la méthode avec les objets reconstruits	94
6.3	Événements du signal	97
6.4	Combinaison signal et bruit de fond	101
6.4.1	Événements du signal et $Z \rightarrow \tau\tau$	102
6.4.2	Signal et l'ensemble des bruits de fond de physique	104
6.4.3	Évaluation de l'impact du bruit de fond QCD	105
6.5	Les erreurs systématiques	108
6.5.1	Impact de la radiation de l'état initial et final (<i>ISR</i> et <i>FSR</i>)	108
6.5.2	Impact des fonctions de densité partonique (PDF)	111
6.5.3	Impact de l'énergie d'échelle des jets	112
6.5.4	Résumé	114
6.6	Etalonnage de la mesure de la masse	115
6.7	Amélioration de la mesure de la masse du quark top	115
	Conclusions	119

Bibliographie	123
A Fonctions de transfert	125
A.1 Jets issus des quarks b	125
A.2 Jets légers	132
A.3 Fonction de transfert pour le canal $Z \rightarrow \tau\tau$ +jets	135
B Distributions complémentaires sur la masse du quark top	137
B.1 Test de la méthode	137
B.1.1 Objets au niveau partonique	138
B.1.2 Leptons reconstruits	139
B.1.3 Tous les objets reconstruits	140
B.2 Événements du signal	141
B.3 Combinaison signal et bruit de fond	143
B.3.1 Signal et $Z \rightarrow \tau\tau$ avec P_{sig}	143
B.3.2 Signal et $Z \rightarrow \tau\tau$ avec P_{sig} et P_{bkg}	144
B.3.3 Signal avec l'ensemble des bruits de fond de physique	145
B.3.4 Signal, bruits de fond de physique et bruit de fond QCD	146
C Distributions cinématiques pour les événements sélectionnés	147

Table des figures

1.1	Potentiel du champs de Higgs	10
1.2	Variation des constantes de couplage	13
1.3	Valeurs de α_s	15
1.4	Collisions hadronique	16
1.5	Fonctions de distribution partonique	17
1.6	Représentation schématique du processus d'hadronisation.	18
1.7	(a) Boucles virtuelles des quarks top qui contribuent aux masses de bosons Z et W. (b) Boucles virtuelles du boson de Higgs qui contribuent aux masses des bosons W et Z	22
1.8	Contraintes sur la masse du Higgs	23
1.9	Diagrammes de Feynmann du processus de production du quark top célibataire.	23
1.10	Processus de production de paires $t\bar{t}$ (au premier ordre) aux collisionneurs hadroniques via l'interaction forte. En haut, production par annihilation quark-antiquark; en bas, par fusion de gluons.	24
1.11	Section efficaces des processus au Tevatron et au LHC.	26
1.12	Rapports d'embranchements pour les désintégrations des paires $t\bar{t}$	27
1.13	Mesures de la masse du quark top au Tevatron	28
1.14	Corrélation des incertitudes des sections efficaces	30
2.1	Représentation schématique des accélérateurs du CERN	32
2.2	Section du détecteur ATLAS.	34
2.3	Aimants du détecteur ATLAS	36
2.4	Section du détecteur interne	37
2.5	Vue latérale des sous-systèmes du détecteur interne.	38
2.6	Schéma de la calorimétrie d'ATLAS.	40
2.7	Structure en accordéon du EMB	41
2.8	Calorimètre en avant.	44
2.9	Spectromètre à muons	45
2.10	Système de déclenchement d'ATLAS.	48
3.1	Nombre d'électrons et muons par événement du signal	51
3.2	Efficacité de déclenchement	52
3.3	Énergie de jets	53
3.4	Efficacité de reconstruction des jets.	54
3.5	Colinéarité des τ et des leptons venant de leur désintégration.	55
3.6	Fraction des événements du signal ayant les deux jets issus des quark b.	58
3.7	Pourcentage des événements à 3 jets ayant deux jets de b reconstruits.	58
3.8	Pureté pour événements ayant deux ou trois jets	59

3.9	Efficacité de sélection et pureté.	60
3.10	Distribution de HT	61
4.1	Solutions des équations des neutrinos.	68
4.2	$\Delta R = \sqrt{\Delta\Phi^2 + \Delta\eta^2}$ entre le τ et les leptons issus de sa désintégration.	70
4.3	Section efficace différentielle $Z \rightarrow \tau\tau$ +jets	71
5.1	$\Delta E = E_p - E_j$ (en GeV) en fonction de l'énergie des partons	75
5.2	Distance $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ entre les jets de b du signal et les muons reconstruits.	76
5.3	Tests de la fonction de transfert.	78
5.4	Résolution en énergie pour mouns et électrons	79
5.5	Résolution angulaire des objets dans l'état final	80
5.6	Fonctions de transfert pour les τ	81
5.7	impulsion transverse en fonction du nombre des jets	82
5.8	Impulsion transverse du système $t\bar{t}$	83
6.1	Évaluation de $ M ^2$ pour des événements au niveau partonique.	87
6.2	Évaluation de la section efficace observée.	89
6.3	$-\log(P(x M_t))$ pour un lot de 50 événements $t\bar{t}$	90
6.4	Réjection de mauvaises intégrations.	92
6.5	Masse mesuré pour des événements au niveau partonique	94
6.6	Linéarité de la méthode au niveau partonique	94
6.7	Masse mesurée avec des leptons reconstruits	95
6.8	Linéarité de la méthode avec des leptons reconstruits	96
6.9	Masse mesurée avec tous les objets reconstruits	97
6.10	Linéarité de la methode avec tous les objets reconstruits	97
6.11	Fonction de vraisemblance pour les événements des canaux $t\bar{t} \rightarrow \tau\nu b$, $\tau\nu b$, $t\bar{t} \rightarrow \tau\nu b$, νb et $t\bar{t} \rightarrow \tau\nu b$, $\mu\nu b$ pour une masse du top générée à 170 GeV/ c^2 . L'impact de la différence d'énergie entre le τ et le lepton provenant de sa désintégration reste limité.	99
6.12	Masse mesurée avec des événements du signal	99
6.13	Linéarité de la méthode avec des événements du signal	100
6.14	Masse mesurée avec des événements du signal et du bruit de fond principal avec uniquement P_{sig}	102
6.15	Linéarité de la méthode avec le bruit de fond dominant et uniquement P_{sig}	103
6.16	Masse mesurée avec P_{sig} et P_{bkg}	104
6.17	Linéarité de la méthode avec P_{sig} et P_{bkg}	104
6.18	Masse mesurée avec l'ensemble des bruits de fond	105
6.19	Linéarité de la méthode avec l'ensemble des bruits de fond	106
6.20	Mesure de la masse avec le bruit de fond QCD	107
6.21	Linéarité de la mesure avec le bruit de fond QCD	107
6.22	Nombre de jets par événements pour différentes valeurs de λ_{QCD}	109
6.23	Nombre de jets par événement pour différents générateurs	110
6.24	Impulsion transverse de la paire $t\bar{t}$ pour différentes valeurs de λ_{QCD}	111
6.25	Masse mesurée pour différentes valeurs de λ_{QCD}	111
6.26	Masse mesurée pour différentes valeurs de λ_{QCD} . Une correspondance jet-parton est demandée	112
6.27	Masse mesurée pour différentes paramétrisation des PDF	113
6.28	Impact de l'échelle d'énergie de jets	113

6.29	Impulsion transverse du <i>leading</i> jet	114
6.30	Valeurs de pseudo-rapidity pour des jets issus des quarks b (en noir) et pour des jets provenant de la radiation de l'état initial et final	117
6.31	Masse invariante du jet et du leptons chargé associé pour des jets de b et des jets provenant de l'ISR	117
A.1	Projections de la figure 5.1 (a) pour différents intervalles d'énergie des quarks b dans la partie centrale du détecteur ($ \eta < 1.4$) et sans muons dans le cône utilisé pour la reconstruction des jets.	126
A.2	Projections de la figure 5.1 (a) pour différents intervalles d'énergie des quarks b dans la partie <i>crack</i> du détecteur ($1.4 < \eta < 1.8$) et sans muons dans le cône utilisé pour la reconstruction des jets.	127
A.3	Projections de la figure 5.1 (a) pour différents intervalles d'énergie des quarks b dans la partie en avant du détecteur ($1.8 < \eta < 2.5$) et sans muons dans le cône utilisé pour la reconstruction des jets.	128
A.4	Projections de la figure 5.1 (a) pour différents intervalles d'énergie des quarks b dans la partie centrale du détecteur ($ \eta < 1.4$) avec un muon dans le cône utilisé pour la reconstruction des jets.	129
A.5	Projections de la figure 5.1 (a) pour différents intervalles d'énergie des quarks b dans la partie <i>crack</i> du détecteur ($1.4 < \eta < 1.8$) et avec un muon dans le cône utilisé pour la reconstruction des jets.	130
A.6	Projections de la figure 5.1 (a) pour différents intervalles d'énergie des quarks b dans la partie en avant du détecteur ($1.8 < \eta < 2.5$) et avec un muon dans le cône utilisé pour la reconstruction des jets.	131
A.7	Projections de la figure 5.1 (c) pour différents intervalles d'énergie des partons légers ayant pseudorapidity $ \eta < 1.4$	132
A.8	Projections de la figure 5.1 (c) pour différents intervalles d'énergie des partons légers ayant pseudorapidity $1.4 < \eta < 1.8$	133
A.9	Projections de la figure 5.1 (c) pour différents intervalles d'énergie des partons légers ayant pseudorapidity $ \eta > 1.8$	134
A.10	(a), (b), (c), (d), (e) : projections de la distribution $E_\tau - E_{lept}$ en fonction de E_τ pour différents intervalles d'énergie de τ . (f) : somme des projections précédentes.	136
B.1	Valeurs de masse reconstruite pour des pseudo-expériences de 90 événements chacune, erreurs et distribution des pulls pour une masse de quark top générée à 160 GeV/c ² (histogrammes (a), (b) et (c)), 175 GeV/c ² (histogrammes (d), (e) et (f)) et 190 GeV/c ² (histogrammes (g), (h) et (i)).	138
B.2	Valeurs de masse reconstruite pour des pseudo-expériences de 90 événements chacune, erreurs et distribution des pulls pour une masse de quark top générée à 160 GeV/c ² (histogrammes (a), (b) et (c)), 175 GeV/c ² (histogrammes (d), (e) et (f)) et 190 GeV/c ² (histogrammes (g), (h) et (i)).	139
B.3	Valeurs des masses reconstruites pour des pseudo-expériences de 90 événements chacune, erreurs et distribution des pulls pour une masse de quark top générée à 160 GeV/c ² (histogrammes (a), (b) et (c)), 175 GeV/c ² (histogrammes (d), (e) et (f)) et 190 GeV/c ² (histogrammes (g), (h) et (i)).	140
B.4	Fonction de vraisemblance pour les événements $t\bar{t} \rightarrow \tau + l$ pour l'ensemble de données de la simulation officielle avec une masse du quark top à 160 GeV/c ² (a), 175 GeV/c ² (b), 190 GeV/c ² (c).	141

B.5	Valeurs des masses reconstruite pour des pseudo-expériences de 90 événements chacune, erreurs et distribution des pulls pour une masse de quark top générée à 160 GeV/c ² (histogrammes (a), (b) et (c)), 175 GeV/c ² (histogrammes (d), (e) et (f)) et 190 GeV/c ² (histogrammes (g), (h) et (i)).	142
B.6	Valeurs des masses reconstruites pour des pseudo-expériences de 90 événements chacune, erreurs et distribution des pulls pour une masse de quark top générée à 160 GeV/c ² (histogrammes (a), (b) et (c)), 175 GeV/c ² (histogrammes (d), (e) et (f)) et 190 GeV/c ² (histogrammes (g), (h) et (i)).	143
B.7	Valeurs des masses reconstruites pour des pseudo-expériences de 90 événements chacune, erreurs et distribution des pulls pour une masse de quark top générée à 160 GeV/c ² (histogrammes (a), (b) et (c)), 175 GeV/c ² (histogrammes (d), (e) et (f)) et 190 GeV/c ² (histogrammes (g), (h) et (i)).	144
B.8	Valeurs des masses reconstruites pour des pseudo-expériences de 90 événements chacune, erreurs et distribution des pulls pour une masse de quark top générée à 160 GeV/c ² (histogrammes (a), (b) et (c)), 175 GeV/c ² (histogrammes (d), (e) et (f)) et 190 GeV/c ² (histogrammes (g), (h) et (i)).	145
B.9	Valeurs des masses reconstruites pour des pseudo-expériences de 90 événements chacune, erreurs et distribution des pulls pour une masse de quark top générée à 160 GeV/c ² (histogrammes (a), (b) et (c)), 175 GeV/c ² (histogrammes (d), (e) et (f)) et 190 GeV/c ² (histogrammes (g), (h) et (i)).	146
C.1	(a) Impulsion transverse de l'électron et (b) sa valeur de pseudo-rapidité.	147
C.2	Impulsion transverse du muon et (b) sa valeur de pseudo-rapidité.	148
C.3	Impulsion transverse du jet ayant la plus grande impulsion transverse et (b) sa valeur de pseudo-rapidité.	148
C.4	Impulsion transverse du jet ayant la seconde plus grande impulsion transverse et (b) sa valeur de pseudo-rapidité.	149
C.5	Impulsion transverse du jet ayant la troisième plus grande impulsion transverse et (b) sa valeur de pseudo-rapidité	149

Introduction

Ça a débuté comme ça. Moi, j'avais
jamais rien dit. Rien.

Louis Ferdinand Céline

Le Modèle Standard est actuellement la théorie quantique des champs qui décrit le mieux les lois régissant la physique des particules. Cette théorie décrit les interactions entre les particules fondamentales de la matière grâce à l'échange des particules médiatrices. Elle réunit à la fois les interactions fortes et électrofaibles, mais laisse de côté la gravité. Les succès expérimentaux du Modèle Standard sont nombreux et presque toutes les particules qui le composent ont été observées. Cependant, ce modèle nécessite une dernière observation, fondamentale pour sa cohérence : le boson de Higgs, la particule qui donne une masse à toutes les autres. En effet, le Modèle Standard ne prédit pas de masse aux particules bien que ces masses aient été mesurées sur un très large spectre en énergie allant de quelques électron-volt à quelques Giga-électron-volt. Ce boson de Higgs dont l'existence a été prédite il y a plus de 30 ans, n'a pas encore été détecté. Son éventuelle découverte, un des enjeux du Large Hadron Collider (LHC), ne représente cependant pas l'aboutissement de la physique des particules puisque plusieurs indices laissent supposer que le Modèle Standard n'est qu'une théorie effective à basse énergie d'une théorie encore plus fondamentale.

Une partie de ces questions ouvertes, abordées dans le chapitre 1, pourraient trouver une réponse grâce à l'accélérateur de particules LHC construit au CERN. Ce collisionneur proton-proton, dont l'énergie nominale dans le centre de masse devrait atteindre 14 TeV à terme et dont la luminosité nominale n'aura jamais été atteinte auparavant, sera la machine optimale pour rechercher le boson de Higgs et explorer la physique au delà du modèle standard.

Le LHC ne sera pas seulement une machine de découverte : des nombreux tests de précision sur la physique du Modèle Standard seront effectués. Parmi ces tests, ceux concernant la physique du quark top représentent un domaine d'étude privilégiée puisqu'une mesure très précise de la masse du quark top permet de contraindre celle du boson de Higgs. De plus, le quark top est le seul qui se désintègre avant de s'hadroniser ; cela permet l'accès à la masse nue du quark ainsi que la transmission de la valeur de spin aux produits de désintégration, sans que les interactions chromomagnétiques (présentes dans les hadrons) le dépolarisent. La seconde partie du chapitre 1 recense l'ensemble des connaissances actuels sur ce quark.

Le complexe d'accélération du LHC, son fonctionnement ainsi que le détecteur ATLAS, sa structure en couche et les performances de chaque sous-détecteur sont décrits en détails dans le chapitre 2. Il s'agit du contexte expérimental de l'étude présentée dans la suite. En effet, d'un point de vue plus général, la physique du quark top sera, au démarrage du LHC, un excellent outil pour l'étalonnage de l'échelle d'énergie des jets et pour l'étiquetage des jets issus des quarks b. Elle est donc un domaine de première importance pour la compréhension du détecteur de l'expérience ATLAS.

Bien que le nombre de paires $t\bar{t}$ produites au LHC soit très élevé, la section efficace de ce processus demeure plusieurs ordres de grandeur inférieure à celle d'autres processus. Une sélection appropriée, décrite dans le chapitre 3, est nécessaire pour séparer les événements du signal de ceux qui forment le bruit de fond pour le processus étudié.

L'ensemble des travaux présentés dans cette thèse a été effectué sur des données Monte Carlo avec la simulation complète du détecteur ATLAS pour la reconstruction.

Le chapitre 4 décrit en détail la méthode choisie pour réaliser l'étude de faisabilité de la mesure de la masse du quark top présentée. Cette étude se concentre sur le canal de désintégration en électron-muon qui, même si caractérisé par un faible rapport d'embranchement, présente un rapport signal sur bruit élevé.

La technique utilisée pour cette mesure est appelée méthode des éléments de matrice et semble très adaptée pour des analyses avec peu de statistique.

La probabilité d'une désintégration dans un état final ayant une certaine cinématique est proportionnelle à la section efficace différentielle du processus qui décrit la désintégration. Le principe de cette méthode consiste à calculer une probabilité événement par événement pour le signal et le bruit de fond en fonction d'un ou plusieurs paramètres. Dans cette analyse, le paramètre à mesurer est la masse nue du quark top. La densité de probabilité est obtenue grâce à la convolution de l'élément de matrice du processus $t\bar{t}$ par les fonction de résolution du détecteur et en intégrant numériquement sur les quantités de l'espace des phases non mesurables (les impulsions des neutrinos). La probabilité finale est le produit de probabilité pour chaque événement.

Les fonctions de transfert servent à prendre en compte les effets du détecteur sur la mesure : l'étude de leur paramétrisation est décrite dans le chapitre 5. Étant donné que les impulsions nécessaires à l'évaluation de l'élément de matrice sont celles des partons, tandis que les particules mesurées sont des objets reconstruits ayant les effets du détecteur, il est important d'évaluer correctement la résolution du détecteur ATLAS. La probabilité qu'un parton d'impulsion donnée soit mesuré comme un objet reconstruit d'une certaine énergie est obtenue par la paramétrisation des fonctions de résolution du détecteur.

Les différentes étapes de validation de la méthode, brièvement énoncées ci-dessous, sont présentées dans le chapitre 6. Tout d'abord, la faisabilité de la mesure de la masse du quark top est étudiée avec de quantités partoniques et des événements du signal uniquement, pour s'affranchir des effets du détecteur. Dans un deuxième temps, les fonctions de résolutions paramétrées sont introduites pour permettre une mesure de la masse en utilisant les événements du signal reconstruits par le détecteur ATLAS. Enfin, des événements du bruit de fond sont pris en compte suivant les valeurs des rapports signal sur bruit de fond obtenues avec la sélection des événements implémentée. Ce dernier chapitre se termine par une évaluation des erreurs systématiques et une présentation du résultat final. Deux annexes complètent ce manuscrit : l'une décrit l'ensemble des fonctions de transfert, la seconde présente les distributions pour les quatre masse du quark top générées.

Chapitre 1

Contexte théorique et expérimental

Io sono una forza del Passato.
Solo nella tradizione è il mio amore.
Vengo dai ruderi, dalle chiese, dalle pale
d'altare,
dai borghi abbandonati sugli Appennini
o le Prealpi,
dove sono vissuti i fratelli.

Pier Paolo Pasolini

La physique des particules a comme but la description des constituants fondamentaux et de leurs interactions. La matière stable peut être décrite par un nombre limité de particules et de forces. De plus, même les particules instables connues présentent des caractéristiques similaires qui permettent de les regrouper en familles, dont la seule différence est la masse.

Dans la section 1.1, le cadre théorique qui décrit les constituants de la matière et les interactions électromagnétiques, faibles et fortes est présenté. Ce modèle, appelé Modèle Standard, est une théorie quantique des champs : les interactions sont décrites alors comme un “échange” de particules qui véhiculent l’interaction. La présence des bosons qui véhiculent les interactions est, d’un point de vue théorique, la conséquence du fait qu’on veut un lagrangien invariant sous certaines transformations. Cependant, dans le Modèle Standard, les particules doivent avoir une masse nulle pour que le lagrangien soit invariant sous les mêmes transformations. Pour réintroduire la masse des particules dans la théorie, un mécanisme de brisure spontanée de symétrie (mécanisme de Higgs) est à ce jour le modèle accepté.

La section 1.2 est centrée sur certaines spécificités des collisions hadroniques : une première partie traite du processus d’hadronisation et de formation de jets ; dans une seconde partie sont décrites les fonctions de densité partonique et leur importance dans les mesures auprès des collisionneurs hadroniques.

La section 1.3 traite de l’importance du quark top dans la physique des particules : son rôle dans le secteur électrofaible, les processus de production de paires $t\bar{t}$ et leur désintégration dans les différents canaux. Ce chapitre se termine par une présentation de l’incertitude théorique sur la masse du quark top et par une présentation des résultats récents obtenus au TeVatron [1].

1.1 Le modèle standard

1.1.1 Les particules du modèle standard et leurs interactions

La physique moderne des particules décrit les constituants fondamentaux de la nature, les particules, et leurs interactions. Les particules qui forment la matière sont appelés fermions et sont caractérisées par une valeur de spin égale à $1/2$ obéissant à la statistique de Fermi-Dirac ; ces particules sont des leptons ou des quarks. Les leptons sont des particules fondamentales qui existent à l'état libre, comme l'électron et le neutrino ; il y a une dizaine d'année, il a été montré que le neutrino, présent dans les désintégrations β , a une masse non nulle [2].

Les quarks n'existent pas à l'état libre et ils possèdent une charge fractionnaire. Leurs interactions sont décrites par une théorie appelée chromodynamique quantique, qui prévoit l'introduction d'un numéro quantique supplémentaire, la couleur [3], et qui explique comment ils s'associent et forment des hadrons.

Bien que la matière ordinaire puisse être décrite par une seule famille de fermions (électron, neutrino, quark up et down), l'existence de trois familles distinctes a été démontrée dans les expériences de hautes énergies ; la différence essentielle entre ces trois familles (outre l'instabilité) demeure dans la masse des particules. Le tableau 1.1 présente les particules élémentaires observées, ainsi que leurs valeurs de masse et charge électrique. Dans le cadre de la physique

Fam.	Leptons			Quarks		
	Part.	Charge	Masse	Part.	Charge	Masse
1	e	-1	511 keV/c ²	u	2/3	1 MeV/c ²
	ν_e	0	<1 eV/c ²	d	-1/3	3-9 MeV/c ²
2	μ	-1	105.6 MeV/c ²	c	2/3	1.5 GeV/c ²
	ν_μ	0	<0.19 MeV/c ²	s	-1/3	75-170 MeV/c ²
3	τ	-1	1.77 GeV/c ²	t	2/3	173.1 ¹ a GeV/c ²
	ν_τ	0	<182 MeV/c ²	b	-1/3	4.2 GeV/c ²

TAB. 1.1: Caractéristiques des particules élémentaires. Les valeurs des masses ont été prises de Particle Data Book [4]. Il a été démontré que les neutrinos ont une masse, mais seules des limites ont pu être établies.

moderne des particules, les interactions entre les constituants de la matière sont réalisées par l'échange d'un autre type de particules, appelées particules de champ ou bosons ; elles ont un spin entier et obéissent à la statistique de Bose-Einstein. Le tableau 1.2 résume les caractéristiques des particules médiatrices des quatre interactions fondamentales :

- interaction électromagnétique : le boson vecteur est le photon, particule de charge et masse nulle. Elle s'exerce sur toutes les particules ayant une charge électrique : seuls les neutrinos en sont alors exclus ;
- interaction faible : elle agit sur tous les fermions. Les bosons vecteurs de cette interaction sont les trois suivants : le boson Z^0 , de masse égale à 91.187 GeV/c² [4] et de charge nulle, les bosons W^+ et W^- , ayant une masse de 80.398 GeV/c² [4] et une charge électrique ± 1 . Ils peuvent se coupler entre eux ainsi qu'avec le photon ;
- interaction forte : elle s'exerce uniquement sur les quarks et explique leur confinement dans les hadrons. Les particules qui véhiculent l'interaction forte sont appelées gluons. Ils

¹Moyenne mondiale en mars 2009 [5]

- ont une masse nulle et agissent sur les particules ayant une charge de couleur ; puisque les gluons ont une charge de couleur, ils peuvent se coupler entre eux ;
- interaction gravitationnelle : elle est la seule interaction qui n'est pas décrite par le Modèle Standard. Elle agit sur les fermions de masse non nulle. Elle est la seule interaction qui est uniquement attractive. De plus, bien qu'étant l'interaction de plus faible intensité, au niveau macroscopique elle est l'interaction dominante, puisque la matière est électriquement neutre. La particule qui véhiculerait cette interaction, le graviton, n'a pas encore été mise en évidence.

Boson	charge ($\times e$)	masse	amplitude relative	interaction
gluon	0	0	1	forte
photon	0	0	10^{-2}	e.m.
$W^\pm$	± 1	80 GeV/c ²	10^{-6}	faible
Z^0	0	91 GeV/c ²	10^{-13}	faible
graviton	0	0	10^{-38}	gravitation

TAB. 1.2: Caractéristiques des particules médiatrices des interactions.

1.1.2 Le secteur électrofaible et le mécanisme de Higgs

En physique des particules, un champ complexe dépendant des coordonnées spatiales et temporelle est associé à chaque particule. Pour une particule libre, la phase de son champ complexe n'est pas une observable, puisque dans les quantités mesurées entrent seulement les modules au carré des relations concernant les champs ; à cause de cela, le lagrangien qui décrit la dynamique de la particule doit être invariant par une transformation de phase locale. Les transformations qui agissent sur la phase du champ complexe sont appelées transformations de jauge.

Dans cette section, on montre que la demande d'un lagrangien invariant sous une transformation de jauge implique la présence d'un champ vectoriel qui se transforme comme le champ des fermions. D'abord le cas de l'électrodynamique quantique est illustré ; ensuite, la généralisation à des théories plus complexes est présentée.

Electrodynamique quantique (QED)

Le lagrangien pour un électron libre, qui s'écrit ainsi :

$$\mathcal{L}_0 = \bar{\psi}(x)(i\gamma_\mu\partial^\mu - m_e)\psi(x) \quad (1.1)$$

est invariant par transformation de jauge globale, c'est-à-dire, par une transformation du type $\psi(x) \rightarrow e^{i\alpha}\psi(x)$, où α ne dépend pas de la coordonnée spatiale.

Cependant, si on considère une transformation de jauge locale sous le groupe de symétrie U(1)

$$\psi(x) \rightarrow e^{i\alpha(x)}\psi(x) \quad (1.2)$$

le lagrangien n'est plus invariant. L'invariance pour une transformation de jauge locale est restaurée si la dérivée partielle ∂_μ est remplacée par la dérivée covariante $D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu(x)$ et si le champ A_μ introduit se transforme de la manière suivante :

$$A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) + \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha(x) \quad (1.3)$$

Il est immédiat de voir que la dérivée covariante se transforme de la même manière que le champ.

Le lagrangien complet s'obtient en ajoutant un terme dynamique pour le champ électromagnétique ; il est possible de montrer que ce terme peut être obtenu par le commutateur des dérivées covariantes² :

$$[D_\mu, D_\nu] = ie(\delta_\mu A_\nu - \delta_\nu A_\mu) = ieF_{\mu\nu} \quad (1.4)$$

Pour que le lagrangien complet de l'électrodynamique quantique soit invariant par transformation de jauge, le terme dynamique doit apparaître au carré :

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(x)(i\gamma^\mu D_\mu - m_e)\psi(x) - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}(x)F^{\mu\nu}(x) \quad (1.5)$$

Avec cette approche, l'existence même du champ vectorielle A_μ est une conséquence de la symétrie locale de jauge : l'invariance du lagrangien sous une transformation de jauge locale peut être interprétée comme la raison théorique de l'existence du photon.

Théorie de Yang-Mills

Yang et Mills ont démontré [7] que l'argument exposé ci-dessus peut être généralisé à une invariance sous n'importe quel groupe de symétrie continue. Dans le cas d'une symétrie SU(2), les champs sont réunis sous forme de doublets de champs complexes :

$$\Psi = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

Le lagrangien libre pour un doublet de SU(2) de masse m s'écrit ainsi :

$$\mathcal{L} = \bar{\Psi}(x)(i\gamma_\mu \partial_\mu - m)\Psi(x) \quad (1.7)$$

Comme dans le cas de la QED, ce lagrangien n'est pas invariant sous une transformation de jauge locale qui est donnée, dans le cas du groupe de symétrie SU(2), par $U = \exp(i\alpha^i(x)\frac{\sigma^i}{2})$, où σ^i sont les générateurs du groupe de symétrie SU(2), les matrices de Pauli. L'invariance du lagrangien sous cette transformation est là aussi obtenue en remplaçant la dérivée ∂_μ par la dérivée covariante qui suit :

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = (\partial_\mu + iW_\mu^i \sigma^i) \quad (1.8)$$

Cette dérivée covariante se transforme sous une transformation SU(2) comme le doublet de l'équation 1.6. L'invariance du lagrangien sous une transformation de jauge locale est rétablie en introduisant trois champs vectoriels W_μ^i . Le terme dynamique de ces bosons vecteurs peut être construit avec le commutateur des dérivées covariantes :

$$[D_\mu, D_\nu] = -ig(\partial_\mu W_\nu^i \frac{\sigma^i}{2} - \partial_\nu W_\mu^i \frac{\sigma^i}{2} - ig[W_\mu^i \frac{\sigma^i}{2}, W_\nu^j \frac{\sigma^j}{2}]) = -igF_{\mu\nu}^i \frac{\sigma^i}{2} \quad (1.9)$$

où le caractère non commutatif du groupe SU(2) est évident. Le lagrangien d'une théorie Yang-Mills, basée sur le groupe de symétrie SU(2), peut alors s'écrire ainsi [6] :

$$\mathcal{L} = \bar{\Psi}(x)(i\gamma^\mu D_\mu - m)\Psi(x) - \frac{1}{4}(F_{\mu\nu}^i)^2 \quad (1.10)$$

² Voir [6] pour l'interprétation géométrique du commutateur des dérivées covariantes

Le modèle électrofaible

Dans les années 60, Glashow Weinberg et Salam [8] ont introduit un groupe de symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ qui unifiait l'interaction électromagnétique et l'interaction faible. L représente le fait que seuls les doublets d'hélicité gauche se transforment sous $SU(2)$; Y représente l'hypercharge pour le groupe $U(1)$, définie ainsi :

$$\frac{Y}{2} = Q - T_3 \quad (1.11)$$

où Q est la charge électrique et T_3 est la troisième composante de l'isospin faible [9], qui vaut $1/2$ pour les doublets et zéro pour les singulets. Dans cette section, seule l'interaction électrofaible est présentée, ainsi que le mécanisme de Higgs qui permet de donner une masse aux particules. Le Modèle Standard ajoute une symétrie ultérieure ($SU(3)_C$) pour prendre en compte l'interaction forte ; cela est l'objet de la section 1.1.3.

On considère d'abord les interactions avec les leptons. Chaque famille présente un lepton chargé et un lepton neutre. Puisque seule la partie gauche du neutrino se couple dans les interactions faibles comme la désintégration β , le champ de Dirac associé à chaque particule peut se décomposer en partie droite et gauche, de différente hélicité $\psi(x) = \psi_L(x) + \psi_R(x)$:

$$\begin{aligned} \psi_R &= \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\psi(x) \\ \psi_L &= \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\psi(x) \end{aligned} \quad (1.12)$$

Cependant, le terme de masse utilisé dans les sections précédentes ($m\psi\bar{\psi}$) n'est plus un invariant de $SU(2)_L$, puisque les composantes gauches des fermions sont un doublet de $SU(2)_L$ et les composantes droites sont un singulet. Les masses des particules sont alors prises comme nulles : le mécanisme de Higgs, qui est décrit à la fin de cette section, permet de réintroduire les masses dans le Modèle Standard.

Le lagrangien de Dirac pour les leptons devient :

$$\mathcal{L}_0 = \sum_{j=1}^3 \bar{\psi}_j i \gamma^\mu \partial_\mu \psi_j \quad (1.13)$$

où les champs peuvent être ainsi écrits :

$$\psi_1 = \begin{pmatrix} \nu_L \\ l_L \end{pmatrix}, \quad \psi_2 = \nu_R, \quad \psi_3 = l_R \quad (1.14)$$

Ces doublets et singulets d'isospin doivent être invariants sous les transformations de jauge locale du groupe de symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$:

$$\psi_j(x) = e^{i\sigma_j \frac{\alpha_j(x)}{2}} e^{i\frac{Y_j}{2}\beta(x)} \psi_j(x) \quad (1.15)$$

où σ_j sont les matrices de Pauli, générateurs du groupe $SU(2)$. Pour que le lagrangien soit invariant par cette transformation de jauge locale, il faut remplacer la dérivée partielle par la dérivée covariante ; cela introduit de manière naturelle trois champs correspondant aux générateurs de $SU(2)_L$ et un qui correspond au générateur du groupe de symétrie $U(1)_Y$:

$$D_\mu = \partial_\mu + ig \frac{\sigma_j}{2} W_\mu^j + ig' \frac{Y_j}{2} B_\mu \quad (1.16)$$

où g et g' sont les constantes de couplage correspondant aux deux groupes de symétrie. Le champs W_μ^j et B_μ se transforment comme dans le cas de la théorie de Yang-Mills et dans la QED. En ajoutant la partie dynamique, le lagrangien s'écrit alors comme :

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(x) i \gamma_\mu D_\mu \psi(x) - \frac{1}{4} \left(W_{\mu\nu}^j \right)^2 + \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \quad (1.17)$$

Le lagrangien électrofaible peut être divisé en deux parties : l'une pour le lagrangien de la particule libre (équation 1.13), l'autre qui décrit les bosons introduits avec la dérivée covariante :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_0 + \mathcal{L}_C = \mathcal{L}_0 - \sum_{j=1}^3 \bar{\psi}_j i \gamma_\mu \left(g \frac{\sigma_j^i}{2} W_\mu^i + g' \frac{Y_j}{2} B_\mu \right) \psi_j \quad (1.18)$$

Le lagrangien $\mathcal{L}_C$ peut se décomposer en un lagrangien qui véhicule des champs chargés ($\mathcal{L}_{CC}$) et un qui véhicule des champs neutres ($\mathcal{L}_{NC}$). En exprimant les champs W_μ^i comme $W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp W_\mu^2)$, le lagrangien qui véhicule les champs chargés peut s'écrire ainsi :

$$\mathcal{L} = \sum_l -\frac{g}{\sqrt{2}} \left(j_{CC}^\mu W_\mu^+ + j_{CC}^{\mu\dagger} W_\mu^- \right) \quad \text{avec} \quad j_{CC}^\mu = \bar{\nu} \gamma^\mu \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) l \quad (1.19)$$

Le lagrangien des champs neutres devient :

$$\mathcal{L}_{NC} = \sum_j \bar{\psi}_j \gamma_\mu \left(g \frac{\sigma_3}{2} W_\mu^3 + g' Y_j B_\mu \right) \psi_j \quad (1.20)$$

Compte tenu du fait que le générateur σ_3 du groupe $SU(2)_L$ n'agit pas sur les singulets, en développant le lagrangien on obtient :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{NC} = & \left(\frac{g}{2} W_\mu^3 + g' \frac{Y_1}{2} B_\mu \right) \bar{\nu}_L \gamma^\mu \nu_L - \left(\frac{g}{2} W_\mu^3 - g' \frac{Y_1}{2} B_\mu \right) \bar{e}_L \gamma^\mu e_L \\ & + g' \frac{Y_2}{2} B_\mu \bar{\nu}_R \gamma^\mu \nu_R + g' \frac{Y_3}{2} B_\mu \bar{e}_R \gamma^\mu e_R \end{aligned} \quad (1.21)$$

Étant donné que le neutrino n'est pas chargé, il ne peut pas se coupler avec le champ électromagnétique. Deux champs orthogonaux sont ensuite introduits :

$$Z_\mu = \frac{g W_\mu^3 - g' B_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad A_\mu = \frac{g' W_\mu^3 + g B_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (1.22)$$

En définissant $\sin\theta = g'/\sqrt{g^2 + g'^2}$ et $\cos\theta = g/\sqrt{g^2 + g'^2}$, on obtient les relations suivantes :

$$\begin{aligned} Z_\mu &= \cos\theta_W W_\mu^3 - \sin\theta_W B_\mu \\ A_\mu &= \sin\theta_W W_\mu^3 + \cos\theta_W B_\mu \end{aligned} \quad (1.23)$$

Le lagrangien neutre peut donc être séparé en une contribution de A_μ , correspondant à l'interaction électromagnétique, et une contribution de Z_μ :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{NC}^Z &= \sum_j \bar{\psi}_j \gamma^\mu \left(g \frac{\sigma_3}{2} \cos\theta_W - g' \frac{Y_j}{2} \sin\theta_W \right) \psi_j Z_\mu \\ \mathcal{L}_{NC}^A &= \sum_j \bar{\psi}_j \gamma^\mu \left(g \frac{\sigma_3}{2} \sin\theta_W + g' \frac{Y_j}{2} \cos\theta_W \right) \psi_j A_\mu \end{aligned} \quad (1.24)$$

Comme $g\sin\theta_W = g'\cos\theta_W$, le coefficient de l'interaction électromagnétique peut être identifié à la charge électrique e . Le lagrangien de l'interaction électrofaible devient donc :

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \mathcal{L}_0 + \mathcal{L}_{CC} + \frac{1}{4} \left(W_{\mu\nu}^j \right)^2 + \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \\ & \underbrace{\sum_j j_{\bar{\psi}_j} \gamma^\mu (e Q_j) \psi_j A_\mu}_{\mathcal{L}_{NC}^A} + \underbrace{\frac{e}{2\sin\theta_W \cos\theta_W} j_{NC}^\mu Z_\mu}_{\mathcal{L}_{NC}^Z} \end{aligned} \quad (1.25)$$

où j_{NC}^μ est un courant neutre ainsi défini :

$$j_{NC}^\mu = \sum_j \bar{\psi}_j \gamma^\mu (\sigma_3 - 2Q_j \sin^2\theta_W) \psi_j \quad (1.26)$$

Le mécanisme de Higgs

Pour que le lagrangien soit invariant par transformation de jauge locale $SU(2)_L \times U(1)_Y$, une masse nulle est associée aux particules du modèle électrofaible. Or, de nombreuses mesures ont démontré que les particules de matière, ainsi que les bosons qui véhiculent l'interaction faible, ont une masse non nulle.

La solution la plus simple pour donner une masse aux particules est l'ajout, dans le Modèle Standard, d'un champ scalaire appelé champ de Higgs [10]. Higgs, Brout et Englert ont proposé un mécanisme de brisure spontanée de symétrie (mécanisme de Higgs) qui postule l'existence d'un doublet scalaire $\phi = (\phi^+, \phi^0)$ associé à un champ d'interaction, le champ de Higgs. Le potentiel associé au champ de Higgs est de la forme :

$$V(\phi) = V(|\phi|^2) = \mu^2 |\phi|^2 + \lambda |\phi|^4 \quad (1.27)$$

Le lagrangien de ce champ prend la forme suivante :

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (D_\mu \phi)(D^\mu \phi)^\dagger - V(|\phi|^2) \quad (1.28)$$

où D_μ est la dérivée covariante du modèle électrofaible.

La brisure spontanée de symétrie implique que le minimum du potentiel ne soit pas pour $\phi = 0$; pour cela, on impose $\lambda > 0$ et $\mu^2 < 0$. Cela donne un potentiel ayant une forme dite de "chapeau mexicain", comme illustré sur la figure 1.1. Le minimum du potentiel est obtenu en dérivant par rapport à $|\phi|^2$; l'ensemble des positions d'équilibre équivalentes obtenu vérifie la relation suivante :

$$\sqrt{|\phi_{min}|^2} = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}} \equiv \frac{v}{\sqrt{2}} \quad (1.29)$$

où v est la valeur du champ de Higgs dans le vide. Dès qu'un choix est fait parmi les positions équivalentes, la symétrie du potentiel est brisée : à haute énergie, le lagrangien est invariant sous des transformations $SU(2)_L \times U(1)_Y$, à basse énergie, quand le mécanisme de brisure spontanée de symétrie opère, seule la charge est conservée ; de manière symbolique, cela peut s'écrire comme $SU(2)_L \times U(1)_Y \xrightarrow{EWSB} U(1)_Q$.

En développant le champ ϕ autour du minimum du potentiel, on obtient :

$$\phi \sim \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix} \quad (1.30)$$

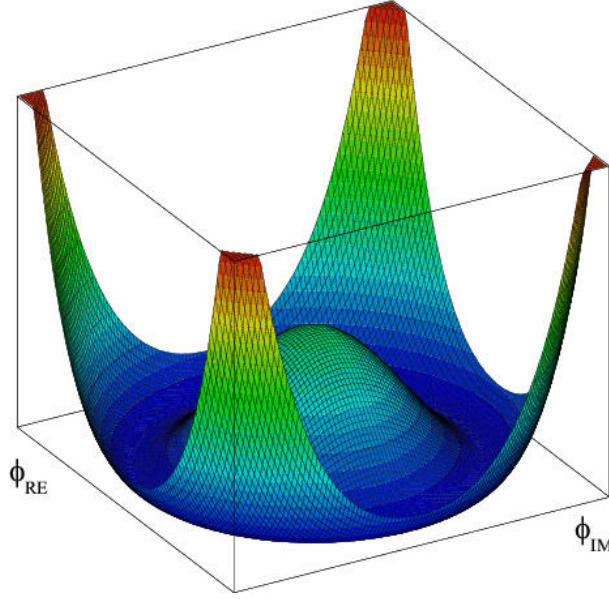


FIG. 1.1: Potentiel du champ de Higgs. Le minimum n'est pas en zéro mais sur un cercle donnant un nombre infini de positions d'équilibre équivalentes.

où H est un champ réel qui donne naissance à un boson massif supplémentaire, le boson de Higgs. En remplaçant cette expression dans l'équation 1.28, les masses des bosons de jauge apparaissent de manière naturelle :

$$(D_\mu \phi)^\dagger D^\mu \phi = \frac{g^2 v^2}{4} W^+ W^- + \frac{(g^2 + g'^2) v^2}{8} \left(\frac{g W_3 - g' B}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \right)^2 \quad (1.31)$$

En tenant compte de équations 1.22 et 1.23, les masses des bosons qui véhiculent l'interaction électrofaible peuvent être écrites ainsi :

$$m_W^2 = \frac{g^2 v^2}{4} \quad (1.32)$$

$$m_Z^2 = \frac{(g^2 + g'^2) v^2}{4} \quad (1.33)$$

$$m_A = 0 \quad (1.34)$$

Pour obtenir les masse des leptons, le champ associé est couplé avec le champ de Higgs via des couplages de Yukawa :

$$\mathcal{L}_{Yukawa}^{lept} = \lambda ((\bar{\nu}_L \ \bar{l}_L) \phi l_R + l_R \phi^\dagger \begin{pmatrix} \nu_L \\ l_L \end{pmatrix}) \quad (1.35)$$

La masse des fermions³ obtenue est $m_f = \frac{\lambda_f v}{\sqrt{2}}$, où λ_f est le couplage des fermions au champ de Higgs.

Le mécanisme de Higgs permet d'insérer les masses des particules dans le Modèle Standard par une brisure spontanée de symétrie. Cependant, ce mécanisme ne prédit pas les valeurs des

³La masse des quarks s'obtient de la même manière

masses des particules (les différents couplage de Yukawa), qui doivent être mesurées. De plus, il ne prédit pas la masse du boson de Higgs lui-même. Une contrainte théorique sur sa masse vient de la mesure de la masse du quark top et de celle du boson W, comme cela sera présenté dans la section 1.3.

La matrice CKM

Les états propres observables des fermions, en particulier les quarks, ne sont pas les mêmes que les états propres de la symétrie de jauge électrofaible $SU(2)_L \times U(1)_Y$; il faut donc distinguer les quarks “observables” d, s, b, par exemple, des états propres de jauge d', s', b'. Cela signifie que les quarks observables peuvent se coupler par interaction faible à des quarks qui appartiennent à une autre famille.

Les amplitudes des neuf couplages entre les différents quarks sont représentées par la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa [11] (matrice CKM) :

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

En se basant sur l'unitarité de la matrice, Wolfenstein en a proposé une paramétrisation utilisant uniquement quatre paramètres [12].

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.37)$$

où λ est l'angle de Cabibbo [13] égale à 0.22 (qui représente le mélange entre les quarks de la première famille et ceux de la deuxième), A , ρ et η sont des paramètres liés aux angles de mélange des autres familles. La valeur de chaque élément de la matrice CKM décroît lorsqu'on s'éloigne de la diagonale ; le couplage par interaction faible est donc favorisé pour des fermions appartenant à la même famille.

La présence d'un terme complexe est liée à la violation de la symétrie CP, qui est la combinaison de la conjugaison de charge et de la parité. Ce phénomène peut être évalué en utilisant la relation suivante, qui se base sur l'unitarité de la matrice CKM :

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \quad (1.38)$$

Cette égalité peut être représentée dans un plan complexe ; si la symétrie CP était respectée, ce triangle serait plat. De nombreuses mesures effectuées auprès des “usines” à mesons B [14] montrent que ce n'est pas le cas, confirmant la violation de cette symétrie et la justesse des prédictions du Modèle Standard.

1.1.3 La chromodynamique quantique (QCD)

L'interaction forte décrit la force responsable du fait que les quarks et gluons s'associent et forment des hadrons. La théorie qui décrit cette interaction est appelée chromodynamique quantique et elle a été développée par Gell-Mann [15], Zweig, Gross, Politzer et Wilczec [16].

Le lagrangien libre de cette théorie s'écrit ainsi :

$$\mathcal{L}_0 = \sum_{j=1}^6 \bar{q}^j(x)(i\gamma_\mu \partial^\mu - m_j)q^j(x) \quad (1.39)$$

L'interaction forte s'exerce uniquement sur les particules ayant une charge de couleur qui peut prendre trois valeurs : rouge, vert et bleu. Les quarks sont les seuls fermions concernés ; chaque champ q_j possède donc trois composantes de couleur.

Par analogie avec le modèle électrofaible, la conservation du lagrangien est imposée sous une transformation de jauge $SU(3)$ de couleur. Avec cette contrainte, il est nécessaire d'introduire huit champs, les gluons. La même procédure suivie dans le modèle électrofaible mène au lagrangien suivant :

$$\mathcal{L} = \sum_{j=1}^6 \bar{q}^j(x)(i\gamma_\mu D^\mu - m_j)q^j(x) - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} \quad (1.40)$$

où le tenseur $G_{\mu\nu}^a$ et la dérivée covariante s'écrivent ainsi :

$$\begin{aligned} G_{\mu\nu}^a &= \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - g_s f_{abc} G_\mu^b G_\nu^c \\ D_\mu &= \partial_\mu + ig_s \frac{\lambda_a}{2} G_\mu^a \end{aligned} \quad (1.41)$$

- les champs G^a sont les gluons, construits à partir des générateurs du groupe de symétrie $SU(3)_C$;
- g_s est la constante de couplage forte⁴ ;
- λ_a sont les matrices de Gell-Mann, générateurs du groupe de symétrie $SU(3)_C$ et f_{abc} est la constante de structure de ce groupe ;

L'interaction forte a une très courte portée, de l'ordre de la taille du proton ($\sim 10^{-15}$ mètres). A la différence des interactions faibles et électromagnétiques, l'interaction forte entre deux quarks augmente avec leur distance : deux quarks très proches interagissent de manière très faible (d'où le concept de liberté asymptotique [17]), tandis que si deux quarks sont assez éloignés, l'interaction est suffisamment forte pour qu'une paire quark-antiquark soit créée du vide. Dans la section 1.2, des détails autour du processus d'hadronisation sont donnés.

1.1.4 Perspectives

Les succès et les limites du Modèle Standard

Le Modèle Standard, grâce aux calculs et prédictions expérimentales qu'il a permis, est considéré comme un excellent modèle qui n'a pour l'instant pas été mis en échec. Parmi ses succès il faut mentionner les suivants :

- il est une théorie quantique de champs renormalisable [6] et qui unifie les interactions électromagnétiques, faibles et fortes ;
- grâce au mécanisme de Higgs, il résout le problème de donner une masse aux bosons vecteurs et aux fermions ;
- toutes ses prédictions dans le secteur électrofaible diffèrent des mesures expérimentales à moins de 0.1% [18]

L'observation du boson de Higgs est le principal fait expérimental manquant à ce jour. Cependant, plusieurs autres questions restent ouvertes :

- il a été observé [19] que les neutrinos ont une masse non nulle, tandis que le Modèle Standard ne le prévoit pas ;
- le Modèle Standard est basé sur 18 paramètres (masses de particules, angles et phase de la matrice CKM, les couplages des trois interactions et du boson de Higgs) ; cela montre que le Modèle Standard est un bon modèle descriptif mais qu'il ne repose pas sur une

⁴La variation de la constante de couplage QCD avec l'énergie sera traitée dans la section 1.2.3

- théorie totalement prédictive (par exemple, il n'y a pas d'explication pour que le nombre de paramètres soit effectivement 18) ;
- le problème de la hiérarchie : l'unification des forces électromagnétiques et faibles (à l'échelle d'environ 200 GeV) est une grande conquête du Modèle Standard ; pour pouvoir unifier la force forte, il faut monter jusqu'à l'échelle de grande unification ($\Lambda_{GUT} \sim 10^{16}$ GeV). Cependant, les constantes des couplages des trois interactions, qui varient avec l'énergie, ne convergent pas exactement vers une seule valeur ;
 - le problème de naturalité : la masse "naturelle" du boson de Higgs peut diverger à cause des corrections radiatives qu'il faut lui apporter et qui sont indépendantes de sa masse, ce qui n'est pas naturel. La seule solution est de réaliser un ajustement des paramètres à tous les ordres du développement perturbatif.

Pour les raisons citées, le Modèle Standard est un modèle très efficace à des énergies inférieures au TeV, mais il n'est qu'une théorie effective à basse énergie d'une théorie encore plus fondamentale et prédictive.

La recherche de nouvelle physique

De nombreuses théories cherchent à s'affranchir des limites du Modèle Standard. Les plus prometteuses sont sans doute les théories supersymétriques. L'idée à la base de ces théories est l'association d'un supermultiplet à chaque champ du Modèle Standard (que ce soit un fermion ou un boson) ; ce multiplet contient le champ initial et un champ identique mais dont le spin diffère d'une demi-unité [20]. Les partenaires supersymétriques des fermions sont appelés *sfermions* (squarks, sleptons) tandis que les partenaires des bosons ont noms qui terminent en *-ino* (gluino, Wino...).

Ces particules contribuent à la masse du boson de Higgs avec une amplitude égale et contraire à celle des corrections radiatives qui rendent sa masse divergente, en supprimant de manière naturelle la divergence. De plus, comme montré par la figure 1.2, dans le cadre de la supersymétrie, il est possible de faire converger les trois constantes de couplage vers une valeur unique à l'échelle de la grande unification [20].

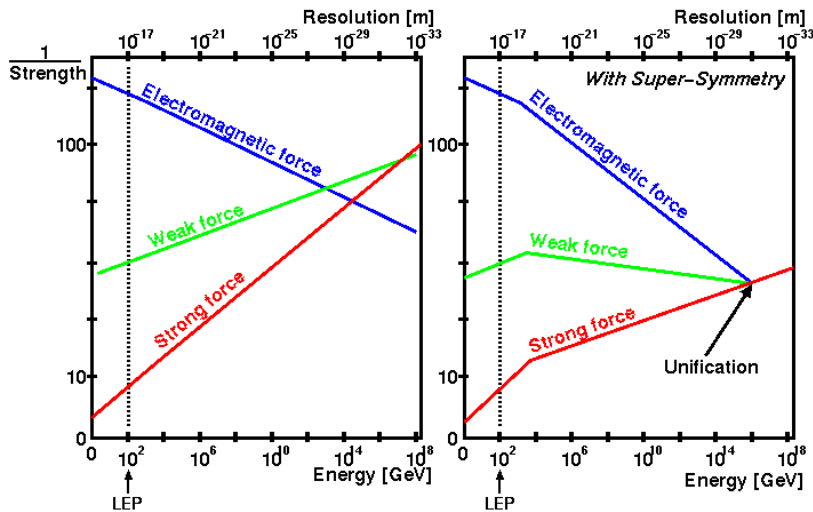


FIG. 1.2: Variation des constantes de couplage des trois interactions dans le cadre du Modèle Standard (à gauche) et dans un modèle supersymétrique (à droite).

Cependant, il demeure un problème avec les modèles supersymétriques : si la supersymétrie existe à l'échelle d'énergie électrofaible, les partenaires supersymétriques auraient dû être déjà observés, étant donné qu'ils ont la même masse que les particules du Modèle Standard. Or, aucune de ces nouvelles particules n'a été détectée à ce jour ; la supersymétrie est donc brisée. Pour décrire ce phénomène, il faut considérer une brisure de symétrie qui inclue le mécanisme de Higgs précédemment décrit et un mécanisme qui permette aux masses des superpartenaires d'être différentes de celles des particules du Modèle Standard. Pour cela, deux doublets de Higgs sont nécessaires, correspondant à cinq bosons de Higgs scalaires massifs : h , H et A neutres, H^+ et H^- chargés.

Les particules supersymétriques ont tendance à se désintégrer en cascade jusqu'à la particule supersymétrique la plus légère ; dans la plupart de modèles supersymétriques, cette particule est le neutralino. Les états finals des processus supersymétriques contiennent alors plusieurs jets et ont une grande quantité d'énergie transverse manquante.

1.2 Spécificités des collisions hadroniques

Les accélérateurs les plus récents, comme le TeVatron et le LHC [21], construits pour la recherche du boson de Higgs et de la nouvelle physique, sont des collisionneurs hadroniques ; des paquets de protons (où antiprotons) sont accélérés et entrent en collision avec d'autres paquets de protons. Les raisons de ce choix sont illustrées dans le chapitre 2. Les protons étant des objets beaucoup plus complexes que les électrons, utilisés dans des accélérateurs comme le LEP, il est utile de mettre en évidence les caractéristiques essentielles de la physique des collisions hadroniques.

La physique des collisions hadroniques est comprise dans le cadre des modèles basés sur la chromodynamique quantique. Le concept clé de ces modèles est l'observation que la structure du proton, dans les interactions avec des sondes électromagnétiques, est la même quelque soit l'énergie de la sonde [22], tant que le régime est perturbatif.

L'invariance de la structure du proton suggère que le proton est un ensemble d'objets ponctuels qui, pendant le temps de l'interaction avec une sonde externe, interagissent faiblement entre eux ; ces objets, appelés partons, peuvent être considérés comme des particules libres sur une échelle de temps très courte, correspondant à un transfert d'énergie d'au moins 1 GeV. Cette liberté asymptotique peut être mieux comprise en regardant le comportement de la constante de couplage de l'interaction forte. La constante de couplage qui intervient dans le développement en série de la chromodynamique quantique s'écrit ainsi :

$$\alpha_s = \frac{g_s}{4\pi} \quad (1.42)$$

L'équation qui décrit la variation de α_s avec la valeur de l'impulsion transmise Q est obtenue à partir de l'équation du groupe de renormalisation :

$$\begin{aligned} \mu \frac{d\alpha}{d\mu} &= \alpha \beta(\alpha) \quad \text{avec} \quad \beta(\alpha) = \beta_1 \frac{\alpha}{\pi} + \beta_2 \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^2 + \dots \\ \beta_1 &= \frac{2}{3} n_f - 11 \\ \beta_2 &= \frac{19}{12} n_f - \frac{51}{4} \end{aligned} \quad (1.43)$$

où n_f est le nombre de quarks dont la masse est inférieure à l'échelle de renormalisation μ_R . La

solution de cette équation devient alors :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{\alpha(Q_0^2)}{1 - \frac{\beta_1 \alpha(Q_0^2)}{2\pi} \ln(Q^2/Q_0^2)} \quad (1.44)$$

L'équation 1.44 montre que $\alpha_s(Q^2)$ n'est pas déterminée de manière absolue mais dépend d'une condition particulière $\alpha_s(Q_0^2)$; la valeur couramment utilisée pour Q_0 est la masse du boson Z. Celle-ci permet d'être dans un régime perturbatif et elle est mesurée avec une très grande précision. A cette valeur de Q , la valeur de α_s est égale à 0.1198. La solution de l'équation de renormalisation peut être exprimée de la façon suivante :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{2\pi}{\beta_1 \ln(Q/\lambda_{QCD})} \quad (1.45)$$

Cette dernière expression montre clairement que $\alpha_s(Q^2)$ devient petite pour des grandes valeurs de Q ; λ_{QCD} est l'échelle à laquelle α_s devient forte quand Q^2 diminue ; la valeur de λ_{QCD} est obtenue expérimentalement et vaut environ 200 MeV.

L'équation 1.45 et la figure 1.3 décrivent le phénomène de liberté asymptotique : à courte distance, c'est-à-dire à grande énergie, la valeur de α_s est faible et les partons peuvent être considérés comme des objets ponctuels et presque libres dans le proton. Au contraire, à grande distance (donc à faible énergie), la valeur de α_s croît rapidement. Cela augmente l'interaction entre les partons et, par conséquent, augmente la possibilité de radiation émise par les partons de l'état initial ; de plus, la croissance de la constante de couplage empêche les quarks de s'éloigner les uns des autres, en les confinant dans le proton.

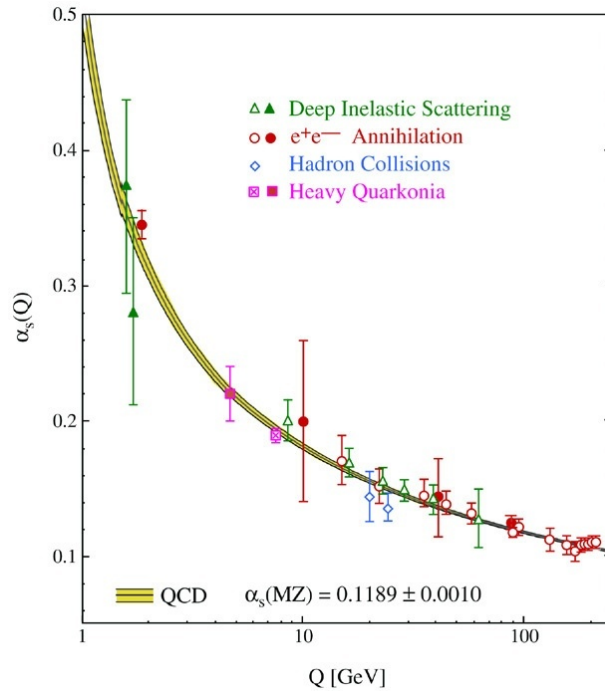


FIG. 1.3: Mesures expérimentales de $\alpha_s(Q)$ comparées à la prédiction théorique à l'ordre 3 en α_s avec $\alpha_s(M_Z) = 0.1189$ [23]

1.2.1 Section efficaces

Le fait que les partons, identifiés par la suite aux quarks et gluons, puissent être considérés comme des objets libres sur l'échelle de temps de l'interaction, permet de traiter les collisions entre hadrons non pas comme des collisions inélastiques entre des objets complexes mais comme une collision élastique entre deux partons. L'idée est donc de factoriser la section efficace d'un processus au niveau hadronique en une section efficace au niveau partonique (calculable perturbativement grâce aux règles de Feynman) et en une partie qui décrit la structure de l'hadron, comme montré par la figure 1.4. Cela s'exprime quantitativement avec l'expression de section efficace suivante :

$$\sigma(pp \rightarrow X) = \sum_{a,b} \int dx_a dx_b f_a(x_a, \mu_F) f_b(x_b, \mu_F) \hat{\sigma}(ab \rightarrow X, \mu_R, \mu_F) \quad (1.46)$$

où :

- $\hat{\sigma}$ est la section efficace au niveau partonique ;
- x_a et x_b sont les variables de Bjorken, qui peuvent être identifiées comme les fractions d'impulsion totale du proton portée par les partons qui interagissent élastiquement ;
- f_a et f_b sont les fonctions de densité partonique (plus de détails dans la section suivante) ;
- s est l'énergie dans le centre de masse ;
- μ_R est l'échelle de renormalisation de la théorie tandis que μ_F est l'échelle de factorisation⁵.

Le théorème de factorisation affirme que les divergences colinéaires associées au rayonnement de partons dans l'état initial peuvent être absorbées dans les fonctions de densité partonique ; ces fonctions sont universelles et ne dépendent pas du processus considéré.

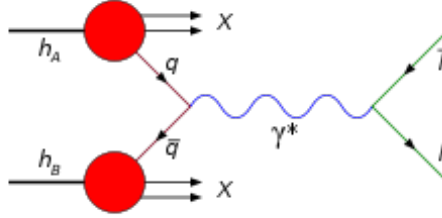


FIG. 1.4: Illustration d'une collision hadronique : elle peut être factorisée en une partie élastique et en une partie qui décrit la structure du proton.

1.2.2 Fonctions de distribution des partons

Comme il a été introduit précédemment, les partons interagissent entre eux avec une intensité qui dépend de la valeur de la constante de couplage. Un quark, par exemple, peut produire une radiation de gluon qui, lui-même, peut créer une paire quark-antiquark. Cela conduit à considérer le proton comme une particule constituée de quarks dits de valence (les quarks les plus légers) et d'un nuage de partons qui entoure ces quarks (partons de la mer). Les fonctions de distribution des partons (*Parton density functions*, *PDF*) décrivent alors la structure du hadron et peuvent être interprétées comme la probabilité que les partons aient une certaine fraction de l'impulsion

⁵L'échelle de factorisation est arbitraire et une grande incertitude lui est associée.

totale du hadron. Cette probabilité, à cause des interactions entre les partons eux-mêmes, dépend de l'échelle spatiale, c'est-à-dire de l'échelle d'énergie à laquelle l'interaction a lieu.

La figure 1.5 montre les fonctions de densité partonique pour deux quarks de valence (u et d), le quark c et les gluons. Etant donné que le quark c n'est pas un quark de valence mais peut exister dans le proton suite à la création d'une paire quark-antiquark faite par un gluon, il est peu probable d'avoir un quark c qui porte une fraction élevée de l'impulsion totale du proton.

À l'heure actuelle, les PDF ne sont pas calculables. Cependant, leur dépendance de l'échelle d'énergie peut être décrite par les équations d'évolution DGLAP [24] :

$$\frac{df_a(x, Q^2)}{d\ln Q^2} = \sum_b \int_x^1 \frac{dz}{z} P_{ab}(\alpha_s(Q^2), z) f_a(x/z, Q^2) \quad (1.47)$$

où les fonctions $P_{ab}(\alpha_s(Q^2), z)$ sont les *splitting functions* de Altarelli-Parisi. La mesure expérimentale de f_a à une certaine échelle permet donc de déterminer la fonction de densité du parton à une autre échelle. De plus, ces équations permettent d'inclure les corrections dues à l'émission de gluons colinéaires dans les fonctions de distribution partonique et pas dans la section efficace de l'interaction élastique.

De nombreuses paramétrisations des fonctions partoniques existent, obtenues en faisant des ajustements sur les données recueillies par plusieurs expériences. Les principales sont celles déterminées par les groupe de travail CTEQ [25] (utilisées dans cette thèse) et MSTW [26].

Au LHC, les processus d'une éventuelle nouvelle physique (accessible grâce à l'énergie très élevée dans le centre de masse), vont dépendre fortement de la précision des paramétrisations des PDF des gluons. Celles-ci et celles des quarks de la mer, comme il est montré sur la figure 1.5 (b), sont les PDF ayant l'incertitude la plus élevée pour de grandes valeurs de x. Réduire l'incertitude sur les PDF des gluons et de quarks lourds sera fondamentale pour avoir une mesure précise des sections efficaces des différents processus; cela évitera que de l'éventuelle nouvelle physique puisse être cachée par l'erreur qu'une méconnaissance des PDF engendre sur des processus connus et qui sont un bruit de fond pour la nouvelle physique.

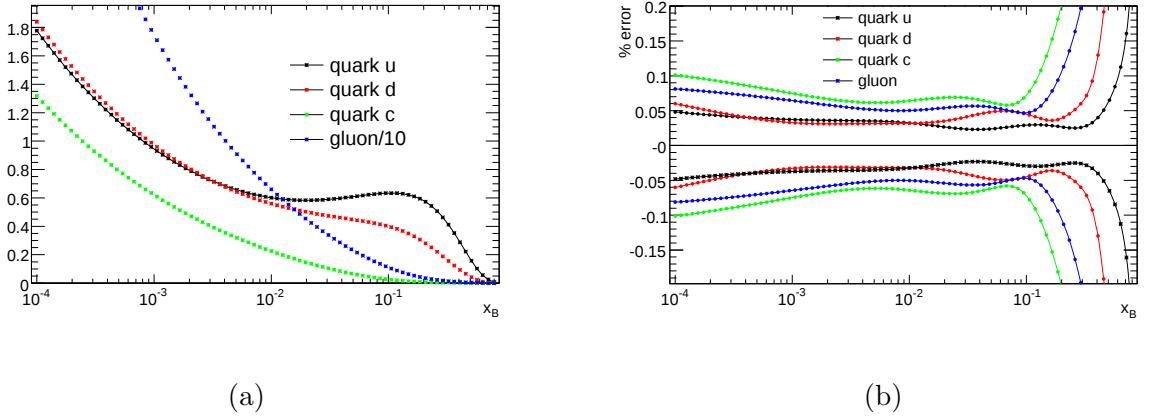


FIG. 1.5: (a) Fonctions de distribution partonique pour une valeur de Q^2 de 100 GeV². La PDF du gluon est multipliée pour un facteur 0.1 [27]. (b) Erreur en pourcent sur les différentes PDF.

1.2.3 Hadronisation

Les quarks sont des fermions ayant une charge fractionnaire (tableau 1.1). Or, aucune particule de charge fractionnaire n'a été mise en évidence expérimentalement. Ce fait, ainsi que l'observation des jets collimés de particules, a conduit à postuler la propriété de confinement de partons par l'interaction forte : étant donné que cette interaction agit sur les particules ayant une charge de couleur, seules les particules neutres de couleur peuvent exister à l'état libre. Par particules neutres de couleur on entend, par exemple, une combinaison quark-antiquark dont les charges de couleur sont opposées. Le passage des partons qui interagissent élastiquement aux hadrons est appelé hadronisation (où fragmentation) ; ce processus n'est pas calculable avec la QCD perturbative.

Un modèle d'hadronisation qui reproduit correctement les observations expérimentales est le modèle des cordes de Lund [28] : ce modèle décrit l'hadronisation comme le résultat de la brisure d'une corde de couleur liant un quark et un antiquark. Quand les deux quarks s'éloignent, une corde de couleur se crée entre eux. Plus la distance augmente, plus la densité d'énergie dans la corde augmente ; à un certain moment, il est plus favorable de créer une paire quark-antiquark du vide plutôt que d'augmenter la distance. Les quarks ainsi créés se lient aux quarks originels pour former des hadrons, c'est-à-dire des objets ayant une charge de couleur neutre. La figure 1.6 montre de manière schématique le processus d'hadronisation : au parton originel sont associés de nombreuses paires quark-antiquark colinéaires.

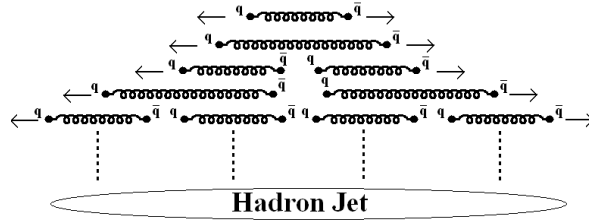


FIG. 1.6: Représentation schématique du processus d'hadronisation [29]. L'ensemble des paires quark-antiquark produites dans le vide vont former le jet mesuré dans le détecteur.

Les jets

Les paires quark-antiquark décrites ci-dessus vont former des hadrons (principalement des pions) colinéaires au hadron originel. Ce jet de particules peut être interprété comme la signature dans l'état final d'un quark ou d'un gluon ; il conserve les propriétés principales du parton initial (direction, impulsion).

Cependant, les jets ne sont pas seulement des partons dont la mesure des propriétés a été légèrement dégradée mais des objets très complexes puisque [30] :

- il faut qu'il y ait une correspondance avec l'élément de matrice qui décrit l'interaction élastique, donc à une grande échelle d'énergie ;
- il est de même nécessaire d'avoir une correspondance avec les densités partoniques et le modèle d'hadronisation, donc à une petite échelle d'énergie ;
- il est facile d'avoir une interférence, entre les jets, de radiation énergétique.

Ces arguments impliquent que les informations qui peuvent être extraites d'un jet dépendent fortement de l'algorithme qui a été utilisé pour sa reconstruction. Plusieurs types d'algorithme

sont utilisés pour la reconstruction des jets ; cependant, certaines caractéristiques doivent être présentes :

- l’algorithme doit être indépendant du détecteur et doit être *infrared safe*, c’est-à-dire l’ajout d’un nombre arbitraire de gluons colinéaires au jet ne doit pas changer le jet et surtout ne doit pas introduire des divergences infra-rouges ;
- les interactions hadroniques donnent lieu à une grande quantité de jets : l’algorithme utilisé doit être stable et très rapide ;
- la présence de l’événement sous-jacent (décrit dans la section suivante) ainsi que le bruit de fond dû à l’électronique ou à des processus à basse énergie obligent l’algorithme utilisé à être capable de “choisir” la physique qui vient de l’interaction élastique.

Dans le chapitre 3, les deux classes d’algorithmes utilisées pour la physique du quark top avec le détecteur ATLAS sont décrites.

La connaissance de l’échelle absolue en énergie des jets est l’un des points cruciaux dans les expériences auprès des grands collisionneurs. De nombreux canaux étudiés ont un ou plusieurs jets dans l’état final : la précision sur la mesure en énergie de jets est fondamentale, par exemple, pour la mesure de la masse du quark top.

Aux effets physiques présentés précédemment, d’autres faits s’ajoutent pour rendre la mesure de l’énergie des jets une tâche très difficile. Il faut prendre en compte les effets dus à l’événement sous-jacent et aux interactions multiples ; à cela s’ajoutent les effets d’instrumentation : la gerbe développée dans le détecteur présente une composante électromagnétique (due aux pions neutres qui se désintègrent en paires de photons) et un composante hadronique. Les calorimètres à échantillonnage comme ceux d’ATLAS (chapitre 2) ne mesurent qu’une fraction de l’énergie déposée ; pour les jets, cela peut donc s’écrire comme :

$$E_{\text{meas}} = e \times E_{\text{em}} + h \times E_{\text{had}} \quad (1.48)$$

où e et h sont les fractions de l’énergie des composantes électromagnétiques et hadroniques. Si le rapport de ces deux fractions est différent de 1, comme c’est le cas pour ATLAS [31], une mesure précise devient plus difficile.

Il est donc important d’avoir un bon étalonnage absolu⁶ de l’énergie des jets ; en général, la mesure de l’échelle absolue en énergie est faite en utilisant des faisceaux test dont on connaît exactement l’énergie. Cependant, cette méthode est valable pour des électrons et non pas pour les jets, étant donné qu’il n’y a pas de dispositif qui permet d’avoir un faisceau test de jets⁷.

Il y a deux stratégies possibles pour l’étalonnage de l’énergie des jets [31] : la première est d’utiliser les simulations numériques telles que Geant4 [32]. Cela nécessite une bonne modélisation de l’événement est aussi de la réponse du détecteur. La seconde est d’étalonner la mesure de l’échelle en énergie de jets directement avec les données [31].

1.2.4 L’événement sous-jacent

Une des différences entre collisions hadroniques et collisions e^+e^- est la présence de partons “spectateurs” dans l’état initial ; ces partons ne participent pas à l’interaction élastique dure et sont en général très peu déviés de l’axe du faisceau. Ils déposent de l’énergie sous forme de jets dans les parties du détecteur très proches des faisceaux.

Conceptuellement, l’événement sous-jacent ne peut pas être séparé de l’interaction dure élastique puisqu’il y a des relations de couleur entre les partons qui composent le proton de

⁶Pour l’étalonnage absolu, on considère la valeur mesurée d’un pic par rapport à la valeur attendue. L’étalonnage relatif est la dispersion de la mesure autour de la valeur moyenne.

⁷Les faisceaux test de pions décrivent seulement de manière approximative le comportement des jets.

l'état initial; la distinction entre événement sous-jacent et interaction élastique est seulement une manière de décrire ce qui n'est pas calculable par la théorie.

Dans les collisionneurs hadroniques, les observables physiques de l'événement sous-jacent sont le nombre moyen des charges dans la région transverse par rapport à la direction du jet le plus énergétique et l'impulsion mesurées dans cette même région. Pour le LHC, la dépendance du modèle utilisé pour l'étude de l'événement sous-jacent est très grande. Les premières données qui seront recueillies permettront de discriminer parmi les modèles existant, surtout grâce à l'analyse des événements de biais minimum [33].

1.3 Le quark top

Le quark top, découvert au Tevatron en 1995, est, avec sa masse d'environ $170 \text{ GeV}/c^2$, la particule élémentaire connue la plus lourde⁸. A cause de sa masse très élevée et de sa courte durée de vie, le quark top se désintègre avant de pouvoir s'hadroniser. D'un côté, cela permet l'accès à sa masse nue, d'un autre côté les informations sur le spin du quark top sont transférées aux produits de sa désintégration, ce qui n'est pas le cas des autres quarks qui restent confinés dans des états liés. Les interactions chromomagnétiques dans les états liés dépolarisent le spin des quarks légers, tandis qu'elles n'ont pas assez de temps pour dépolariser le spin du quark top.

De plus, le quark top a une masse de l'ordre de l'échelle de la brisure de la symétrie électro-faible : cela permet des spéculations sur un possible rôle du quark top dans la brisure spontanée de cette symétrie.

Cette section est consacrée à la physique du quark top, à ses caractéristiques et à son rôle particulier dans le Modèle Standard.

1.3.1 Son rôle dans la physique électrofaible

Le Modèle Standard prescrit que les quarks soient disposés en doublets. Il y a deux raisons principales [34] :

- cela supprime de manière naturelle les courants neutres avec changement de saveur (*flavor changing neutral currents*, FCNC), qui n'ont jamais été observés. L'argument à la base du mécanisme GIM [35] peut être utilisé aussi dans le cas de trois doublets ;
- le Modèle Standard doit être une théorie de jauge renormalisable. On peut montrer la renormalisabilité du Modèle Standard pourvu que la somme des hypercharges faibles Y_i de tous les fermions gauches soit égale à zéro :

$$\sum_{\text{fermions gauches}} Y_i = 0 \quad (1.49)$$

où chaque multiplet leptonique contribue avec une valeur de $Y = 2$ et chaque multiplet de quarks avec une valeur de $Y = +2/3$. La somme est nulle seulement si les quarks existent en trois couleurs différentes et si le nombre de saveurs de quarks est égal au nombre de famille des leptons.

D'un point de vue expérimental, ce sont les limites sur les FCNC dans les désintégrations du quark b (par exemples $b \rightarrow sl^+l^-$) qui permettent d'éliminer l'hypothèse d'un isosingolet pour le quark b ; le quark b doit être un membre d'un doublet gauche d'isospin faible.

Une autre preuve pour l'existence du quark top est obtenue grâce aux études sur les interactions $Z \rightarrow b\bar{b}$ près de la résonance du Z qui ont permis de mesurer l'isospin du quark b. Le boson

⁸La valeur la plus récente de la masse du quark top est de $173.1 \text{ GeV}/c^2$ [5].

Z est couplé aux quarks via la charge vectorielle et axial-vectorielle (v_a et a_b) avec l'intensité suivante :

$$Z \rightarrow b\bar{b} = \frac{-ig}{\cos\theta_W} \gamma^\mu (v_b - a_b \gamma^5) \quad (1.50)$$

où v_b et a_b peuvent être exprimés en fonction de la troisième composante de l'isospin faible pour les champs du quark b gauche et droit :

$$\begin{aligned} v_b &= [T_3^L(b) + T_3^R(b)] - 2e_b \sin^2\theta_W \\ a_b &= [T_3^L(b) + T_3^R(b)] \end{aligned} \quad (1.51)$$

Etant donné que la charge du quark b a été mesurée avec une très bonne précision par l'expérience DORIS [36], la mesure des couplage v_b et a_b donne une mesure de l'isospin faible. Le taux de désintégration du boson Z en $b\bar{b}$, dans le limite de masse nulle pour le quark b, est le suivant :

$$\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b}) = \frac{G_F M_Z^3}{2\sqrt{2}\pi} (v_b^2 + a_b^2) \quad (1.52)$$

La valeur du rapport Γ_b/Γ_{had} serait treize fois plus petite si $T_3^L(b)$ était égal à 0 ; la mesure faite par le LEP est en parfait accord avec la valeur donnée par le Modèle Standard et donc l'hypothèse d'isosingolet ($T_3^L = 0$) est rejetée.

De plus, l'asymétrie avant-arrière dans le canal $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$,

$$A_{FB}^0(M_Z) = \frac{3}{4} \frac{2v_e a_e}{(v_e^2 + a_e^2)} \frac{2v_b a_b}{(v_b^2 + a_b^2)} \quad (1.53)$$

mesurée $A_{FB}^0(M_Z) = 0.0992 \pm 0.0016$ [37], est liée à l'intensité du couplage vectoriel et axial-vectoriel au vertex Zbb .

Les deux mesures des équations 1.52 et 1.53 permettent d'avoir une évaluation précise de T_3 :

$$\begin{aligned} T_3^L(b) &= -0.490^{+0.015}_{-0.012} \Rightarrow T_3^L(b) = -1/2 \\ T_3^R(b) &= -0.028 \pm 0.056 \Rightarrow T_3^R(b) = 0 \end{aligned} \quad (1.54)$$

Cela implique que le quark b *doit* avoir un partenaire d'isospin faible ; autrement dit, le quark top *doit* exister et avoir la troisième composante d'isospin faible égale à $+1/2$.

Contrainte indirectes sur la masse du quark top

Grâce à l'équation 1.32 et à la définition de $\sin\theta_W$, l'angle de mélange faible θ_W peut s'écrire ainsi :

$$\sin^2\theta_W = 1 - \frac{m_W^2}{m_Z^2} \quad (1.55)$$

La masse du boson W prend alors la forme suivante :

$$m_W^2 = \frac{\frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G_F}}{\sin\theta_W(1 - \Delta r)} \quad (1.56)$$

où Δr contient toutes les corrections à une boucle et G_F est la constante de couplage de Fermi qui vaut $1.166 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$. Les corrections provenant des boucles du quark top, montrées sur la figure 1.7 (a), sont décrites par la formule suivante :

$$(\Delta r)_{top} \simeq -\frac{3G_F}{8\sqrt{2}\pi^2 \tan^2\theta_W} m_t^2 \quad (1.57)$$

Aussi le boson de Higgs contribue au Δr via la relation suivante :

$$(\Delta r)_{Higgs} \simeq \frac{3G_F m_W^2}{8(\sqrt{2}\pi^2)} \left(\ln \frac{m_H^2}{m_Z^2} - \frac{5}{6} \right) \quad (1.58)$$

qui correspond aux diagrammes présentés sur la figure 1.7 (b). Δr dépend de m_t quadratiquement, tandis que la dépendance de m_H est logarithmique, donc très faible ; cela permet de prédire la masse du quark top avec une bonne précision.

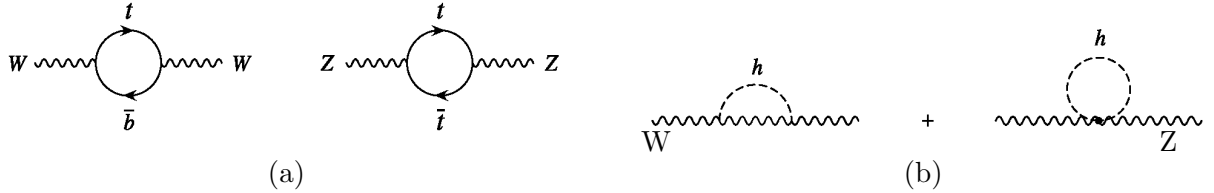


FIG. 1.7: (a) Boucles virtuelles des quarks top qui contribuent aux masses de bosons Z et W. (b) Boucles virtuelles du boson de Higgs qui contribuent aux masses des bosons W et Z

L'équation 1.56 a permis de mettre des limites sur la masse du quark top en 1994, avant sa découverte :

$$m_t = 178 \pm 11^{+18}_{-19} \quad (1.59)$$

où la valeur centrale et la première incertitude ont été déterminées pour $m_H = 300 \text{ GeV}/c^2$; les deux dernières incertitudes ont été obtenues en faisant varier m_H entre $60 \text{ GeV}/c^2$ et la valeur limite supérieure (déduite théoriquement) de $1000 \text{ GeV}/c^2$. Une mesure indirecte plus récente (datant 2006) de la masse du quark top, en utilisant des données au pic du boson Z ainsi que les mesures directes de la masse du boson W et d'autres quantités électrofaibles, donne la valeur suivante [38]

$$m_{top} = 179.4^{+12.1}_{-9.2} \text{ GeV}/c^2 \quad (1.60)$$

qui est en très bon accord avec la meilleure mesure combinée faite au Tevatron (figure 1.13) :

$$m_{top} = 173.1 \text{ GeV}/c^2 \pm 0.6 \text{ GeV}/c^2 \text{ (stat.)} \pm 1.1 \text{ GeV}/c^2 \text{ (syst.)} \quad (1.61)$$

Les relations précédentes utilisées pour déterminer la masse du quark top peuvent être inversées pour mettre des contraintes sur la mesure de la masse du boson de Higgs. Une mesure très précise (avec une incertitude totale inférieure à $1 \text{ GeV}/c^2$) peut permettre de contraindre la région dans laquelle chercher le boson de Higgs du Modèle Standard. L'équation 1.56, par exemple, peut conduire aux diagrammes de la figure 1.8 : la valeur la plus probable de la masse du Higgs est autour de $117 \text{ GeV}/c^2$ et la limite supérieure est $m_{Higgs} < 190 \text{ GeV}$ à 95% de niveau de confiance, si les mesures directes de LEP sont incluses. Les mesures directes ont exclu un boson de Higgs ayant une masse inférieure à $114 \text{ GeV}/c^2$.

1.3.2 Production du quark top

Le quark top observé au Tevatron est produit en pair avec son antiparticule $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$, par interaction forte. Seulement au printemps 2009, le quark top produit par interaction faible [39] (donc sans son antiparticule) a été observé : cela représente une validation supplémentaire du

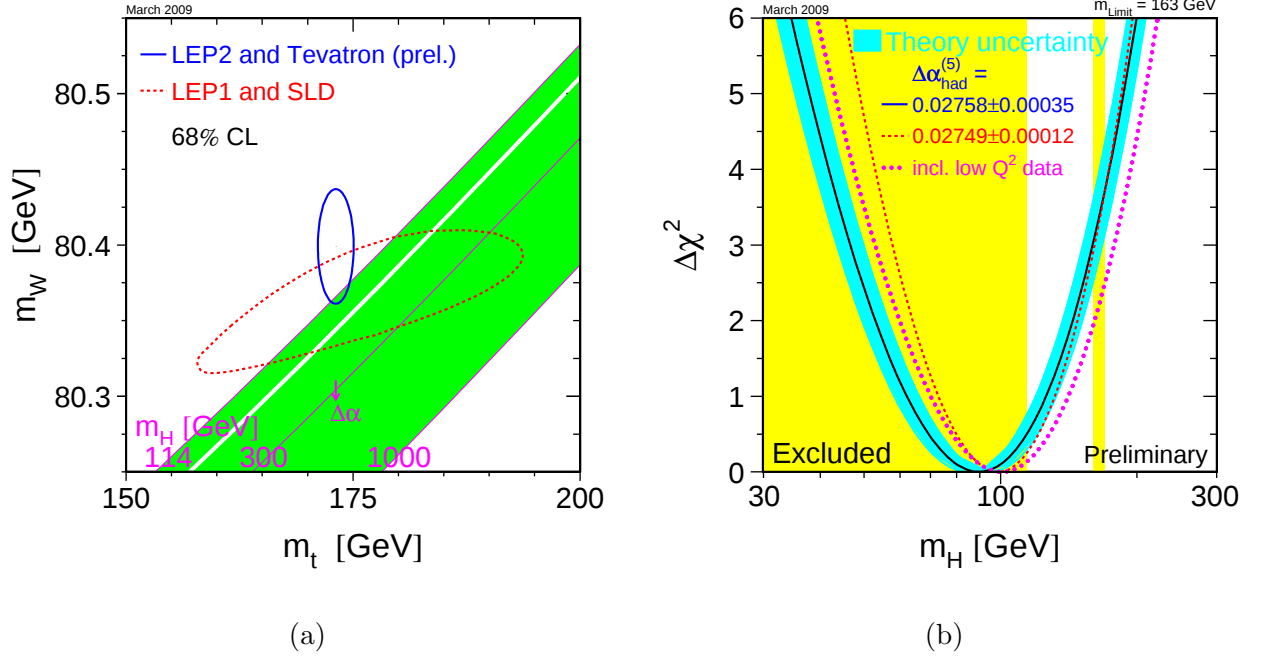


FIG. 1.8: Contraintes sur la masse du boson de Higgs. (a) Les lignes obliques représentent les lignes de masse constante du boson de Higgs dans le plan m_{top} et m_W . La courbe en pointillé représente les mesures indirectes, la courbe pleine les mesures directes. (b) Masse privilégiée pour le boson de Higgs obtenue avec un ajustement global de données recueillies auprès de plusieurs expériences.

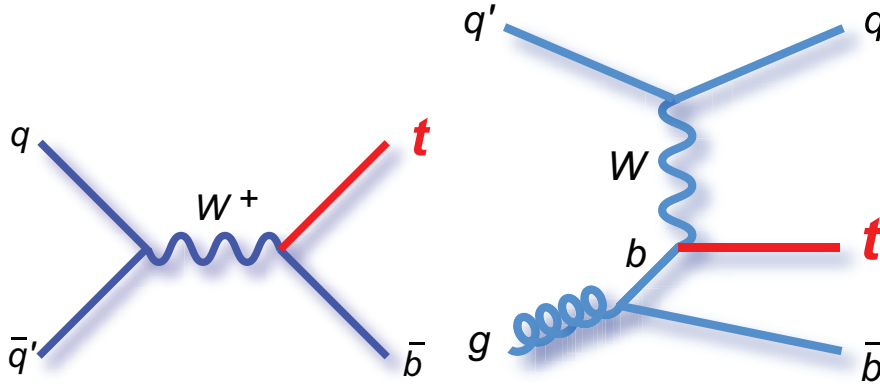


FIG. 1.9: Diagrammes de Feynmann du processus de production du quark top célibataire.

Modèle Standard, qui prévoit ce processus, décrit par les diagrammes de la figure 1.9. Cependant, cette section est consacrée au quark top produit par interaction forte.

La production de paires $t\bar{t}$ dans les collisionneurs hadroniques comme le Tevatron ou le LHC est décrite par la QCD perturbative. Comme cela a été illustré dans la section 1.2, les collisions hadroniques peuvent être séparées en une section efficace pour la collisions dure au niveau

partonique ($\hat{\sigma}$) et des interactions non élastiques qui sont prises en compte par les fonctions de distribution partonique (PDF). La section efficace de production pour les paires $t\bar{t}$ s'écrit donc ainsi :

$$\sigma(\sqrt{s}, m_t) = \sum_{i,j=q,\bar{q},g} \int dx_i dx_j f_i(x_i, \mu^2) f_j(x_j, \mu^2) \hat{\sigma}^{ij \rightarrow t\bar{t}}(\rho, m_t^2, x_i, x_j, \alpha_s(\mu^2), \mu^2) \quad (1.62)$$

où $f_i(x_i, \mu^2)$ sont les fonctions de distribution partonique. Les indices i, j parcourent les combinaisons possibles $q\bar{q}$, qg , gg : en figure 1.10 les différents processus de production des paires $t\bar{t}$ sont présentés. $\rho = 4m_t^2/\sqrt{\hat{s}}$, où $\hat{s} = x_i x_j s$ est le carré de l'énergie dans le centre de masse pour l'interaction dure partonique. Puisqu'il faut une énergie minimum pour produire la paire

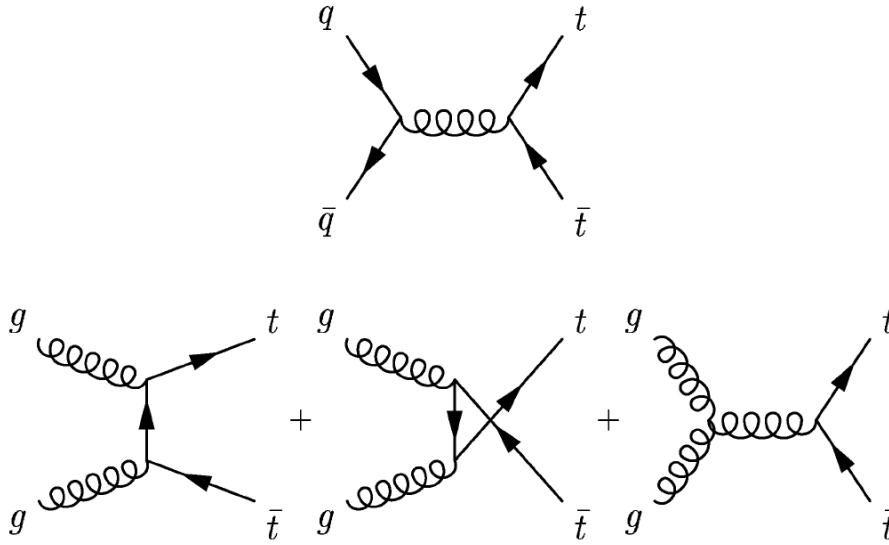


FIG. 1.10: Processus de production de paires $t\bar{t}$ (au premier ordre) aux collisionneurs hadroniques via l'interaction forte. En haut, production par annihilation quark-antiquark ; en bas, par fusion de gluons.

$t\bar{t}$ à repos, $\hat{s} \geq 4m_t^2$; cela se traduit, pour les fractions d'impulsion transportée par les partons, en $x_i x_j \geq 4m_t^2/s$. La probabilité de trouver un parton d'impulsion x dans le proton diminue rapidement avec x : la valeur la plus probable pour les produits des fractions d'impulsion $x_i x_j$ est près du seuil de production de la paire $t\bar{t}$. L'hypothèse $x_i \sim x_j$ permet d'avoir une estimation de la valeur de x à laquelle se situe le seuil de production :

$$x \sim \frac{2m_t}{\sqrt{s}} = \begin{cases} 0.18 & \text{Tevatron } (\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}) \\ 0.025 & \text{LHC } (\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}) \end{cases} \quad (1.63)$$

La figure 1.5 (a) montre qu'aux valeurs typiques de x au Tevatron, les fonctions de distribution partonique pour les quarks de valence u et d sont plus importantes que celle des gluons : ainsi, au Tevatron l'annihilation quark-antiquark est le processus dominant (voir tableau 1.3). Au contraire, au LHC, une paire $t\bar{t}$ peut être produite à des valeurs de x beaucoup plus basses, où la PDF des gluons domine sur les autres : le processus principal de production de paires $t\bar{t}$ au LHC devient la fusion des gluons. Une estimation grossière de la section efficace de production

des paires $t\bar{t}$, ainsi que de leur processus de production, peut venir de la luminosité partonique [40] définie ainsi :

$$\frac{dL_{ij}}{dsdy} = \frac{1}{s} \frac{1}{1 + \delta_{ij}} [f_i(x_a, \mu) f_j(x_b, \mu) + 1 \leftrightarrow 2] \quad (1.64)$$

où y est la valeur de rapidité et δ empêche les doubles comptages si les partons sont identiques. L'équation 1.62 peut alors s'écrire de la manière suivante :

$$\sigma = \sum_{i,j} \int \left(\frac{d\hat{s}}{\hat{s}} dy \right) \left(\frac{dL_{ij}}{dsdy} \right) (\hat{s} \hat{\sigma}_{ij}) \quad (1.65)$$

Sur la figure 1.11 (a), les valeurs de luminosité partonique (intégrée sur la rapidité), sont présentées en fonction de l'énergie dans le centre de masse de l'interaction élastique ; au seuil de production des paires $t\bar{t}$ (environ 400 GeV), il est possible de voir que la contribution donnée par la fusion de gluon (ligne verte) est un ordre de grandeur supérieure à celle de l'annihilation quark-antiquark (ligne rouge). De plus, en prenant la valeur de x au seuil, il est possible de montrer [41] qu'avec la valeur de luminosité partonique correspondante, on obtient la section efficace de production de paires $t\bar{t}$ au premier ordre (~ 500 pb).

		$\sigma_{NLO}(\text{pb})$	$q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$	$gg \rightarrow t\bar{t}$
Tevatron Run I	$(\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}, p\bar{p})$	$5.19 \pm 13\%$	90%	10%
Tevatron Run II	$(\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}, p\bar{p})$	$6.70 \pm 13\%$	85%	15%
LHC	$(\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}, pp)$	$833 \pm 15\%$	10%	90%

TAB. 1.3: Section efficace globale calculée à l'ordre supérieure (*Next to Leading Order, NLO*) pour la production de paires $t\bar{t}$ au Tevatron [42] et au LHC [43]. Au LHC la section efficace est 100 plus grande et le processus dominant de production est la fusion des gluons.

Bien qu'au LHC la section efficace de production des paires $t\bar{t}$ soit cent fois plus grande qu'au Tevatron, la figure 1.11 (b) montre qu'elle demeure plusieurs ordres de grandeur inférieure à celles de processus moins importants. Les analyses sur la physique du quark top doivent considérer cela pour le choix du canal de désintégration ; les différents canaux de désintégration du quark top sont décrits dans la section 1.3.3.

Une grande partie de l'incertitude de la section efficace au LHC provient de l'incertitude sur les fonctions de distribution partonique. De plus, la PDF des gluons possède une grande incertitude dans la région d'énergie au delà du seuil de production des paires $t\bar{t}$. Du fait que les PDF ne peuvent pas être calculées avec la QCD perturbative (elles sont extraites des ajustements QCD globaux sur de données de diffusion inélastique profonde), l'incertitude sur les fonctions de distribution des gluons sera réduite seulement avec les données du LHC.

1.3.3 Processus de désintégration

Dans le Modèle Standard, le quark top se désintègre dans un boson W et dans un quark b⁹ avec un rapport d'embranchement $\simeq 1$. La largeur de désintégration du quark top s'écrit ainsi [4] :

$$\Gamma_t = \frac{G_F M_{top}^3}{8\pi\sqrt{2}} \left(1 - \frac{M_W^2}{M_{top}^2}\right)^2 \left(1 + 2\frac{M_W^2}{M_{top}^2}\right) \left[1 - \frac{2\alpha_s}{3\pi} \left(\frac{2\pi^2}{3} - \frac{5}{2}\right)\right] \quad (1.66)$$

⁹pour le désintégrations rares, voir [44]

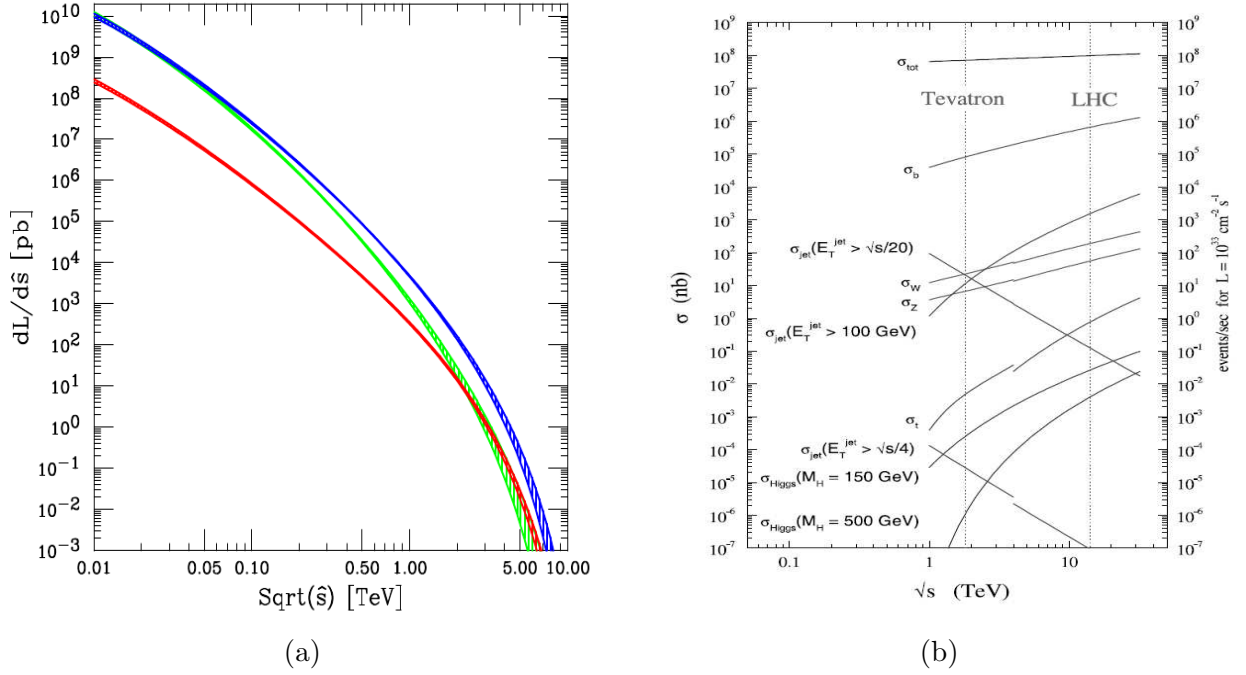


FIG. 1.11: (a) Luminosité partonique en fonction de l'énergie du centre de masse de l'interaction élastique. En vert, la luminosité donnée par la fusion de gluons, en rouge par l'annihilation de quark-antiquark et en bleu par quark-gluon [40]. (b) Section efficaces des différents processus au Tevatron et au LHC.

En utilisant la valeur de α_s à la masse du boson Z ($\alpha_s = 0.118$), le résultat obtenu est $\Gamma \sim 1.42$ GeV, qui correspond à un temps de vie $\tau \sim 4.6 \cdot 10^{-25}$. Ce temps est un ordre de grandeur inférieure au temps typique de l'hadronisation, qui est de l'ordre de $\tau_{QCD} \sim 3.5 \cdot 10^{-24}$; le quark top se désintègre avant de pouvoir s'hadroniser. Cela fait que l'information sur sa polarisation est transmise aux produits de désintégration.

Le rapport d'embranchement V_{tb} de l'ordre de 1 implique que seule la désintégration du boson électrofaible W détermine l'état final du processus ainsi que leurs fractions respectives, comme cela est montré sur la figure 1.12 :

- **Canal hadronique** : les deux bosons W se désintègrent hadroniquement. Ce canal a une statistique très élevée (avec un rapport d'embranchement égal à 44%) et permet de reconstruire complètement l'événement. Cependant, il a un énorme bruit de fond QCD ainsi qu'un bruit de fond combinatoire très élevé (il est difficile d'assigner correctement les jets au boson W qui les a générés).
- **Canal en dileptons** : les deux bosons W se désintègrent leptoniquement. Il peut être considéré comme le canal complémentaire du canal hadronique : en fait, il a un rapport d'embranchement très faible. La présence de deux neutrinos non mesurables rend impossible une mesure directe de sa masse invariante. Ce canal possède un grand rapport signal sur bruit de fond (surtout quand il y a un électron et un muon dans l'état final) et, grâce aux deux leptons chargés à grand p_T , il est facile à détecter.
- **Canal Semi-Leptonique** : ce canal est le meilleur compromis entre un rapport d'embranchement élevé et un bruit de fond faible : le lepton à grand p_T aide au déclenchement du

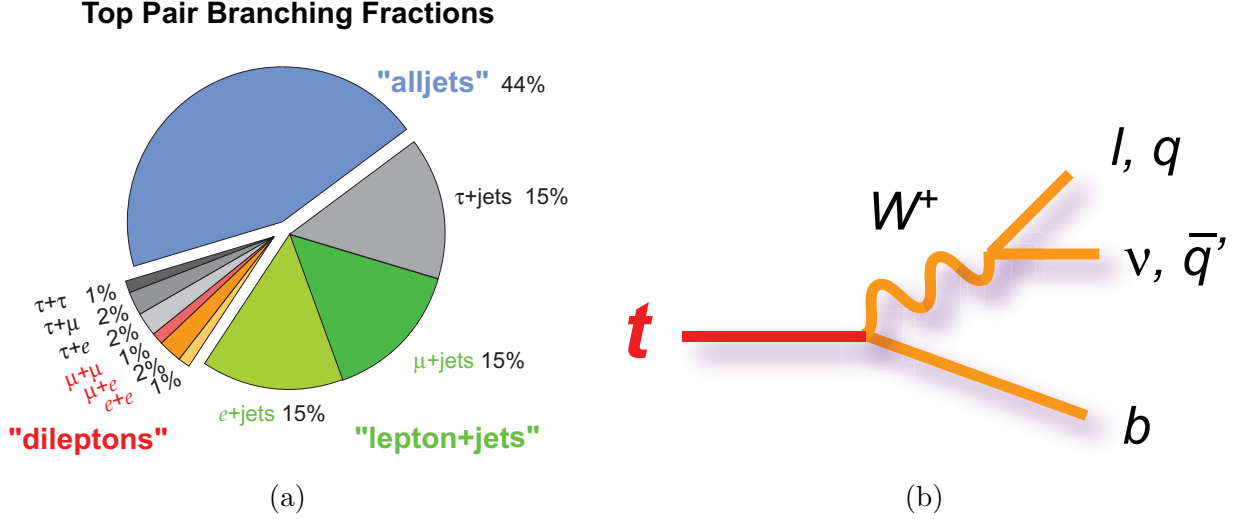


FIG. 1.12: (a) Rapports d'embranchements pour les désintégrations des paires $t\bar{t}$. (b) Désintégration du boson W qui détermine l'état final du processus.

signal tandis que le W qui se désintègre hadroniquement et le jet de b associé permettent la reconstruction de la masse invariante du quark top.

1.3.4 Mesure de la masse du quark top

Avant de présenter les différentes méthodes d'analyse qui sont utilisées dans la collaboration ATLAS pour la mesure de la masse du quark top, il est nécessaire de savoir ce qu'on appelle masse du quark top. Au Tevatron, la masse mesurée est le paramètre d'entrée du Monte Carlo utilisé pour l'étalonnage de la méthode de mesure ; ce paramètre est la masse du pôle du quark top. Si on considère un processus de diffusion où le propagateur du quark est la connection des deux particules libres, alors le pôle dans le propagateur correspondrait à la masse du pôle d'un quark stable. Cependant, seuls les singulets de couleur existent comme particules libres, tandis que le quark est un triplet de couleur : il y a donc une incertitude théorique de l'ordre de λ_{QCD} due aux effets non-perturbatifs.

Dans les expériences du LHC, grâce à la statistique très élevée, il sera possible de mesurer la masse invariante des produits de désintégration du quark top, qui est la masse du pôle du quark top. Les trois jets utilisés pour la reconstruction de la masse invariante sont des hadrons sans charge de couleur. Si pour les deux jets issus de la désintégration du boson W cela ne pose pas un problème (le boson W n'a pas de charge de couleur), le fait que le jet de b soit sans charge de couleur implique qu'il ne provient pas complètement de la désintégration du top ; à cause de la charge de couleur qui doit être conservée, il peut y avoir des "cordes" de couleur avec la région de l'interaction qui n'est pas décrite par la QCD perturbative. Dans ce cas aussi, il y a une incertitude théorique irréductible de l'ordre de λ_{QCD} , c'est-à-dire de l'ordre de 200 MeV. Cependant, cette incertitude ne sera pas atteinte dans les premières années de prise de données au LHC.

Les expériences du Tevatron ont atteint une précision remarquable sur la mesure de la masse du top [5] : la figure 1.13 montre les mesures obtenues dans les différents canaux et la mesure finale combinée.

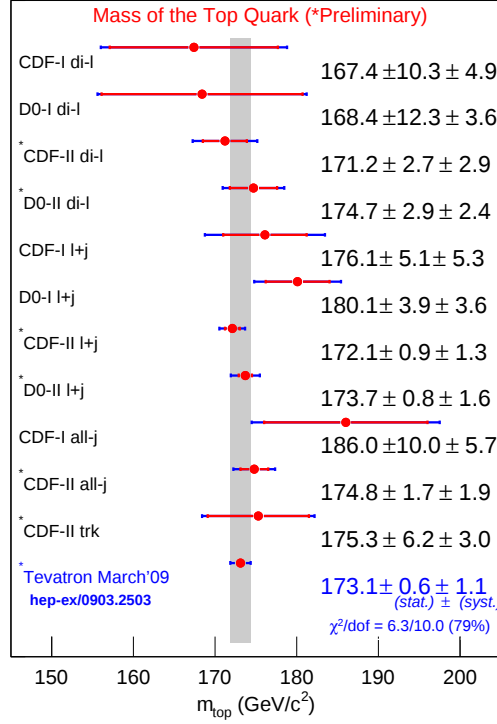


FIG. 1.13: Mesures de la masse du quark top dans les expériences D0 et CDF auprès du Tevatron. Toutes les mesures avec les différentes méthodes d'analyse ont été considérées dans le calcul de la mesure combinée.

Les collaborations des expériences auprès du LHC ont développé de nombreuses méthodes d'analyse pour une mesure de la masse du quark top qui soit compétitive avec celles du Tevatron. Grâce au nombre très élevé de paires $t\bar{t}$ qui seront produites au LHC, l'erreur statistique deviendra vite négligeable et la source d'erreur principale sera l'erreur systématique. Selon le mode de désintégration du boson W (figure 1.12 (b)), différentes méthodes ont été considérées. Dans le canal en lepton plus jets, les méthodes principales sont les suivantes :

- reconstruction de la masse invariante du quark top. Le jet de b est sélectionné par des algorithmes d'étiquetage de jets de b, tandis que les jets issus du boson W sont ceux ayant la masse invariante (après étalonnage) la plus proche de celle du W [45] ;
- méthode *template* : les données sont comparées avec des distributions Monte Carlo pour déterminer de manière simultanée la masse du quark top et l'échelle en énergie des jets [46].

Pour le canal en dileptons, les méthodes les plus prometteuses sont :

- la méthode des éléments de matrice, qui consiste dans le calcul d'une densité de probabilité en fonction de la masse du top. L'élément de matrice du processus est convolué avec les fonctions de résolution du détecteur et une intégration sur l'espace des phases de quantités non mesurées est implémentée. Cette méthode est celle étudiée dans cette thèse.
- *decay length method* : cette méthode exploite la corrélation entre la longueur parcourue par les hadrons B dans le détecteur interne est la masse du quark top.

1.3.5 Le quark top comme outil d'étalonnage

La physique du quark top, surtout lors du démarrage d'un collisionneur hadronique, est un outil précieux pour l'étalonnage de plusieurs mesures. De plus, les événements contenant une paire $t\bar{t}$ peuvent être un bruit de fond pour des processus de nouvelle physique : une mesure très précise de la section efficace des processus de production des paires $t\bar{t}$ et de la masse du quark top est nécessaire pour pouvoir affirmer l'existence de nouvelle physique.

Etiquetage des jets de b

Les hadrons B ont la particularité d'avoir un temps de vol non négligeable avant de se désintégrer, permettant de laisser une trace différente de celles des autres hadrons dans le détecteur interne [45]. Les événements $t\bar{t}$ présentent deux quarks b ; ils donnent donc un lot assez pur de jets de b sur lesquels pouvoir tester les algorithmes d'étiquetage de ces jets.

Etalonnage de l'énergie des jets

L'échelle absolue en énergie des jets, comme cela a été expliqué précédemment, est l'une des erreurs systématiques dominantes dans des collisionneurs comme le Tevatron et le LHC, surtout lors du démarrage. Les événements $t\bar{t}$ sont riches en jets ; ils représentent alors un environnement privilégié pour des études de l'échelle en énergie des jets. De plus, le quark top se désintègre dans presque la totalité des cas en un quark b et un boson W. Ce dernier, dont la masse est connue avec une bonne précision [18], peut se désintégrer dans une paire quark-antiquark. L'une des méthodes d'étalonnage de l'énergie de jets (étalonnage *in situ*) consiste à trouver les deux jets issus de la désintégration du boson W et d'étalonner leur énergie en utilisant la masse invariante du W.

Le quark top et la nouvelle physique

Comme cela a été présenté dans la section 1.1.4, les processus contenant des particules supersymétriques sont caractérisés par une grande énergie transverse manquante, et un nombre de jets élevé. Or, les événements avec des paires $t\bar{t}$ qui se désintègrent semi-leptoniquement¹⁰ présentent les mêmes caractéristiques. Les événements $t\bar{t}$ sont donc un bruit de fond pour des processus contenant des particules supersymétriques ; une mesure très précise de la section efficace des processus $t\bar{t}$ devient indispensable pour que l'éventuelle manifestation de nouvelle physique ne soit pas noyée dans son incertitude.

De plus, si la section efficace des processus de production des paires $t\bar{t}$ est mesurée avec une très grande précision, elle peut être utilisée comme une “chandelle standard”, c'est-à-dire comme une mesure de référence dans une région d'énergie élevée (il faut rappeler que le seuil de production de paires $t\bar{t}$ est autour de 400 GeV). Les collaborations des expériences situées auprès du LHC utiliseront les sections efficaces des chandelles standards pour normaliser les sections efficaces d'autres processus ayant une incertitude plus élevée. Le fait de normaliser une section efficace peu connue à celle d'une chandelle standard (normalement celles des bosons W et Z) permet d'éliminer certaines erreurs systématiques.

Un exemple est la dépendance de la section efficace des fonctions de densité partonique. Si la dépendance des PDF de la section efficace du processus de référence est corrélée à celle de l'autre processus, les incertitudes sur les PDF peuvent être éliminées [41] ; au contraire, si les

¹⁰Aussi les celles qui se désintègrent en dileptons et qui ont une grande multiplicité des jets provenant de la radiation de l'état initial et final.

deux dépendances sont anti-corrélées, les incertitudes sur les PDF se somment. Les deux sections efficaces de référence ont une dépendance de PDF fortement corrélée entre elles (figure 1.14 (a)) : la production du boson W et celle du boson Z sont faites via annihilation quark-antiquark. Etant donné qu'au LHC le quark top est principalement produit par fusion de gluons, la dépendance des PDF à la section efficace n'est pas corrélée avec celles des bosons W et Z, mais au contraire, présente une légère anti-corrélation (figure 1.14 (b)). Faire devenir la section efficace du quark top une chandelle standard permettra alors de pouvoir normaliser la section efficace des certains processus dont la dépendance des PDF est anti-corrélée à celle des bosons W et Z.

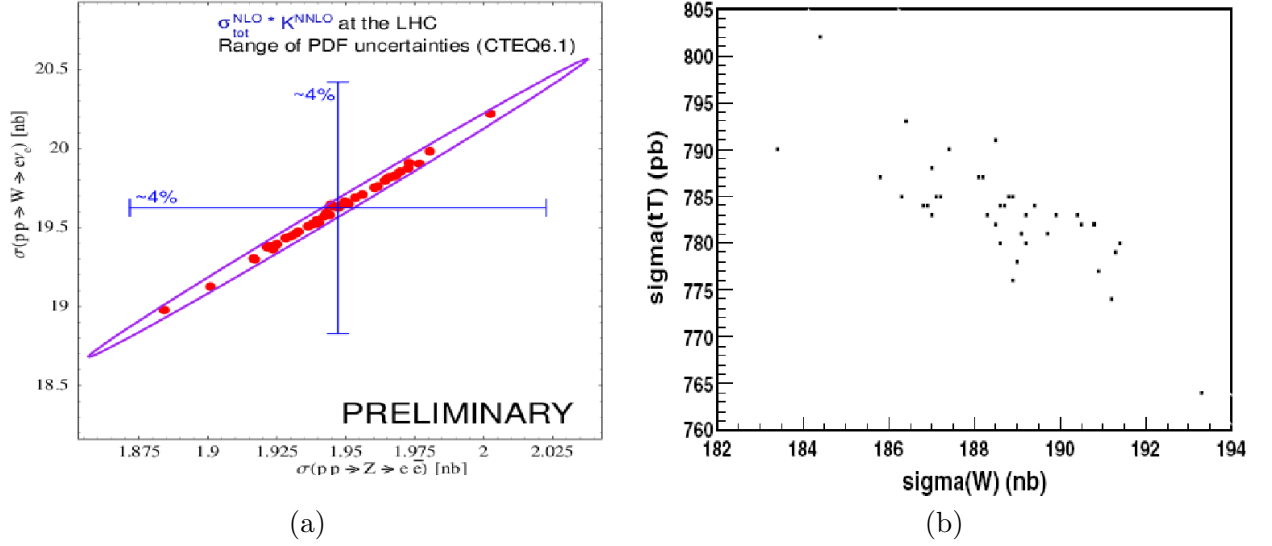


FIG. 1.14: Corrélation de l'incertitude sur les mesures de section efficace due aux incertitudes sur les PDF. (a) Section efficace de production du boson W en fonction de celle du boson Z. (b) Section efficace de production des paires $t\bar{t}$ en fonction de celle du boson W.

Chapitre 2

Le LHC et le détecteur ATLAS

... mourons pour des idées, d'accord,
mais de mort lente...

George Brassens

2.1 Le LHC (*Large Hadron Collider*)

Le Grand Collisionneur Hadronique (LHC) [47] est un collisionneur proton-proton à une énergie de 14 TeV dans le centre de masse. Cette machine utilise le tunnel creusé pour l'ancien accélérateur électron-positron LEP (*Large Electron Positron*) ; il a une circonférence de 27 km et se situe sur la frontière franco-suisse près de Genève.

Les protons sont accélérés progressivement par un système de machines (Linac, Booster, PS¹ et SPS², comme décrit en figure 2.1) à des énergies de 50 MeV, 1.4, 26 et 450 GeV. A la sortie du SPS, des paquets de protons sont injectés dans les aimants supraconducteurs du LHC dans chaque sens. Ils sont accélérés jusqu'à une énergie de 7 TeV permettant des collisions avec une énergie de 14 TeV dans le centre de masse. Les paquets de protons gagnent environ 0.5 MeV par tour dans le LHC : l'énergie de 14 TeV dans le centre de masse est atteinte en 20 minutes.

Le LHC est la machine ayant la plus haute luminosité. La luminosité instantanée indique le nombre des collisions entre les deux faisceaux de protons par unité de temps et de surface. Elle peut être écrite de la manière suivante :

$$\mathcal{L} = f n_p \frac{n_1 n_2}{a \pi \sigma_x \sigma_y} F \quad (2.1)$$

où

- $f = 11.25$ kHz : la fréquence de révolution de paquets dans le LHC
- $n_p = 2800$: nombre de paquets sur l'orbite de l'accélérateur (4 dans le cas du LEP et une centaine dans le Tevatron)
- $n_1 = n_2 = 1.15 \times 10^{11}$: nombre de protons par paquets.
- $\sigma_x = \sigma_y = 16 \mu\text{m}$: taille transverse de paquets au points d'interaction au centre des détecteurs.
- F : facteur qui prend en compte l'angle de croisement des faisceaux ($\theta = 285 \mu\text{rad}$). Ce facteur vaut environ 0.8

¹PS, Proton Synchrotron

²SPS Super Proton Synchrotron

La luminosité nominale vaut ainsi :

$$\mathcal{L} \simeq 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \quad (2.2)$$

Le scénario conventionnel prévoit que cette valeur nominale sera atteinte environ 3 ans après le démarrage de la machine. Au démarrage, la luminosité serait de $10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ pendant quelque mois, ensuite de $10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, soit une luminosité intégrée 10 fb^{-1} chaque année, toujours selon le scénario normal. Dans la section 2.8, l'état du LHC et du détecteur ATLAS est brièvement illustré.

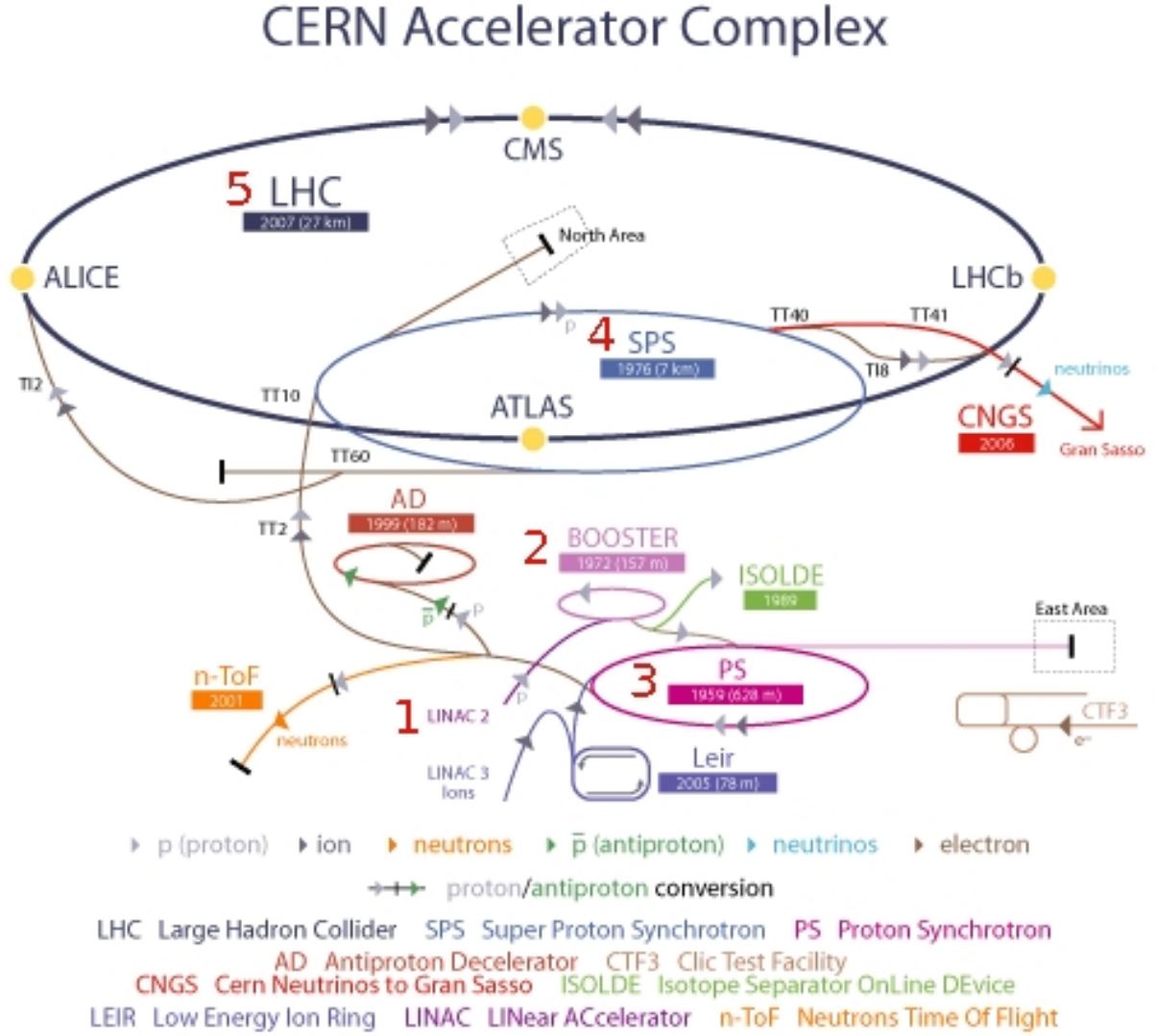


FIG. 2.1: Représentation schématique des accélérateurs du CERN [48] : les paquets de protons, initialement accélérés par le Linac et le Booster, passent dans le PS et dans le SPS jusqu'à atteindre une énergie de 450 GeV. Ensuite, ils sont injectés dans le LHC.

Le choix d'un accélérateur proton-proton au lieu d'une machine électron-positron ou proton-antiproton comme le Tevatron est dû aux considérations suivantes [49] :

- **rayonnement synchrotron.** Les particules chargées, lors d'une accélération circulaire, émettent des radiations. Dans un cyclotron cette radiation détermine une perte d'énergie

qui peut être décrite comme

$$\frac{dE}{dt} \propto \frac{\gamma}{R} \quad (2.3)$$

où R est le rayon de l'accélérateur et γ est défini comme dans l'équation suivante :

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{E}{m} \text{ avec } \beta = \frac{v}{c} \quad (2.4)$$

Il est possible de démontrer que la perte d'énergie pour une particule chargée accélérée est proportionnel à γ^4 : donc, la perte d'énergie par rayonnement de synchrotron dans une machine e^+e^- est $(m_p/m_e)^4$ fois plus grande que dans une machine $p-p$ ayant la même énergie. Avec un accélérateur e^+e^- de la taille du LEP, une énergie dans le centre de masse de l'ordre du TeV ne peut pas être atteinte : il suffit de considérer que l'énergie dans le centre de masse du LEP était de 200 GeV et donc il aurait fallu un anneau de rayon 16 fois plus grand pour une énergie de 400 GeV sans perte du rayonnement synchrotron supplémentaire.

- **l'énergie disponible lors des collisions n'est pas constante.** Dans les collisions d'objets composites comme les protons, l'énergie disponible lors de l'interaction dure de deux partons correspond à une large distribution autour du tiers de l'énergie totale. C'est une caractéristique utile lors de la recherche de nouvelles particules dont la masse est *a priori* inconnue. Cependant, la cinématique des collisions n'est pas complètement contrainte : on ne peut pas connaître la composante longitudinale des partons qui entrent en collision.
- **l'utilisation de protons uniquement permet une haute luminosité.** Au Tevatron, le principal obstacle à l'augmentation de la luminosité est le taux de production d'anti-protons. Pour l'accélérateur du Fermilab ce choix avait été fait parce que les sections efficaces des collisions $p - \bar{p}$ sont plus élevées. Cependant, aux énergies du LHC, cette différence devient négligeable vu que les distribution de probabilité des partons (PDF) sont dominées par les gluons et les quarks de valence jouent un rôle moins important.

La configuration $p-p$ requiert néanmoins, à cause de leur charge identique, deux tubes distincts pour faire circuler les protons en sens opposé dans le collisionneur [47].

2.2 Aperçu du détecteur ATLAS et des autres expériences du LHC

Quatre détecteurs sont placés le long du LHC. Ces détecteurs ont des caractéristiques et buts différents :

- ATLAS [50] et CMS [51] sont deux détecteurs généralistes dont les buts principaux sont la recherche du boson de Higgs et des nouvelles particules très massives, notamment les partenaires super-symétriques des particules du Modèle Standard. Des mesures de précision de certains processus du Modèle Standard seront effectuées pour pouvoir mieux distinguer d'éventuels signaux de nouvelle physique de l'incertitude présente dans des processus connus, ainsi que de tester les limites du Modèle Standard lui même.
- LHCb [52]. Le but principal de ce détecteur est l'étude de la violation de CP dans le secteur de la physique des hadrons B. Sa forme asymétrique est orientée vers les faibles angles de déviation par rapport aux faisceaux.
- ALICE [53]. Ce détecteur étudiera les comportement de la matière nucléaire chaude, notamment lors des collisions entre ions lourds. Le but principal de cette expérience est de mettre en évidence la formation de plasmas quark-gluons.

Le détecteur ATLAS (*A Thoroidal Lhc ApparatuS*) (figure 2.2), d'une longueur de 44 mètres et d'une hauteur de 22 mètres, est l'expérience de physique des particules ayant les dimensions les plus grandes.

Sa structure en couches concentriques autour du point d'interaction suit un schéma classique pour ce type de détecteurs. Les coordonnées utilisées pour décrire les particules dans le détecteur

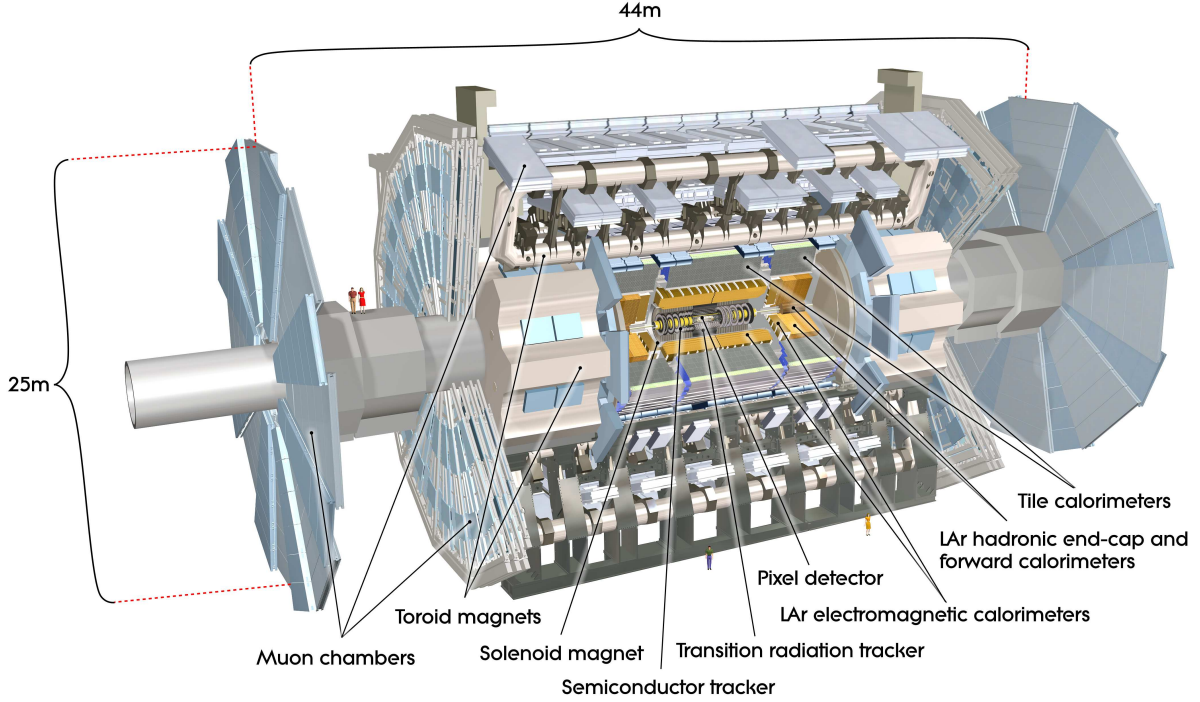


FIG. 2.2: Section du détecteur ATLAS. On peut distinguer, du point d'interaction vers l'extérieur, les différents sous-détecteurs disposés en couches coaxiales.

sont l'angle azimuthal ϕ autour de l'axe du faisceau, la position z le long de l'axe et la pseudo-rapacité η . Celle-ci est définie à partir de l'angle polaire θ entre la particule et l'axe du faisceau : $\eta = -\ln(\tan \frac{\theta}{2})$. L'avantage de η , par rapport à la rapidité, vient du fait que les différences en pseudo-rapacité sont invariantes par un boost de Lorentz.

Le détecteur ATLAS peut être divisé en trois parties principales, du point d'interaction vers l'extérieur :

- le trajectographe interne (section 2.4) doit mesurer la trace et l'impulsion transverse de particules chargées dont la trajectoire est courbée par le champ magnétique produit par le solénoïde interne. Il est le moyen principal pour l'étiquetage des jets issus des quarks b . Combiné avec les informations des calorimètres, il permet de distinguer les photons (qui ne laissent aucune trace dans cette partie du détecteur) des électrons ;
- la calorimétrie (section 2.5) : mesure les énergies et les positions des électrons, des photons et des hadrons. Les calorimètres électromagnétiques et hadroniques mesurent les énergies des particules en dissipant leur énergie ;
- le trajectographe externe (section 2.6) mesure l'impulsion et l'énergie des muons qui ne sont pas arrêtés par le système de calorimètres.

Tous les sous-détecteurs d'ATLAS, comme détaillé dans la suite, ont une large couverture en pseudo-rapacité et une très bonne herméticité (l'angle ϕ est couvert sans interruption). Cela est

nécessaire à une bonne détection des particules.

2.3 Champs magnétiques

Avant de détailler les différents sous-détecteurs, une courte description du système d'aimants est nécessaire, étant donné que la configuration du champ magnétique est un aspect fondamental dans la conception du détecteur, notamment pour la mesure de l'impulsion des muons.

Deux systèmes d'aimants supraconducteurs sont utilisés [54] :

- un solénoïde interne (figure 2.3 (a)) de diamètre égal à 2.5 m et de longueur 5.3 m. Il produit un champ magnétique uniforme de 2 Tesla parallèle aux faisceaux. Son épaisseur, égale à 45 mm et correspondant à 0.66 longueurs de radiation, offre une quantité minimale de matière devant le calorimètre électromagnétique. Il est placé dans le même cryostat que le calorimètre électromagnétique central et il est refroidi avec de l'hélium liquide ;
- un aimant thoroïdal (figure 2.3 (b) et 2.3 (c)) qui génère un champ magnétique tangentiel autour de l'axe central du spectromètre à muons. Sa partie tonneau est constituée de 8 bobines supraconductrices placées dans des cryostats individuels. Les parties bouchons, composées par 8 bobines également, sont placées dans un cryostat unique.

2.4 Détecteur interne

Le détecteur interne d'ATLAS (ID) [55] a une longueur de 6.8 m et un rayon de 1.15 m (figure 2.4). Il est situé dans le solénoïde central et soumis à un champ magnétique de 2 Tesla. Le but principal du détecteur interne est la mesure précise des traces des particules chargées : grâce au champ magnétique qui courbe les traces, il est possible de mesurer l'impulsion transverse de ces particules.

Le détecteur interne a été construit avec les contraintes suivantes :

- il doit avoir une réponse très rapide pour ne pas superposer les signaux produits par un événement et ceux provenant d'un autre croisement de faisceaux.
- la quantité de matériel du détecteur interne doit être la plus faible possible pour minimiser les effets de diffusion multiple ainsi que le rayonnement de freinage (*Bremsstrahlung*) des électrons.

Le détecteur interne est composé de trois sous-détecteurs concentriques, décrits dans les sections suivantes, qui utilisent deux technologies différentes.

La première technologie fait appel aux semiconducteurs. Dans ce cas, la particule incidente crée de nombreuses paires électron-trou dans le silicium : les électrons dérivent sous l'effet d'un champ électrique en créant un signal. Si ce signal dépasse un seuil, cela signifie que la cellule a été touchée par une particule chargée.

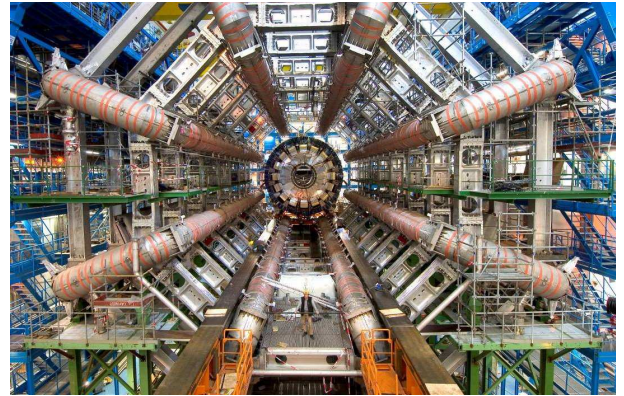
La seconde technologie utilisée suit le principe d'une chambre à fils classique. Elle permet d'observer la trace d'une particule presque en continu grâce au signal recueilli par les tubes à dérive dont le gaz a été ionisé par la particule. La combinaison de ces deux technologies (semi-conducteurs donnant une bonne résolution sur la position et tubes à dérive donnant une grande quantité de points de mesure) permet d'effectuer une détection de traces très précise et une très bonne mesure de l'impulsion transverse.

2.4.1 Détecteur de vertex à pixels

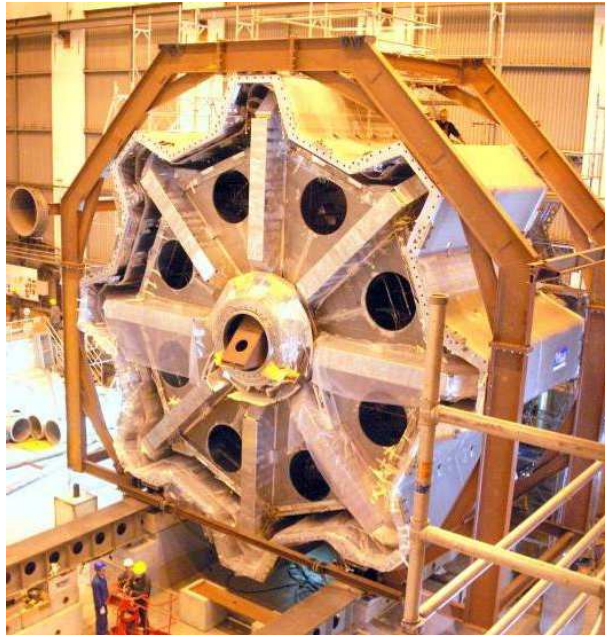
Le détecteur de vertex à pixels est le plus proche du point d'interaction et couvre la région de pseudo-rapacité $\eta < 2.5$. Il est composé des modules de surface $62 \times 24 \text{ mm}^2$ qui contiennent



(a)



(b)



(c)

FIG. 2.3: (a) Solénoïde interne avant son insertion dans le cryostat. Il est situé entre le détecteur interne et les calorimètres. (b) Partie centrale de l'aimant thoroïdale autour du spectromètre à muons. Les huit cryostats contenant les bobines supraconductrices sont visibles (c) Partie bouchon de l'aimant thoroïdale. Photos prises dans [50].

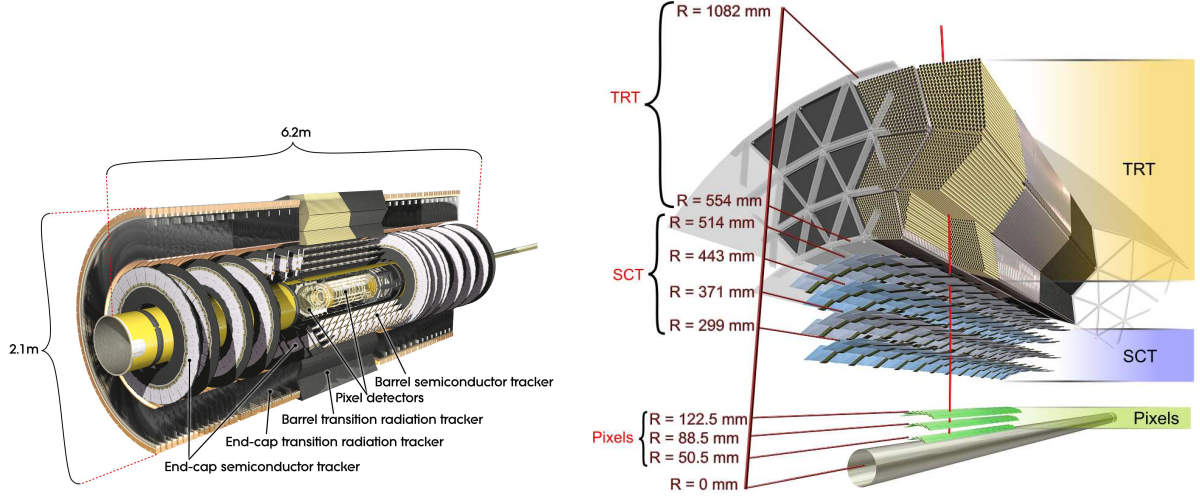


FIG. 2.4: Section du détecteur interne[50]. Les rayons des trois sous-détecteurs (détecteur de vertex à pixels, détecteur de traces à semiconducteurs et trajectographe à radiation de transition) sont mis en évidence.

des pixels constitués d'un matériau semiconducteur en silicium ; chaque pixel a une surface de $50 \times 400 \mu\text{m}^2$ dans le plan $R - \phi \times z$ et une épaisseur de $250 \mu\text{m}$ (tableau 2.1), pour un total d'environ 60000 pixels pour chaque module. Cela permet d'atteindre une résolution de $12 \mu\text{m}$ en $R\phi$ et de $90 \mu\text{m}$ en z par point.

Dans la partie centrale de ce détecteur, les modules sont disposés en trois couches cylindriques coaxiales. Dans les parties avant et arrière, ils sont disposés en trois disques coaxiaux à une distance d'environ 50 cm du point d'interaction, comme illustré sur la figure 2.5. Le détecteur à pixels permet ainsi de reconstruire trois points par trace chargée ; il est donc essentiel pour la détermination des vertex secondaires, notamment dans la désintégration des hadrons B. Un détecteur à pixel doté d'une bonne résolution spatiale est fondamentale pour distinguer les traces et reconstruire les vertex associés et pour avoir une bonne performance dans l'étiquetage des jets de b.

Le détecteur à pixels peut être installé indépendamment des autres sous-détecteurs de traces : cela permettra de remplacer la couche la plus interne, si le taux de radiation l'exige.

2.4.2 Détecteur de traces à semiconducteurs

En s'éloignant du point d'interaction, le sous-détecteur interne suivant est le détecteur de traces à semiconducteur (SCT). Comme le détecteur de vertex à pixels, il est basé sur des fines surfaces (pistes) de détection en silicium semiconducteurs avec une disposition en bande. Le détecteur de traces a une structure modulaire ; chaque module est constitué de deux couches de silicium segmentées en bandes placées dos à dos et tournées d'un angle de 40 mrad pour améliorer la mesure en z . Ces surfaces donnent la possibilité d'ajouter huit points de mesure à ceux donnés par les pixels. Le rayon de chaque couche du SCT ainsi que leur taille sont indiqués sur les figures 2.4 et 2.5.

La surface de chaque bande est de $80 \mu\text{m} \times 128 \text{ mm}$; la précision attendue pour chaque point de mesure est de $22 \mu\text{m}$ dans le plan $R\phi$ et de $580 \mu\text{m}$ selon z .

2.4.3 Le trajectographe à radiation de transition

Le principe de fonctionnement du trajectographe à radiation de transition est celui d'une chambre à fils classique. Il est composé d'un grand nombre de tubes à dérive de très petit rayon : la paroi de ces tubes est à la masse tandis que l'anode centrale est portée à une très haute tension. Le tube est rempli d'un mélange gazeux à base de xenon. Les particules chargées passant dans le tube ionisent le gaz : les électrons provenant de cette ionisation sont récoltés par l'anode après avoir dérivé dans le champ électrique.

La grande quantité de tubes présents dans le trajectographe permet une détection presque continue des traces (figure 2.5) : la trace de chaque particule est échantillonnée avec une trentaine de points de mesure, chacun ayant une précision de $130\ \mu\text{m}$. La résolution attendue lorsqu'on combine tous les points de mesure est de l'ordre de $50\ \mu\text{m}$.

	nombre de points	résolution
Pixel	3	$R - \phi\ 12\ \mu\text{m}$, R-Z $90\ \mu\text{m}$
SCT	8	$R - \phi\ 16\ \mu\text{m}$, R-Z $500\ \mu\text{m}$
TRT	30	$R - \phi\ 50$

TAB. 2.1: Nombre moyen de points mesurés dans les trois sous-système du détecteur interne et la résolution spatiale. Le 30 points du TRT permettent une mesure presque continue de la trace des particules chargées.

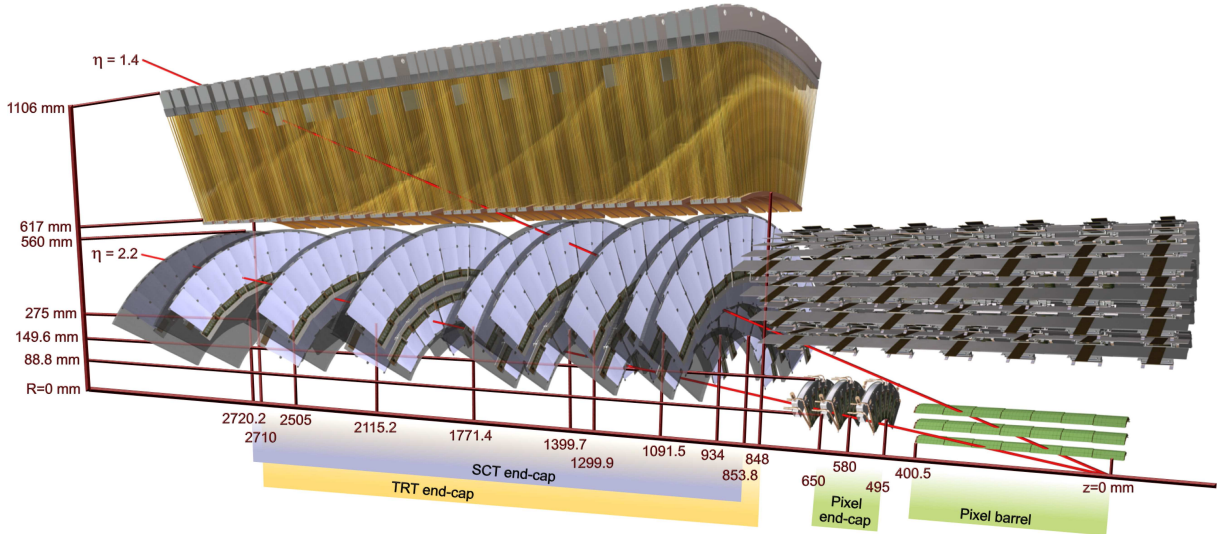


FIG. 2.5: Vue schématique des sous-systèmes du détecteur interne avec leurs distances du point d'interaction.

Une couche joue le rôle de radiateur de transition : elle est faite de polypropylène/polyéthylène dans laquelle les particules produisent des rayons X de radiation de transition, détectés ensuite dans les tubes à dérive. Cette radiation a une amplitude qui augmente avec le rapport $\beta = E/m$, où E est l'énergie de la particule incidente et m sa masse, permettant de distinguer les électrons des pions.

Grâce aux performances de ce trajectographe, combiné à la calorimétrie qui sera décrite

dans la section 2.5, le taux de rejet des jets est de l'ordre de 100000, c'est-à-dire, seulement un électron sur 100000 est à tort identifié comme un jet.

2.5 Calorimètres

Les calorimètres ont un rôle crucial dans les expériences du LHC parce que leur résolution intrinsèque augmente avec l'énergie tandis que celle des autres sous-détecteurs se dégrade [56]. Par exemple, la recherche du boson de Higgs, pour des énergies qui vont de 100 GeV à 1 TeV, dépend énormément des informations données par les calorimètres.

Les buts des calorimètres présents dans les collisionneurs hadroniques sont les suivants :

- mesure de l'énergie et de la position des photons et des électrons ;
- mesure de l'énergie et de la direction des jets et mesure de toute l'énergie mesurée dans l'angle solide couvert.
- identification des particules et sélection des événements ;
- déclenchement du signal.

Les calorimètres peuvent être divisés en deux types, homogènes et à échantillonnage. Les premiers sont formés d'un seul matériel qui est à la fois absorbeur et matériel actif. Ils sont caractérisés par une résolution en énergie très grande mais une mauvaise segmentation longitudinale. Dans les calorimètres à échantillonnage il y a une alternance de couches de matériel absorbeur et de matériel actif.

Les calorimètres d'ATLAS (électromagnétique et hadronique) appartiennent à ce deuxième type. Un calorimètre à échantillonnage plomb-argon liquide a été choisi comme calorimètre électromagnétique pour ATLAS et un qui alterne fer et tuiles scintillantes comme calorimètre hadronique (figure 2.6).

Les calorimètres à échantillonnage ont une réponse très linéaire mais seule une fraction de l'énergie totale est mesurée. La valeur de cette fraction, qui peut subir des fluctuations statistiques, est donnée par le rapport entre l'énergie déposée dans le matériau actif et l'énergie totale déposée dans le calorimètre. Pour le calorimètre électromagnétique d'ATLAS la fraction d'échantillonnage [56] est obtenue par :

$$F = \frac{\Delta E_{LAr}}{\Delta E_{LAr} + \Delta E_{Pb}} \simeq 19\% \quad (2.5)$$

où ΔE_{LAr} est la quantité d'énergie déposée dans l'argon liquide et ΔE_{Pb} celle déposée dans le plomb.

2.5.1 Calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique est optimisé pour la recherche du boson de Higgs dans ses désintégrations $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow 4e$. Pour cela, les contraintes suivantes ont guidé sa réalisation :

- La recherche du boson de Higgs dans ces canaux demande une résolution en masse de 1 %, ce qui correspond à une résolution en énergie meilleure que :

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 0.7\% \oplus \frac{27\%}{E(\text{GeV})} \quad (2.6)$$

Le premier terme est dû aux fluctuations statistiques de la valeur de la fraction d'énergie mesurée (équation 2.5), le deuxième est un terme constant qui vient des non-uniformités dans la construction. Le troisième terme est associé au bruit électronique de la chaîne

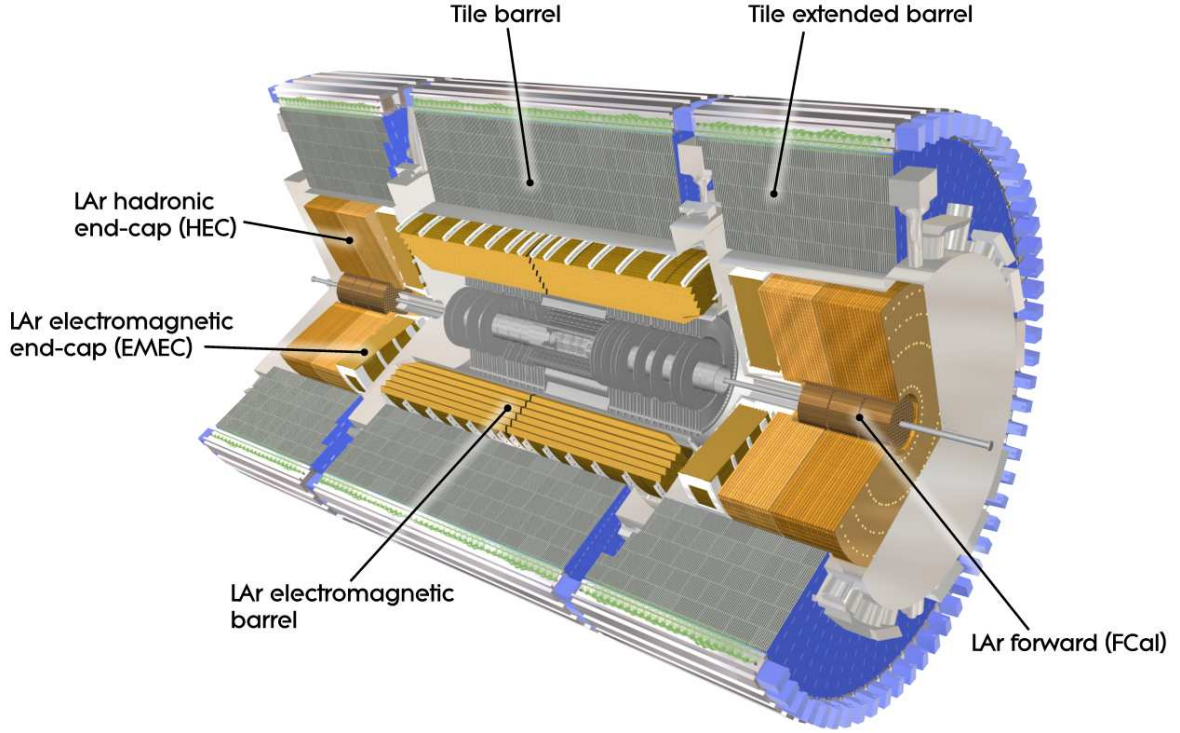


FIG. 2.6: Schéma de la calorimétrie d'ATLAS. La séparation en partie centrale et parties en avant et arrière est bien visible pour les deux calorimètres. Les calorimètres bouchons hadroniques et électromagnétiques sont placés dans le même cryostat tandis que les parties centrales sont dans des cryostats indépendants.

d'extraction du signal [56]. Les résultats des tests en faisceaux ont montré que les valeurs de l'équation 2.6 peuvent être atteintes [57].

- La mesure de la direction des gerbes doit être la plus précise possible pour que le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ soit exploitable. Cela est possible si la résolution angulaire est meilleure que :

$$\sigma_\theta = \frac{50 \text{ mrad}}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \quad (2.7)$$

Grâce aux tests en faisceaux [57], il a été montré qu'une résolution égale à $\sigma_\theta = 0.048 \sqrt{E} \oplus 0.095/E$ peut être atteinte.

- Une excellente séparation γ/jet et électron/jet, pour la réduction du bruit de fond jet-jet et γ -jet du canal $H \rightarrow \gamma\gamma$.
- une épaisseur d'au moins $24 X_0$, où X_0 est la longueur de radiation, nécessaire pour contenir les gerbes très énergétiques sans dégradation de la résolution à hautes énergies.
- une très grande acceptance est nécessaire pour le mode $H \rightarrow 4e$, les électrons étant produits à grandes valeurs de $|\eta|$ [58] dans ce canal.

Le calorimètre électromagnétique est composé d'une partie centrale (tonneau) et deux bouchons.

Le calorimètre tonneau

La partie centrale du calorimètre électromagnétique couvre la région de pseudo-rapidité $|\eta| < 1.44$ et est divisée en deux roues identiques séparées, à $\eta = 0$, par un espace de 6 mm. Elle a un rayon de 2 mètres et une longueur totale de 7 mètres. Elle est précédée par un pré-échantillonneur, qui s'étend jusqu'à $|\eta| = 1.8$, utilisé pour corriger l'énergie perdue par les particules lors du passage dans le matériel situé devant le calorimètre, notamment le solénoïde central.

Les absorbeurs en plomb sont séparés par une couche d'épaisseur constante (4.2 mm) d'argon liquide, le matériau actif de ce calorimètre. Une électrode composée de trois couches de cuivre est maintenue au milieu de la couche d'argon liquide grâce à un espaceur à forme de nid d'abeille ; à l'électrode est appliqué une haute tension (l'absorbeur relié à la masse), dont la valeur nominale est de 2000 volts. Au passage d'une particule chargée, l'argon est ionisé. Les électrons ainsi créés dérivent sous l'influence du champs électrique et sont recueillis sur les électrodes.

Absorbeurs et électrodes ont une forme en accordéon (figure 2.7) qui assure une couverture azimutale (selon la coordonnée ϕ) sans région morte. La couche d'argon liquide étant d'épaisseur constante, pour optimiser la résolution en énergie du calorimètre l'épaisseur des absorbeurs en plomb varie selon η : des particules ayant des angles d'incidence différents traversent ainsi la même quantités de matière.

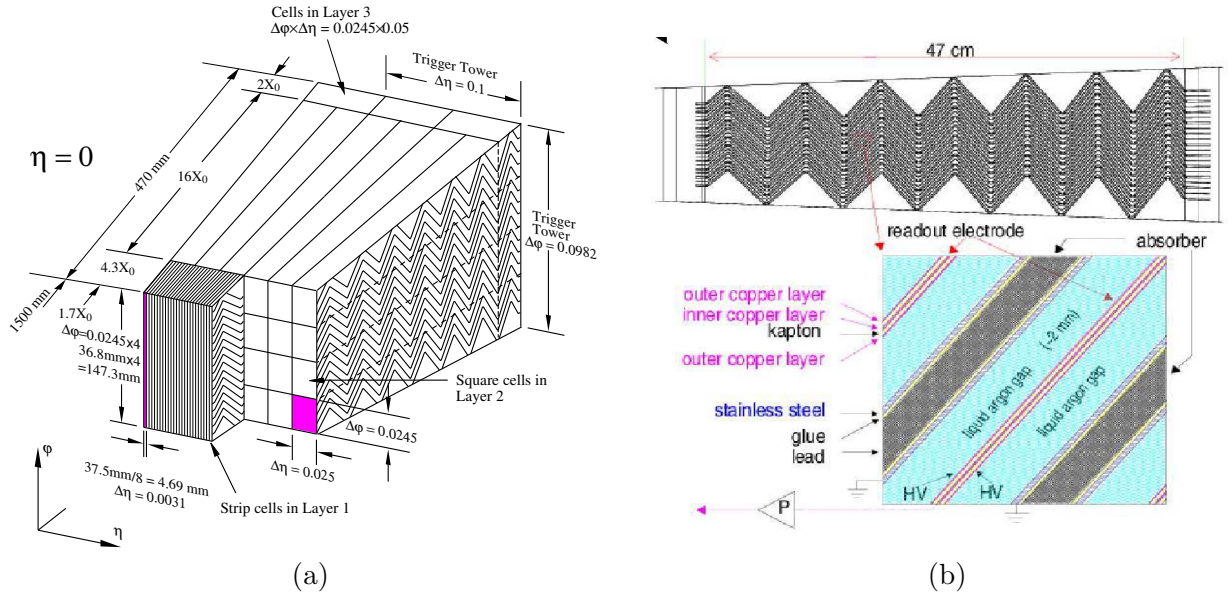


FIG. 2.7: (a) Structure en accordéon des électrodes du EMB. (b) Section d'un électrode : l'alternance absorbeur-matériau actif est mise en évidence.

Les électrodes du calorimètre électromagnétique tonneau sont segmentées en profondeur en trois compartiments :

- le premier compartiment a une épaisseur de 6 X₀ et est finement segmenté en η . Il doit permettre d'identifier avec une grande précision la direction de la gerbe électromagnétique ; par exemple, il est censé rejeter le bruit de fond dans le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ en distinguant un photon simple de deux photons produits dans la désintégration des π_0 . En ϕ il est moins finement segmenté (tableau 2.2) parce que les directions des gerbes créées devant le solénoïde sont dégradées par le champ magnétique ; il est donc inutile d'avoir une granularité

- plus fine.
- le deuxième a une épaisseur de $16 X_0$, recueille presque la totalité de l'énergie et mesure le point d'impact en η et ϕ . Sa granularité, bien que moins fine en η , permet de distinguer les gerbes électromagnétiques de celles dues aux pions.
 - le troisième compartiment est nécessaire pour mesurer l'énergie d'objets ayant une énergie de 300 GeV ou plus. Il a une granularité beaucoup plus grossière parce que son but est de recueillir l'énergie résiduelle et non pas de déterminer la direction des objets électromagnétiques.

Compartiment	$\Delta\eta$	$\Delta\phi$	X_0
Pré-échantillonneur	0.025	$2\pi/64$	de 0.08 à 0.15
Avant	0.025/8	$2\pi/64$	de 2.5 à 4.5
Milieu	0.025	$2\pi/256$	de 16.5 à 19
Arrière	0.05	$2\pi/256$	de 1.4 à 7

TAB. 2.2: Segmentation en η et ϕ des trois compartiments de la partie tonneau du calorimètre électromagnétique et du pré-échantillonneur et leur profondeur en longueurs de radiation.

Le calorimètre bouchon

Le calorimètre électromagnétique bouchon (*ElectroMagnetic End Cap, EMEC*), comme le central, est composé d'une alternance d'absorbeurs de plomb en forme d'accordéon et d'électrodes placés dans l'argon liquide. Situé à 3641 mm du point d'interaction, il a un rayon de 2077 mm et couvre la région de pseudo-rapacité $1.45 < |\eta| < 3.2$.

Chaque bouchon est divisé en deux roues coaxiales ayant la même structure mais une granularité différente (tableau 2.3). La roue externe ($1.4 < |\eta| < 2.5$) a une granularité beaucoup plus fine parce qu'elle doit donner une mesure précise de la position en η et ϕ des objets électromagnétiques. La roue interne a comme but principal la mesure d'énergie à grandes valeurs de pseudo-rapacité : en l'absence du détecteur interne (qui s'étend jusqu'à $|\eta| < 2.5$) pour des mesures combinées, la résolution spatiale n'est pas la priorité.

η	avant	milieu	arrière
1.375-1.425	$0.050 \times 2\pi/64$	$0.050 \times 2\pi/256$	
1.425-1.5	$0.025 \times 2\pi/64$	$0.025 \times 2\pi/256$	
1.5-1.8	$0.025/8 \times 2\pi/64$	$0.025 \times 2\pi/256$	$0.050 \times 2\pi/256$
1.8-2.0	$0.025/6 \times 2\pi/64$	$0.025 \times 2\pi/256$	$0.050 \times 2\pi/256$
2.0-2.4	$0.025/4 \times 2\pi/64$	$0.025 \times 2\pi/256$	$0.050 \times 2\pi/256$
2.4-2.5	$0.025 \times 2\pi/64$	$0.025 \times 2\pi/256$	$0.050 \times 2\pi/256$
2.5-3.2	$0.1 \times 2\pi/64$	$0.1 \times 2\pi/64$	

TAB. 2.3: Granularité des compartiments du calorimètre électromagnétique bouchon en fonction de η .

Contrairement au calorimètre central, dans les deux roues des calorimètres bouchon l'épaisseur d'argon liquide varie selon la coordonnée radiale. Pour garder la réponse du détecteur indépendante de η , la haute tension appliquée aux électrode devrait changer graduellement. En pratique, le potentiel change sur les intervalles indiqués dans le tableau 2.4

η	haute tension (V)
1.375-1.5	2500
1.5-1.6	2300
1.6-1.8	2100
1.8-2.0	1700
2.0-2.1	1500
2.1-2.3	1250
2.3-2.5	1000
2.5-2.8	2300
2.8-3.2	1800

TAB. 2.4: Valeurs de la haute tension appliquée aux électrodes dans le deux roues du calorimètre électromagnétique bouchon.

2.5.2 Le calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique d'ATLAS [59] (*Hadronic Calorimeter, HCal*) est conçu pour mesurer l'énergie des jets. Sa profondeur doit être suffisante pour arrêter tout type d'hadron en évitant des fuites dans le spectromètre à muons. Les tests en faisceau [60] ont montré que le calorimètre hadronique permet de contenir des jets ayant énergie de 1 TeV quelle que soit leur direction.

Les techniques utilisées pour la partie centrale et les deux bouchons sont différentes. Pour le tonneau, qui couvre la région de pseudo-rapacité $|\eta| < 1.7$, la détection se fait par une alternance de fer comme matériau absorbeur et des tuiles scintillantes à base de polystyrène comme milieu actif. Le tonneau est séparé en trois parties (figure 2.6) :

- un cylindre central, couvrant $|\eta| < 1.0$, qui entoure le cryostat du calorimètre électromagnétique tonneau
- deux cylindres situés autour des cryostats bouchons (qui contiennent les bouchons électromagnétique et les bouchons hadroniques) qui couvrent une région de pseudo-rapacité $0.8 < |\eta| < 1.7$ appelés tonneaux étendus ou extensions.

Leur granularité est reportée dans le tableau 2.5.

		avant	milieu	arrière
Tonneau $ \eta < 1.0$	0.1×0.1	0.1×0.1	0.2×0.1	
Extensions	$0.8 < \eta < 1.7$	0.1×0.1	0.1×0.1	0.2×0.1
Bouchons	$1.5 < \eta < 2.5$	0.1×0.1	0.1×0.1	0.2×0.1
	$2.5 < \eta < 3.2$	0.2×0.2	0.2×0.2	0.2×0.2

TAB. 2.5: Granularité du calorimètre hadronique.

Les bouchons du calorimètre hadronique (*Hadronic End Cap, HEC*) sont des calorimètres à échantillonnage cuivre/argon liquide. La principale différence avec les bouchons électromagnétiques (avec qui ils partagent le cryostat et la même structure en deux roues coaxiales) demeure dans la disposition et la forme des électrodes et du matériel absorbeur : la géométrie en accordéon n'est plus utilisée, les électrodes sont planes et perpendiculaires à l'axe du faisceau.

La résolution en énergie du calorimètre hadronique est donnée, comme pour le calorimètre

électromagnétique, par la somme de trois termes :

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E(GeV)}} \oplus \frac{320\% (120\%)}{E(GeV)} \oplus 2.3\% (1\%) \quad (2.8)$$

Les valeurs entre parenthèses sont celles des parties bouchons, les autres de la partie centrale.

Calorimètre en avant

Le calorimètre en avant [61] (*Forward Calorimeter, FCal*) est situé dans le même cryostat que le EMEC et le HEC et couvre la région en pseudo-rapacité $3.1 < |\eta| < 5.2$. Il a comme but l'amélioration de l'herméticité du calorimètre.

Sa structure est complètement différente de celle des autres calorimètres : il est composé de trois blocs d'absorbeurs métalliques percés de tubes parallèles à l'axe du faisceau. A l'intérieur de ces tubes se trouvent des électrodes cylindriques du même matériau. L'argon liquide, le matériau actif utilisé, est situé dans l'espace entre électrode et absorbeurs (figure 2.8). Le diamètre des tubes est de 5 mm et l'épaisseur de la couche d'argon liquide varie entre 250 et 500 μm . Le

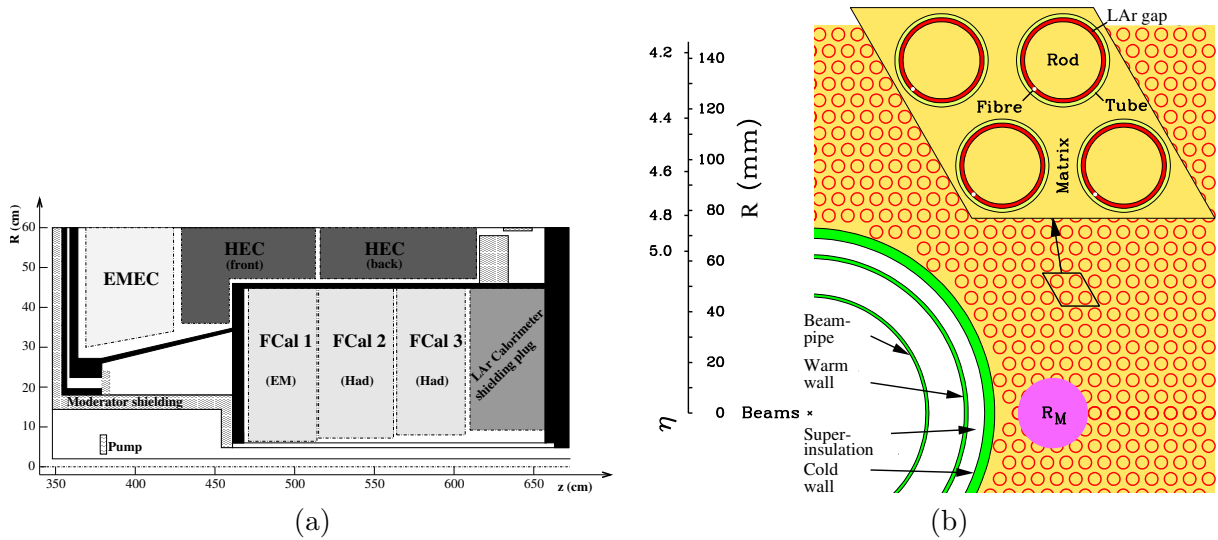


FIG. 2.8: (a) Cryostat avec les parties bouchon EMEC, HEC et FCal. L'axe z indique la distance du point d'interaction. La segmentation en trois parties longitudinales du calorimètre en avant est bien visible. (b) Section du calorimètre en avant avec les tubes qui percent les blocs d'absorbeur.

premier de ces trois blocs est électromagnétique, en cuivre ; les deux autres sont hadroniques, en tungstène. Les trois ont une granularité grossière (0.2×0.2) permettant une bonne mesure de l'énergie transverse manquante, sans localisation précise de la particule.

2.6 Spectromètre à muons

Contrairement aux électrons qui déposent toute leur énergie dans le calorimètre et aux leptons τ qui se désintègrent avant de l'atteindre, les muons déposent une énergie quasiment nulle dans le calorimètre et dans les autres sous-détecteurs. Pour cela, un spectromètre spécifique leur est

dédié [50]. De plus, les muons offrent un déclenchement très fiable et ils sont utilisés pour des canaux de physique très importants, notamment $H \rightarrow 4\mu$ [58].

Les aimants du spectromètre à muons, nécessaires pour courber la trajectoire des muons, sont responsables des énormes dimensions d'ATLAS (figure 2.9). Chacun des 8 toroïdes centraux a une longueur de 25 m et s'étend de 5 à 10 m du faisceau, couvrant une région de pseudo-rapacité $|\eta| < 1.0$. Les deux toroïdes bouchons ont un rayon externe de 5 m et couvrent une région $1.4 < |\eta| < 2.7$. Dans les zones intermédiaires, le champ magnétique résultant est une combinaison des champs magnétiques produits par le tonneau et les bouchons : il n'est pas uniforme mais 2000 sondes de Hall permettent de connaître la valeur précise de ce champ pendant le fonctionnement du détecteur.

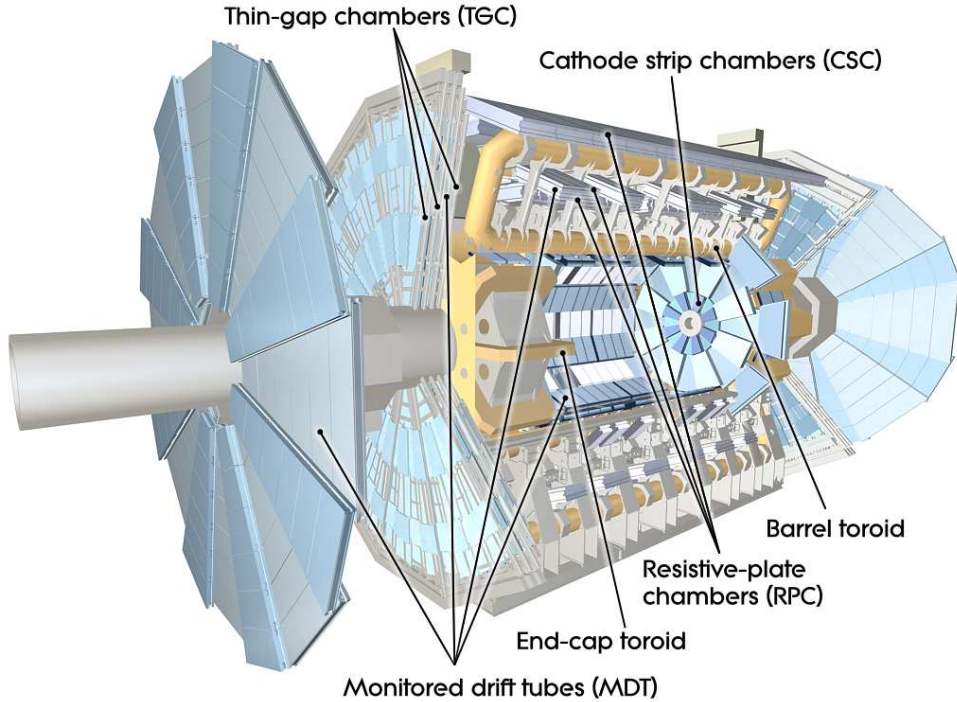


FIG. 2.9: Vue schématique du spectromètre à muons. Les TPG et les RPC aident le déclenchement du signal, tandis que les MDT et les CSC effectuent une mesure précise de l'énergie et de la direction des muons.

2.6.1 Chambres de détection

La détection des muons dans le tonneau et dans la partie des bouchons de pseudo-rapacité $|\eta| < 2.0$ est effectuée par des tubes à dérive (*Monitored Drift Tubes, MDT*) en aluminium : au centre, les tubes ont un fil d'anode en tungstène-rhénium et contiennent un mélange gazeux à base d'argon qui est ionisé par les muons. Chaque tube a un diamètre de 30 mm et ils sont regroupés en chambres ayant 2×4 couches de tubes pour les chambres internes et en 2×3 couches pour les chambres externes. Dans le tonneau, ces chambres sont disposées en trois cylindres coaxiaux de 5, 7.5, 10 m de diamètre, tandis que dans les bouchons elles sont disposées en disques éloignés de 7, 10, 14 et 21 m du point d'interaction.

La résolution en position attendue est de $80 \mu\text{m}$ dans le plan R-z ; l'alignement des chambres,

surveillé en continu par un système optique, devra être meilleure que cette valeur. Cependant, leur résolution temporelle n'est pas suffisante pour associer le muon à l'événement auquel il appartient. Elle doivent donc être couplées aux chambres de déclenchement (section 2.6.2).

Les détecteurs utilisés dans la partie centrale des bouchons (entre 2.0 et 2.7 en $|\eta|$) sont toujours des chambre remplies d'un mélange gazeux mais avec plusieurs fil d'anode perpendiculaires à la piste du cathode (*Cathod Strip Chambers, CSC*). Elles ont une très bonne résolution spatiale et temporelle ($60\ \mu\text{m}$ dans le plan r - ϕ et $7\ \text{ns}$) : pour cette raison elles sont utilisées dans la région où le flux des muons est très grand et où les muons du canal $H \rightarrow 4\mu$ sont produits.

2.6.2 Chambres de déclenchement

Le déclenchement dans le spectromètre à muons est fait par deux types de systèmes. Dans la partie tonneau, il est assuré par des chambres à plaques résistives (*Resistive Plate Chambers, RPC*) : c'est un dispositif composé de deux plaques parallèles entre lesquelles une haute tension est appliquée. L'espace entre ces deux plaques est rempli d'un mélange gazeux qui est ionisé par les muons. Les pistes de lecture suivent la coordonnée η sur un côté de ces plaques et ϕ sur l'autre, permettant ainsi une localisation à deux dimensions de la particule pour le déclenchement.

Le dispositif utilisé dans les deux parties bouchons est appelé *Thin Gap Chambers, TPG* : sa conception est similaire à celle de CSC mais le mélange gazeux est différent. Ces chambres, outre le déclenchement, aident le MDT dans une mesure plus précise de la coordonnée ϕ .

2.7 Système de déclenchement

Comme il a été indiqué au début du chapitre, le LHC pourra atteindre une luminosité égale à $10^{34}\ \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$; chaque paquet contient environ 10^{11} protons, correspondant, en moyenne, à 23 interaction par croisement de paquets. De plus, les paquets seront espacés seulement de 25 ns : cela implique environ un milliard d'interactions inélastiques chaque seconde. Les signaux correspondant à des désintégrations des paires $t\bar{t}$ et à des processus de nouvelle physique seront noyés dans des événements de biais minimum. Comme exemple, sur le 10^9 interactions par seconde, seulement une correspond à une désintégration d'une paire $t\bar{t}$ (voir figure 1.11).

Le niveau actuel de technologie ne permet pas d'enregistrer les informations correspondant à tous les événements produits ; de plus, la plupart des collisions ne donne pas lieu à des processus qui permettraient d'étudier de phénomènes de nouvelle physique ou d'effectuer de tests de précision sur la physique du Modèle Standard. Une sélection en ligne des événements est alors nécessaire pour ramener le taux de collisions à une fréquence compatible avec les ressources informatiques à disposition, un conservant uniquement les événements intéressants.

La sélection en ligne et l'acquisition des informations des collisions doivent être extrêmement rapides pour que les informations des collisions issues d'une interaction entre paquets restent séparées de celles provenant de l'interaction suivante. A titre d'exemple, le temps de vol d'un muon du point d'interaction jusqu'au spectromètre correspond à trois interactions de paquets ; chaque collision dans le détecteur ATLAS contient une superposition de particules provenant d'événements différents (*pile-up*) [62].

Le système d'acquisition et de déclenchement d'ATLAS (dont on voit une schématisation dans la figure 2.10) se fait en trois niveaux en cascade et chaque niveau affine les décisions prises au niveau précédent :

- **niveau 1** : seules les informations des calorimètres et du spectromètre à muons sont utilisées et des régions du détecteur à forte intérêt sont définies (*Region of Interest, RoI*). Le déclenchement du calorimètre donne des informations sur la direction et l'énergie des

amas électromagnétiques ou hadroniques, ainsi que sur la valeur de l'énergie transverse manquante. Les valeurs en impulsion transverse au delà d'un certain seuil déclenchent l'acquisition des données. Le déclenchement dans le spectromètre à muons se fait à partir des traces formées dans le RPC et TPG.

Cette première phase du déclenchement est faite au niveau de la machine et une décision est prise en moins de $2.5 \mu\text{s}$. Pendant ce temps, les données sont conservées dans des mémoires électroniques près de chaque sous-détecteurs. Le taux de données conservées atteint 75 kHz : ces données sélectionnées sont ensuite acheminées vers les cartes de lecture à l'extérieur du détecteur.

- **niveau 2** : les données dans les RoI définies par le niveau 1 sont reconstruites et les informations de tous les sous-détecteurs sont combinées pour améliorer la reconstruction. Les données restent dans des tampons de lecture (*Read Out Buffer*, ROB) pendant 1 à 10 ms et le taux d'événements descend à 1kHz.
- **niveau 3** : toutes les informations provenant des sous-détecteurs sont utilisées par des algorithmes de sélection hors ligne : la fréquence des événements sélectionnés descend à 100 Hz et les données sont ensuite enregistrées.

2.8 Etat du LHC et du détecteur ATLAS

Dans cette section, un très court aperçu de l'état du LHC et du détecteur ATLAS est présenté.

Le 10 septembre 2008, un premier faisceau a été injecté dans le tunnel du LHC ; le faisceau a été capturé et mis en phase avec l'injection, opération qui témoigne d'une très bonne maîtrise de la machine. Cependant, pendant la phase de mise en route, le 19 septembre un accident s'est produit suite à une mauvaise connection électrique entre deux aimants : une grande quantité d'hélium liquide s'est ensuite déversée dans le tunnel et plusieurs aimants ont été endommagés [63]. Les réparations majeures se sont achevées au printemps 2009 et de nombreux tests sont cours pour permettre un démarrage à l'automne 2009. La collaboration ATLAS a utilisé cet arrêt pour achever des opérations de maintenance, d'amélioration et de réparation des différents sous-détecteurs. Par exemple, un quadrant du calorimètre hadronique bouchon a été réparé et le système de refroidissement de détecteur interne a été amélioré. Pour chaque sous-détecteur, la fraction des canaux défectueux est inférieure à 2% [64]. En parallèle, des prises de données cosmiques ont été effectuées, permettant une première évaluation de la calibration du détecteur.

Actuellement, le scénario envisagé pour l'accélérateur est le suivant : lors du démarrage, une énergie dans le centre de masse de 10 TeV sera atteinte après une très courte période à une énergie inférieure. Une longue prise de données à 10 TeV dans le centre de masse sera effectuée ; ensuite, un arrêt complet de la machine permettra les derniers tests et améliorations pour pouvoir enfin atteindre une énergie de 14 TeV dans le centre de masse.

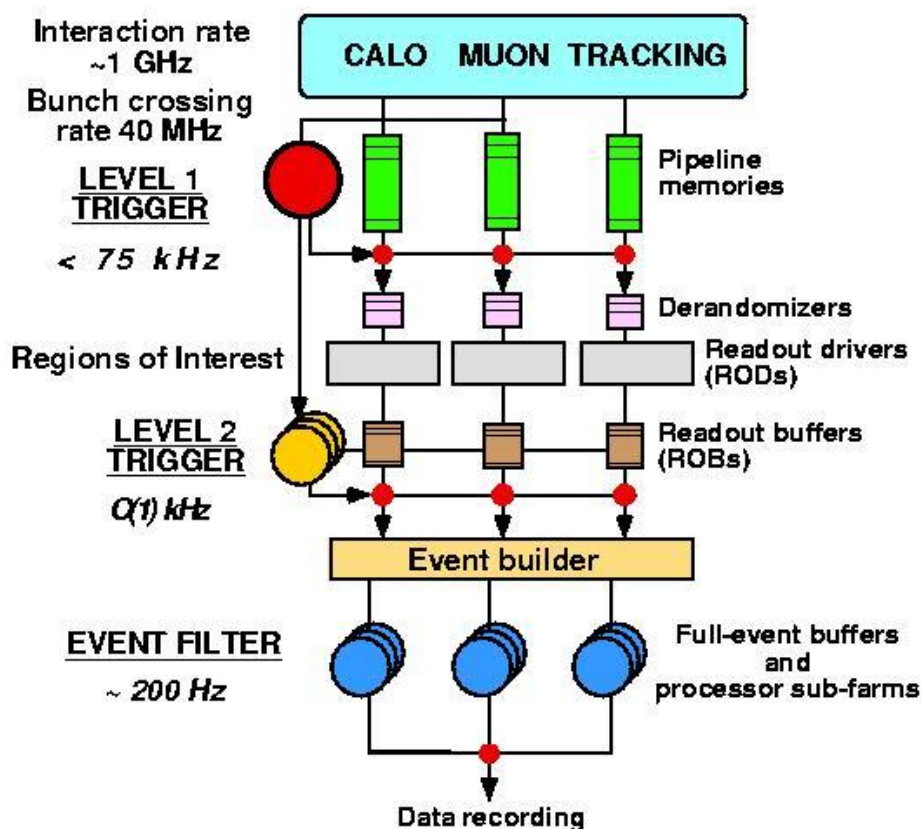


FIG. 2.10: Représentation schématique du système de déclenchement d'ATLAS. Le niveau 1 utilise seulement les informations des calorimètres et du spectromètre à muons pour définir des régions d'intérêt. Le niveau 2 utilise les informations de tous les sous-détecteurs en se limitant aux régions d'intérêt. Les informations du niveau 2 sont utilisées ensuite par des algorithmes de sélection hors ligne (niveau 3).

Chapitre 3

La sélection des événements

I have been testing them all in a very
egalitarian manner.
turk, kurd, syriac christian, sephardim,
iranian, arab, georgian, caldean, iraqi—
they all have been victimized by my
outrageous incompetence

Min Lieskovsky

Grâce à son énergie dans le centre de masse et à une luminosité jamais atteinte auparavant, le LHC est une machine qui procurera un taux de production de paires $t\bar{t}$ très élevé et permettra donc des mesures de précision pour de nombreux paramètres de la physique du top. Cependant, comme illustré sur la figure 1.11, la section efficace de production des paires $t\bar{t}$ demeure plusieurs ordres de grandeur inférieure à celles d'autres processus. Une sélection appropriée des événements est nécessaire pour pouvoir séparer les événements du signal de ceux qui forment le bruit de fond pour le processus étudié.

Le canal de désintégration étudié dans cette thèse est le canal en dileptons, avec un électron et un muon dans l'état final. Il présente, du point de vue de la sélection des événements, deux difficultés principales :

- les particules mesurables de l'état final sont des électrons, des muons et des jets. Tous les sous-détecteurs d'ATLAS participent à la mesure de ces particules ; une très bonne connaissance des performances de tous les sous-détecteur est fondamentale.
- le rapport d'embranchement du canal en dileptons est assez faible, comme décrit dans le chapitre 1. Si les coupures cinématiques appliquées sont trop fortes, le nombre d'événements à disposition pour la mesure de la masse du quark top ne sera pas suffisant.

Il est donc crucial de trouver un équilibre entre le rapport signal sur bruit et une statistique acceptable.

Ce chapitre a comme sujet la description de la sélection des événements $t\bar{t}$ dans le canal en dileptons, avec un électron et un muon dans l'état final. Ce choix réduit de 50 % la statistique déjà assez faible du canal dileptonique mais fait augmenter considérablement le rapport signal sur bruit : les processus $Z \rightarrow ee$ et $Z \rightarrow \mu\mu$ ne sont plus des bruits de fond importants.

Dans la section 3.1, la définition et la reconstruction des objets présents dans l'état final sont traitées ; dans la section 3.2, les valeurs d'efficacité de sélection ainsi que la valeur du rapport signal sur bruit de fond sont ensuite présentées. Ce chapitre se termine avec une étude sur l'efficacité d'identification des deux jets issus des quarks b.

3.1 Définition et reconstruction des objets

3.1.1 Électrons

Les électrons sont reconstruits et identifiés grâce aux informations données par le calorimètre électromagnétique et le détecteur interne. Leur reconstruction est limitée à la région de pseudo-rapacité $|\eta| < 2.5$ parce que le détecteur interne d'ATLAS ne s'étend pas au delà de cette valeur. Si l'électron est identifié dans la région du crack des calorimètres, pour des valeurs de pseudo-rapacité telles que $1.37 < |\eta| < 1.52$, il n'est pas considéré. Tout électron doit être isolé pour ce qui concerne l'énergie déposée dans le calorimètre ; l'énergie transverse située dans un cône de rayon 0.2 en η et ϕ autour de l'électron doit être inférieure à 6 GeV.

L'identification des électrons est faite par un algorithme qui prend en compte nombreuses variables données par les différents sous-détecteurs d'ATLAS [65]. La première étape de cet algorithme d'identification d'un électron est la mesure de l'énergie déposée dans un amas de cellules du calorimètre électromagnétique ; cette information est ensuite combinée avec les informations provenant du détecteur interne, pour chercher une correspondance (*matching*) entre la trace et le dépôt d'énergie dans le calorimètre. La présence d'un matching entre trace et dépôt d'énergie dans le calorimètre permet de distinguer les électrons des photons.

La capacité de distinguer les électrons des jets est basée sur les informations suivantes, du fait que les deux objets produisent des traces dans le détecteur interne :

- le trajectographe à radiation de transition (section 2.4.3) permet une excellente séparation électrons-pions.
- la forme de la gerbe créée dans le calorimètre électromagnétique est plus large et profonde dans le cas de pions [66]
- les dépôts d'énergie des électrons dans le calorimètre hadronique est presque nul, à la différence des pions lorsqu'ils ne sont pas arrêtés dans le calorimètre électromagnétique.

La figure 3.1 (a) montre le nombre d'objets reconstruits comme électrons pour chaque événement du signal :

- en noir, tous les objets reconstruits comme électrons
- en vert, après des coupures cinématiques ($p_T > 20$ GeV, $|\eta| < 2.5$)
- en rouge après identification par l'algorithme d'identification des objets électromagnétiques.

Pour des électrons qui passent ces coupures cinématiques, l'efficacité d'identification est d'environ 67% avec une pureté de 97%.

Le choix de la valeur d'impulsion transverse pour la coupure cinématique vient des choix de définition des seuils du système de déclenchement : comme montré par la figure 3.2 (a), l'efficacité de déclenchement sur les électrons atteint une valeur constante égale à 85% seulement à partir d'une impulsion transverse plus grande que 20 GeV/c.

3.1.2 Muons

Les muons déposent dans les calorimètres une énergie très limitée. Leur reconstruction est donc confiée au détecteur interne et au spectromètre à muons. Les muons sont identifiés par la meilleure association entre les informations de ces deux sous-détecteurs.

Les muons sont reconstruits seulement dans la région de pseudo-rapacité $|\eta| < 2.5$ pour la même raison que les électrons et ils doivent être isolés pour ce qui concerne l'énergie déposée dans les calorimètres : l'énergie transverse additionnelle mesurée dans un cône de rayon 0.2 autour de la direction du muon doit être inférieure à 6 GeV. La figure 3.1 montre le nombre de muons par événement pour les différentes coupures appliquées : cinématiques ($|\eta| < 2.5$ et

impulsion transverse plus grande que 20 GeV/c) et d'identification (énergie déposée autour de la direction du muon doit être inférieure à 6 GeV).

En étant les seules particules du Modèle Standard qui ne déposent pas d'énergie dans le calorimètre (sauf les neutrinos qui ne sont pas détectés), l'identification des muons est plus facile que celle des électrons dont les signatures doivent être séparées de celles des jets et des photons. C'est pour cela que l'efficacité de reconstruction des muons est de 88% ; le taux d'identification des objets qui ne sont pas associés à un vrai muon mais qui sont à tort identifiés comme un muon est de 0.1 %.

Comme pour les électrons, la valeur choisie pour la coupure sur l'impulsion transverse vient du système de déclenchement sur les muons ; la figure 3.2 (b) montre que l'efficacité du déclenchement sur les muons atteint un plateau à partir d'une impulsion transverse plus grande que 20 GeV/c.

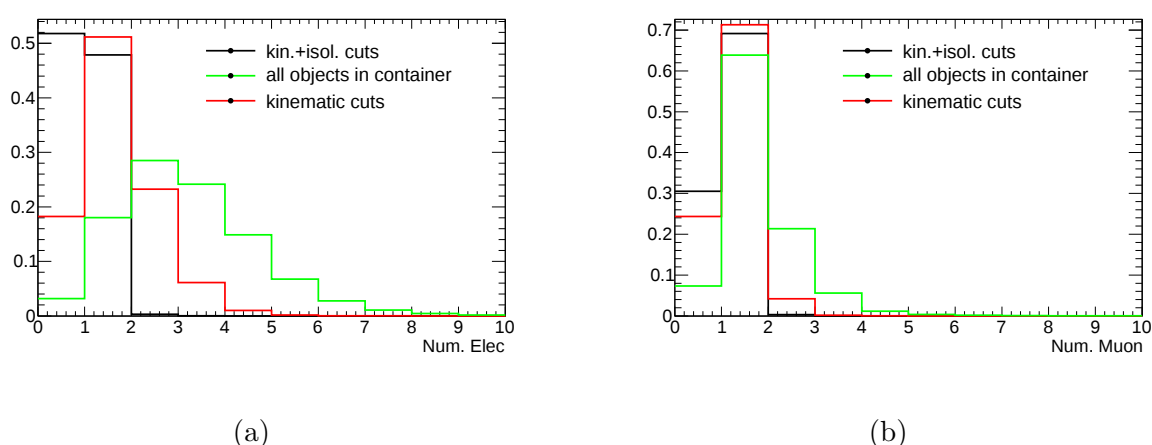


FIG. 3.1: (a) Nombre d'électrons par événement du signal avant et après les coupures décrites dans la section 3.1.1.(b) Nombre de muons par événement du signal avant et après les coupures décrites dans la section 3.1.2.

3.1.3 Jets

Comme cela a été expliqué dans le chapitre 1, un jet peut être considéré comme la manifestation des quarks ou des gluons dans le détecteur. Le confinement des partons imposé par la Chromo-Dynamique Quantique fait que toute particule ayant une charge de couleur ne peut être observée librement. Les quarks et les gluons, suite à une interaction, subissent une hadronisation [67] ; les hadrons produits sont une combinaison des partons donnant une charge de couleur nulle. Un exemple schématique du processus d'hadronisation et fragmentation est donné dans le chapitre 1 par la figure 1.6 : quand deux partons se séparent, il est plus favorable, du point de vue énergétique, de créer une paires quark-antiquark du vide que de permettre aux partons de se séparer ultérieurement. C'est l'ensemble de paires quark-antiquark qui forme le jet observé dans un détecteur (principalement des pions). L'ensemble de ces paires est appelé proto-jet dans la suite de cette section.

En étant composé de plusieurs particules, la mesure des caractéristiques d'un jet, ainsi que la définition même de jet, dépend très fortement de l'algorithme utilisé pour sa reconstruction

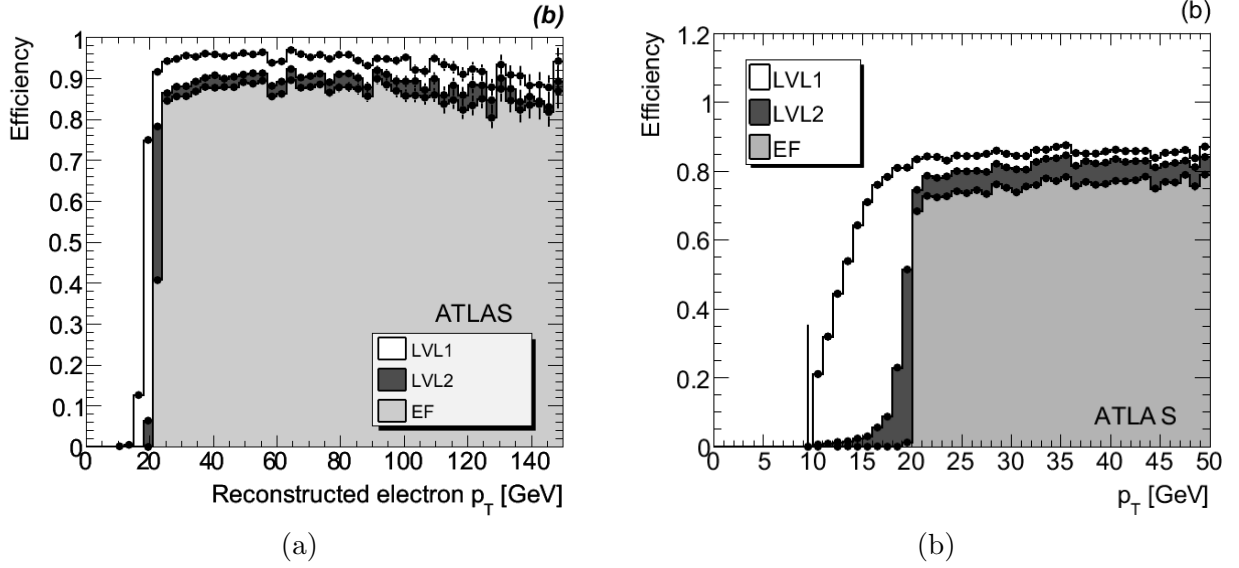


FIG. 3.2: (a) Efficacité des trois niveaux de déclenchement sur les électrons. Demander des électrons ayant un $p_T > 20$ GeV/c permet une efficacité constante de déclenchement. (b) Efficacité des trois niveaux de déclenchement des muons. Demander des muons ayant un $p_T > 20$ GeV/c permet une efficacité constante de déclenchement [45].

[30]. Dans ATLAS, les jets sont reconstruits en utilisant un algorithme de cône ayant un rayon, dans l'espace $\phi - \eta$, de 0.4. Cet algorithme utilise les dépôts d'énergie des particules stables dans le calorimètre et l'énergie mesurée dans ce cône est sommée ; la procédure est réitérée jusqu'à obtenir une configuration stable. Un algorithme de type cône avec un rayon petit a été choisi car il donne le meilleur rapport signal sur bruit de fond et permet d'avoir une bonne résolution sur la masse du quark top [45].

Une autre classe d'algorithmes, appelés k_T [45], a été testée. Ces algorithmes reconstruisent les jets par une procédure d'amas (*clustering*) : ils unissent les proto-jets les plus proches, en introduisant une mesure de distance ΔR entre les proto-jets.

Les objets d'entrée des algorithmes de cône et k_T sont, soit des tours calorimétriques (*Calorimeter Towers*), définies comme un groupe de cellules du calorimètre dans une grille fixe suivant les coordonnées η et ϕ , soit des amas topologiques (*Topological Clusters*), définis comme un groupe de cellule autour d'une cellule chaude. Les tours calorimétriques, ainsi que les amas topologiques, sont donnés à l'échelle électromagnétique : les jets obtenus sont ensuite étalonnés à l'échelle hadronique [45].

A cause de l'énergie à laquelle se produiront les collisions au LHC, les événements détectés par ATLAS seront très riches en jets. De plus, vu la complexité du phénomène d'hadronisation, la résolution en énergie des jets est nettement moins bonne que celle des électrons ou muons : il est donc fondamental d'avoir un bon étalonnage des jets et des algorithmes de reconstruction très stables. Le tableau 3.1 montre la résolution en énergie en fonction de l'énergie du quark pour les deux classes d'algorithmes. La différence de résolution entre les algorithmes de cône ayant un rayon de 0.4 et ceux de rayon 0.7 est flagrante pour des jets dont l'énergie inférieure à 100 GeV. Cela parce qu'un algorithme de cône de rayon 0.7 somme l'énergie présente dans une région plus grande du détecteur : à basse énergie cette énergie supplémentaire (provenant du pile-up ou du bruit électronique) est bien visible. La figure 3.3 montre l'énergie des deux jets

de b dans les événements $t\bar{t}$. Le pourcentage des jets ayant une énergie inférieure à 100 GeV est très élevé : ceci justifie le choix d'un algorithme de cône de rayon 0.4.

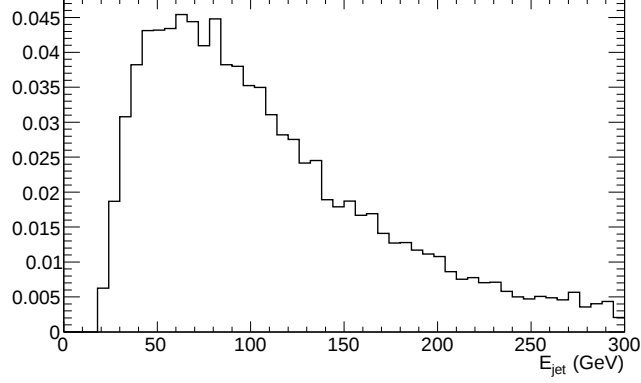


FIG. 3.3: Distribution de l'énergie de jets présents dans les événements $t\bar{t}$ en dileptons produits par le générateur MC@NLO. Le pourcentage d'événements ayant une énergie inférieure à 100 GeV est très élevée. Cela justifie le choix d'un algorithme de cône de rayon 0.4 qui donne la meilleure résolution pour cet intervalle d'énergie.

algorithme	Énergie [GeV/c ²]				
	15-50	50-100	100-150	150-250	250-350
Cone $\Delta R = 0.4$ Tower	18.3	14.7	13.0	11.2	9.4
Cone $\Delta R = 0.4$ Topo	18.5	14.8	12.6	11.0	9.5
Cone $\Delta R = 0.7$ Tower	25.2	16.3	13.5	11.6	10.3
Cone $\Delta R = 0.7$ Topo	20.4	14.3	12.5	11.2	9.3
k_T R=0.4 Tower	21.4	16.7	14.4	11.7	9.6
k_T R=0.4 Topo	20.4	16.2	13.1	10.9	9.5

TAB. 3.1: Résolution en énergie des jets (en %) en fonction de l'énergie des quarks pour plusieurs algorithmes [45]. L'algorithme cône ayant un rayon de 0.4 donne la meilleure résolution pour des jets avec énergie inférieure à 100 GeV/c².

La figure 3.4 montre l'efficacité de reconstruction des jets pour des événements di-jets. L'efficacité de reconstruction est stable et proche de 1 seulement pour des valeurs d'impulsion transverse supérieures à 30 GeV/c. Au dessous de cette valeur, l'efficacité diminue rapidement. La figure 3.4 (b) reproduit le nombre de jets reconstruits par événements pour les signal $t\bar{t} \rightarrow e\nu b$, $\mu\nu b$ lorsque les coupures suivantes sont appliquées :

- en noir, tous les jets reconstruits sans aucune coupure.
- en vert, après coupures cinématiques ($p_T > 20$ et $|\eta| < 2.5$)
- en rouge, après avoir éliminé les jets se trouvant à proximité d'un électron à une distance inférieure à 0.2 dans l'espace $\phi - \eta$.

La figure 3.4 (b) montre que les coupures cinématiques réduisent significativement le nombre de jets par événement. Cependant, dans un événement du signal sont souvent reconstruits plus que les deux jets correspondants aux quarks b . Ces jets, qui proviennent principalement des radiations de l'état initial et final, sont une source importante de bruit de fond combinatoire et introduisent, dans la mesure de la masse du quark top , un biais non négligeable (section 6.3 pour plus de détails).

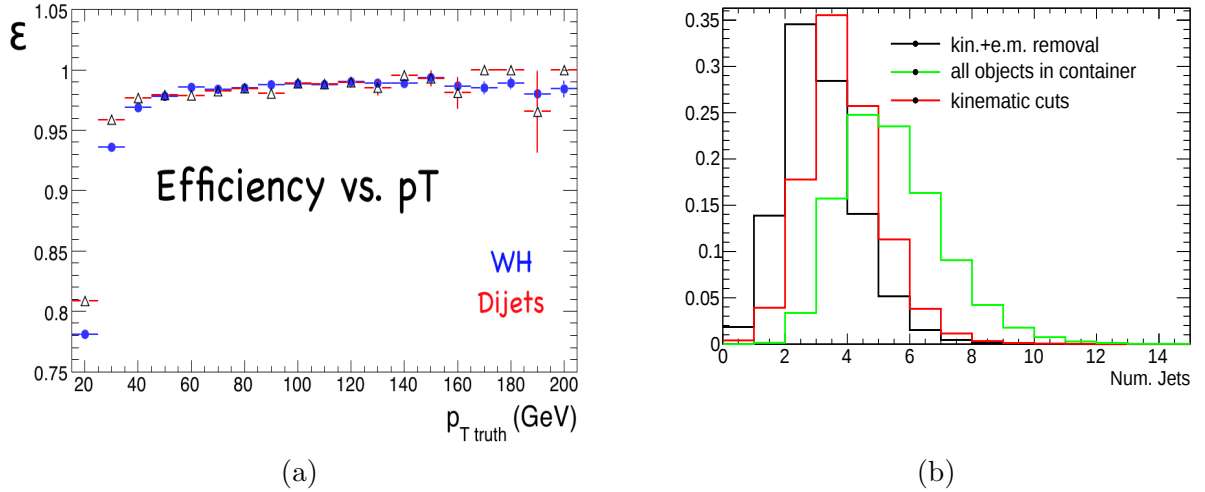


FIG. 3.4: (a) Efficacité de reconstruction des jets pour des événements dijets et WH [68]. Pour une valeur d'impulsion transverse inférieure à 30 GeV, l'efficacité diminue drastiquement. (b) Nombre de jets reconstruit par événement pour le signal $t\bar{t} \rightarrow e\nu b$, $\mu\nu b$ selon les coupures appliquées.

3.2 Sélection des événements $t\bar{t}$ se désintégrant dans le canal dileptonique

Après avoir défini les propriétés des objets présents dans l'état final du processus $t\bar{t} \rightarrow e\nu b$, $\mu\nu b$, pour déterminer le rapport signal sur bruit, ainsi que les efficacité de détection, il faut combiner les contraintes cinématiques sur les différents objets. Pour qu'un événement soit sélectionné comme étant du signal, il faut qu'il ait les caractéristiques suivantes :

- un unique électron reconstruit de $p_T > 20$ GeV/c et $|\eta| < 2.5$;
- un unique muon reconstruit de $p_T > 20$ GeV/c et $|\eta| < 2.5$;
- le produit des charges de l'électron et du muon doit être égal à -1 (les charges des deux leptons doivent être opposées) ;
- au moins deux jets de $p_T > 20$ GeV/c et $|\eta| < 2.5$. On fait l'hypothèse que les deux jets ayant le p_T le plus grand soient les jets issus des quarks b ;
- chaque objet reconstruit doit avoir une distance ΔR aux autres objets plus grande que 0.5.

Les événements issus des processus $t\bar{t} \rightarrow \tau\nu b$, $\tau\nu b$, $t\bar{t} \rightarrow \tau\nu b$, $e\nu b$, $t\bar{t} \rightarrow \tau\nu b$, $\mu\nu b$, le τ se désintégrant leptoniquement, peuvent être traités comme des événements du signal sans affecter

3.2. SÉLECTION DES ÉVÉNEMENTS $t\bar{t}$ SE DÉSINTÉGRANT DANS LE CANAL DILEPTONIQUE

significativement la mesure de la masse. En fait, la figure 3.5 (a) montre que le τ et le lepton produit lors de sa désintégration sont colinéaires. Sur la figure 3.5, la différence en énergie entre le τ et le lepton produit est représentée. Cette différence vient de l'énergie des deux neutrinos qui ne sont pas détectés.

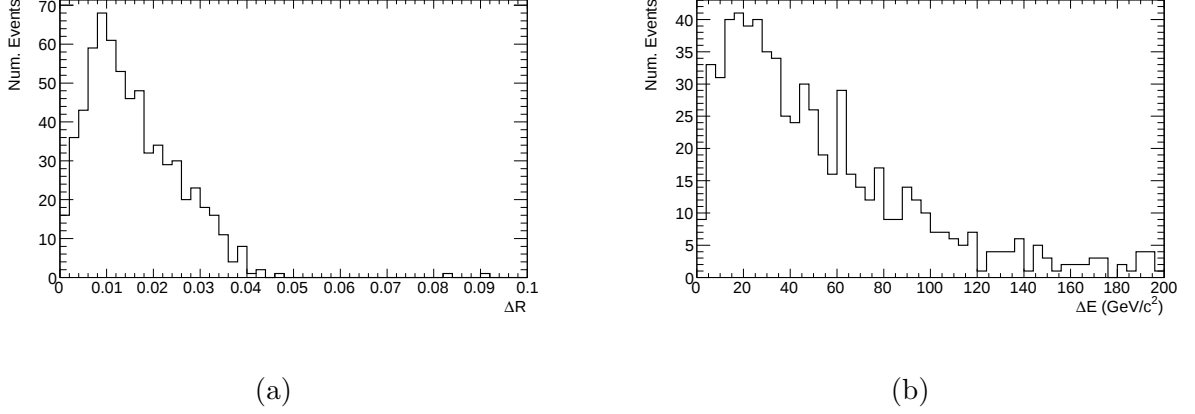


FIG. 3.5: (a) Distance en $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ entre les τ et les leptons provenant de leur désintégration pour des événement $t\bar{t}$ en dileptons. (b) Différence entre l'énergie des τ et celle des leptons provenant de leur désintégration. Le deux neutrino non détectés sont responsables de cette différence.

Bien que la présence de deux leptons de grande impulsion transverse aide au déclenchement du signal et permet d'identifier assez facilement la désintégration de la paire $t\bar{t}$ en dileptons, il existe d'autres processus dont les particules de l'état final passent les contraintes décrites ci-dessus. La présence d'événements qui ne sont pas issus de la désintégration de la paire $t\bar{t}$ dégrade tout type de mesure. Il est important que le rapport entre les événements du signal et ceux du bruit de fond qui passent les coupures cinématiques soit le plus grand possible.

Les bruits de fond principaux sont les suivants :

- événements $t\bar{t}$ du canal semileptonique. Le deuxième lepton peut venir de la désintégration d'un jet ou d'une mauvaise identification. Comme pour les signal, ces événements ont été produits par le générateur à l'ordre supérieur (*Next-to-Leading Order*, *NLO* dans la suite) MC@NLO [69]. L'hadronisation et le développement des gerbes sont réalisés par HERWIG [70]. Plusieurs ensembles d'événements (*datasets* dans la suite) ont été produits, avec les quarks top générés à quatre masses différentes. Les masses à disposition dans la simulation officielle d'ATLAS, à l'énergie nominale de 14 TeV dans le centre de masse ¹, sont : 160, 170, 175 et 190 GeV/c². Ces événements sont aussi utilisés, dans cette thèse, pour avoir une limite supérieure de l'impact du bruit de fond QCD (pour plus de détails voir la section 6.4.3).
- événements $Z \rightarrow \tau\tau + 2$ (ou plus) jets, avec les τ qui se désintègrent en électron et muon. Ces événements sont produits à l'ordre le plus bas (*Leading Order*, *LO* dans la suite) par

¹Pour le démarrage du LHC, avec une énergie dans le centre de masse de 10 TeV, d'autres datasets ont été produits. Cependant, dans cette analyse, seuls les datasets de la simulation officielle à 14 TeV sont utilisés.

le générateur Pythia [71]. Les deux τ se désintègrent en électron et muon, tandis que les deux jets proviennent de la radiation de l'état initial de ces processus Drell-Yan.

- événements WW + jets, avec les deux bosons qui se désintègrent leptoniquement. Les événements de ces processus ont été produits par le générateur MC@NLO.

Quand les contraintes sur les objets reconstruits sont appliquées, le rapport signal sur bruit obtenu est de 12.3. Dans le tableau 3.3, les rapports signal sur bruit pour chaque bruit de fond sont reportés.

Le faible rapport d'embranchement du canal dileptonique ne permet pas des coupures très fortes, faute d'une statistique finale suffisante. De plus, les datasets de la simulation officielle d'ATLAS utilisés dans cette thèse contiennent un nombre d'événements $t\bar{t} \rightarrow$ dileptons qui ne permet pas une étude statistique à des grandes luminosités intégrées. Pour qu'une étude soit statistiquement correcte, plusieurs mesures doivent être faites en utilisant le même nombre d'événements attendu pour une luminosité intégrée définie ; chaque mesure utilise n événements pris de l'ensemble de N événements à disposition. Le tableau 3.2 montre le nombre d'événements dileptons générés et le nombre de ceux qui passent les coupures cinématique. Le nombre limité d'événements présents dans la simulation officielle fait que la technique appelée *Resampling Technique* soit donc utilisée [72] pour obtenir une bonne évaluation de l'incertitude sur la mesure. Avec cette technique, n événements sont pris de façon aléatoire du dataset à disposition pour chaque pseudo-expérience ; cet exercice est répété nombreuses fois. Certains événements peuvent donc apparaître dans plusieurs pseudo-expérience et aussi plusieurs fois dans la même pseudo-expérience.

Bien que cette technique soit nécessaire pour vérifier que l'erreur statistique de la mesure faite est correcte, elle n'améliore pas la connaissance de la valeur mesurée [72] ; pour cela, il faut un nombre d'événements N qui soit bien plus grand que n . Tenu compte de ça, le choix fait dans cette analyse est d'utiliser des pseudo-expérience contenant 90 événements ; cela correspond à une luminosité intégrée de 20 pb^{-1} . Grâce au rapport signal sur bruits de fond très élevé, la dimension des lot d'événements pour les différents bruits de fond n'est pas un problème.

Masse	Ev. produits	Ev. sélectionnes	$\epsilon\%$
160	10502	2336	22.2
170	17588	4016	22.3
175	32360	7674	23.7
190	11245	2901	25.8

TAB. 3.2: Événements du signal produits pour les quatre masse et événements qui passent l'ensemble des coupures cinématiques

3.2.1 Comment augmenter l'efficacité d'identification des jets

Le fait de sélectionner correctement les événements du signal n'est pas suffisant. Comme ce sera détaillé dans les chapitres suivants, la méthode d'analyse étudiée dans cette thèse nécessite un maximum d'informations cinématiques sur les objets de l'état final du processus considéré. La problématique principale concerne les jets : dans les événements du signal, les jets mesurés ne sont pas uniquement les jets b . La présence de radiation de l'état initial (*Initial State Radiation, ISR*) et de l'état final (*Final State Radiation, FSR*) augmente le nombre de jets par événement. Dans la section précédente l'hypothèse que les deux jets de b sont les jets de plus grand p_T a été faite. Or, il s'avère que cette hypothèse n'est pas toujours correcte. Sur la figure 3.6 (a), il est

montrée la fraction d'événements du signal ayant 0, 1 ou 2 jets de plus grand p_T qui soient issus des quarks b . Dans environ 50% de cas, un des deux jets choisis n'est pas issu d'un quark b . Cela est dû principalement à l'acceptance finie du détecteur (le jets de b est produit à une valeur de pseudo-rapacité trop élevée), ainsi qu'à l'efficacité de reconstruction (il faut rappeler que seuls les jets à $p_T > 20$ GeV/c sont considérés). De plus, comme il sera illustré dans les chapitres suivants, les paires $t\bar{t}$ sont souvent produites avec une impulsion transverse très élevée ; cela est dû principalement à des radiations de l'état initial très énergétiques. Ces radiations peuvent être à tort reconstruites comme des jets de b .

La figure 3.6 (a) montre aussi que les événements générés avec une masse du quark top très grande (190 GeV) ont plus souvent les deux jets à plus grand p_T issus des quarks b . Cela peut être expliqué par le fait qu'un quark top de masse élevée a des produits de désintégration plus énergétiques que ceux d'un quark à basse masse ; plus les jets sont énergétiques, plus ils sont reconstruits avec une meilleure efficacité, et il est plus probable qu'ils aient une impulsion transverse plus élevée que les jets issus de la radiation de l'état initial (pour plus de détails voir la section 6.3).

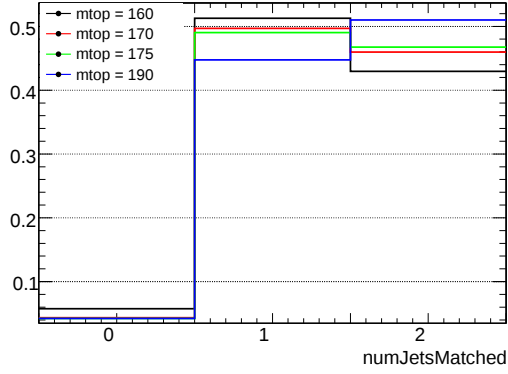
Ce problème de mauvais choix des jets b pourrait en partie être résolu en utilisant des algorithmes d'étiquetage pour les jets b [45]. Dans cette analyse, le choix de ne pas utiliser ces algorithmes est basé sur les considérations suivantes :

- les algorithmes d'étiquetage de jets b sont souvent réglés sur des événements $t\bar{t}$ pour les raisons citées dans le chapitre 1. Au démarrage d'une expérience, le fait d'utiliser un algorithme ajusté sur les mêmes événements que ceux utilisés dans l'analyse peut introduire des biais.
- l'efficacité des algorithmes d'étiquetage des b est autour de 60%. Si cet algorithme est appliqué aux deux jets, les datasets $t\bar{t}$ à disposition n'ont pas une statistique suffisante. Inversement, si l'étiquetage des jets b est appliqué uniquement au jet ayant la deuxième plus grande impulsion transverse, la statistique et l'efficacité d'identification sont comparables au cas où les événements sélectionnés sont ceux qui ont uniquement deux jets qui passent la sélection.

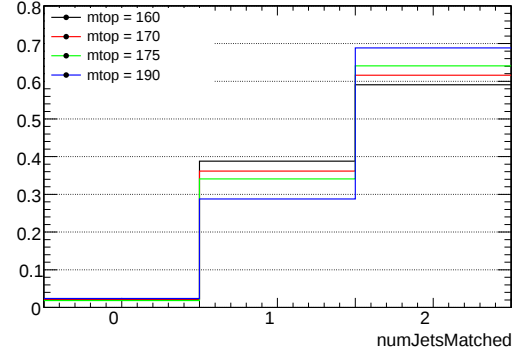
La figure 3.6 (b) montre que, pour les événements ayant uniquement deux jets, les deux jets à plus grande impulsion transverse sont des jets b dans environ 60-70% des cas : à cette amélioration correspond, toutefois, une réduction de la statistique supérieure à 50%

La suite de cette section est centrée sur la stratégie utilisée pour augmenter la statistique tout en gardant une efficacité acceptable d'identification des jets. La figure 3.7 montre l'efficacité d'identification des jets de b pour des événements ayant 3 jets reconstruits ; sur la figure 3.7 (a), a été tracée le pourcentage d'événements à trois jets ayant 0, 1 ou 2 jets de b reconstruits. La figure 3.7 (b) montre la probabilité que les deux jets de b soient les jets de plus grand p_T . Face à 80% d'événements avec deux jets b parmi les jets reconstruits, seuls 30% des cas sont les deux jets de plus grande impulsion transverse. La méthode utilisée dans cette analyse pour extraire la masse du quark top est basée, comme détaillé dans le chapitre 4, sur la construction d'une fonction de vraisemblance, donc sur l'évaluation, événement par événement, d'une densité de probabilité. La stratégie suivie pour augmenter l'efficacité d'identification des événements à trois jets est de choisir la combinaison de jets qui donne la probabilité la plus élevée. La figure 3.8 (a) montre qu'en suivant cette stratégie, la pourcentage d'événements avec deux jets de b sélectionnés augmente d'environ 10%, notamment pour les datasets avec une masse de top basse.

L'union des événements ayant deux jets reconstruits et des événements à trois jets, dont les deux jets choisis sont ceux qui donnent la densité de probabilité la plus élevée, donne une efficacité d'identification finale entre 55% et 60% (figure 3.8 (b)) : c'est le pourcentage d'événements pour lesquels les deux jets choisis sont des jets de b . Dans 40% des cas, un des deux jets est issu

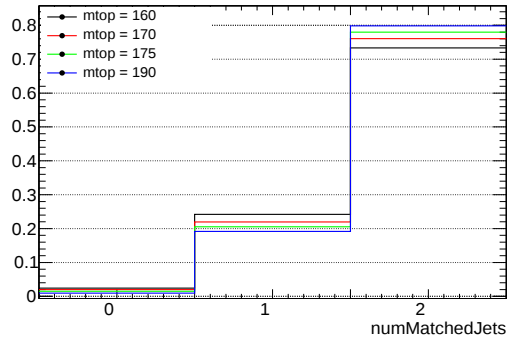


(a)

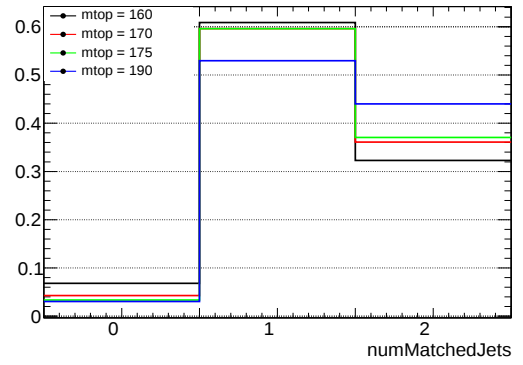


(b)

FIG. 3.6: Pour chacune de quatre masses, fraction des événements du signal, après sélection, ayant, parmi les deux jets à plus grand p_T , 0, 1 ou les 2 jets issus des quark b : (a) pour tous les événements, (b) pour les événements avec seulement deux jets.



(a)



(b)

FIG. 3.7: (a) Pour chacune de quatre masses, pourcentage des événements à 3 jets ayant 0, 1 ou 2 jets de b reconstruits. (b) Pourcentage des événements à 3 jets pour lesquels 0, 1 ou 2 jets de b sont les jets à plus haut p_T .

de l'ISR ; le pourcentage qu'aucun des deux jets utilisés pour l'évaluation de la fonction de vraisemblance ne proviennent des quark b est inférieur à 5%.

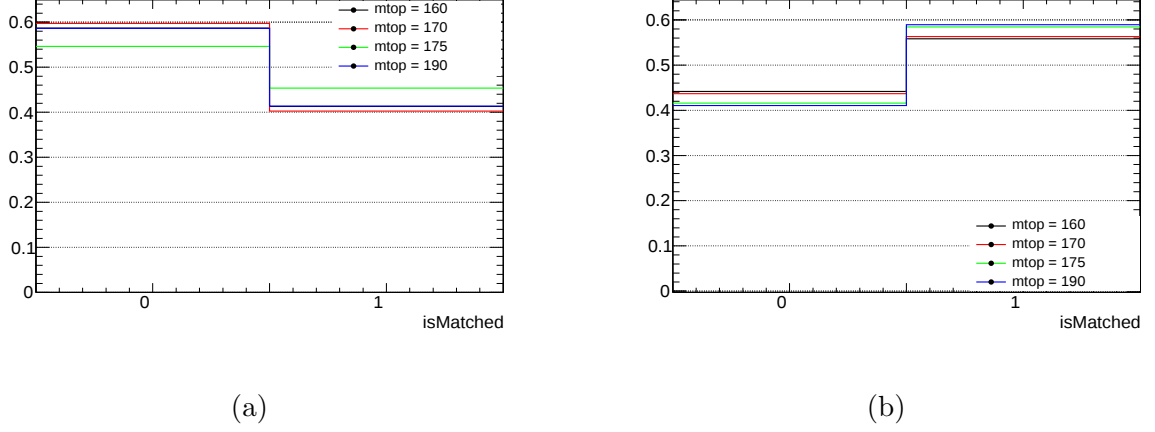


FIG. 3.8: (a) Efficacité d'identification pour des événements à trois jets pour lesquels les 2 jets de b sont choisis comme la combinaison qui donne la densité de probabilité la plus élevée. (b) Efficacité d'identification pour événements ayant deux ou trois jets, après avoir choisi, dans le deuxième cas, la combinaison de jets donnant la probabilité la plus grande. (b)

En résumé, plusieurs sélections ont été testées pour augmenter la probabilité que les deux jets choisis correspondent aux jets b sans réduire drastiquement la statistique :

- choisir tous les événements qui passent les coupures cinématiques décrites au début de cette section ;
- choisir les événements avec seulement deux jets reconstruits : les deux jets sélectionnés sont supposés être les jets de b.
- choisir les événements ayant deux ou trois jets, avec l'hypothèse que les deux jets de b sont ceux qui donnent la densité de probabilité la plus élevée.
- utiliser l'étiquetage des jets de b : l'hypothèse faite est que le jet de plus grand p_T est un jet b, tandis que l'autre est choisi par l'algorithme d'étiquetage des jets de b

La figure 3.9 (a) montre l'efficacité de sélection obtenue, c'est-à-dire, le pourcentage d'événements présents dans le dataset au niveau partonique qui est correctement reconstruit et qui passe les coupures. La figure 3.9 (b) illustre le pourcentage, parmi les événements qui ont passé les différentes coupures cinématiques, d'avoir choisi les deux jets issus des quark b. Les considérations suivantes peuvent être faites :

- l'efficacité de sélection d'un événement $t\bar{t} \rightarrow e\nu b, \mu\nu b$ quand l'étiquetage d'un jet est demandé, est la même que celle obtenue en utilisant uniquement des événements avec deux jets reconstruits ;
- le fait d'utiliser des événements ayant deux ou trois jets reconstruits ne réduit pas considérablement l'efficacité de sélection ;
- l'étiquetage d'un jet et le fait de prendre seulement en considération les événements à deux jets sont les stratégies qui donnent la pureté la plus élevée ;
- l'efficacité d'identification pour les événements ayant deux ou trois jets, avec les jets de b choisis comme décrit précédemment, est légèrement inférieure, mais son efficacité est presque doublée.

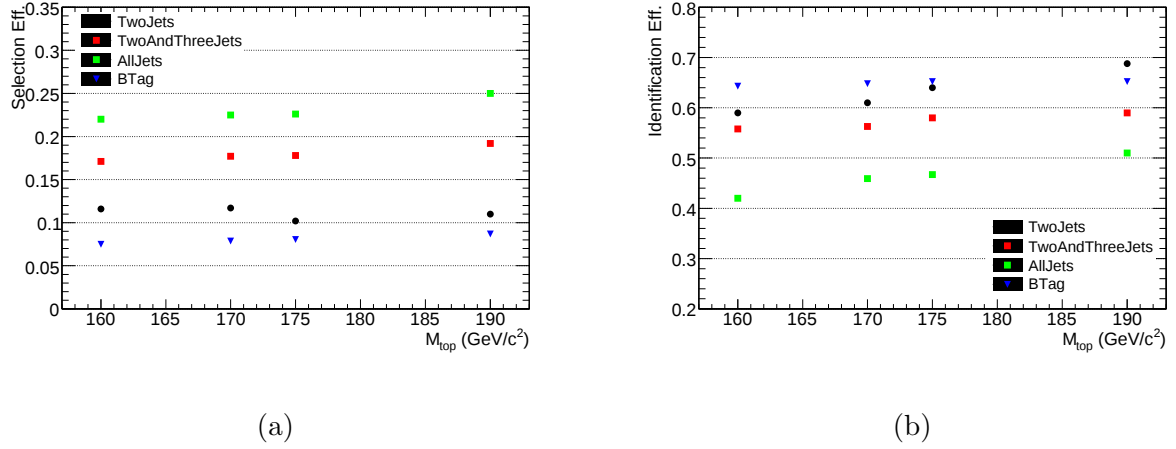


FIG. 3.9: (a) Efficacité de sélection des événements. Le fait de choisir seuls les événements ayant deux ou trois jets permet de sélectionner environ 17% des événements. Si l'étiquetage de jets de b est utilisé, moins de 10% des événements sont sélectionnés. (b) Pourcentage des événements qui ont passé la sélection et dont les deux jets ont un *matching* en ΔR avec les quarks b. Un peu moins de 60% des événements ayant 2 ou 3 jets ont les deux jets sélectionnés provenant des quarks b.

Dans la suite de cette thèse, les événements du signal considérés sont ceux ayant deux ou trois jets ; avec cette sélection, le rapport signal sur bruit final est de 10.1. Le rapport signal sur bruit pour chaque bruit de fond est illustré dans le tableau 3.3.

	ϵ signal	Sig/ $t\bar{t}$ l+jets	Sig/ $Z \rightarrow \tau\tau$	Sig/WW	Sig/bruits de fond
NumJets ≥ 2	22%	33	27.1	72	12.3
NumJets = 2 ou 3	17%	25.3	22.1	67	10.1

TAB. 3.3: Efficacité de sélection du signal et rapport signal sur bruit S/B pour les différents bruits de fond pour un quark top de masse égale à 170 GeV/c². La première ligne considère tous les événements, la seconde seuls ceux ayant 2 ou 3 jets qui passent la sélection.

Pour une luminosité intégrée de 20 pb⁻¹, le nombre d'événements du signal et de bruits de fond est d'environ 90 pour une masse du quark top égale à 170 GeV/c². Le tableau 3.4 montre l'action des coupures implémentées sur les événements du signal et des bruits de fond pour une luminosité intégrée de 20 pb⁻¹.

Sur la figure 3.10 ont été tracées, normalisées à une luminosité de 20 pb⁻¹, les distributions en HT pour les signal et les bruits de fond considérés. HT est la somme scalaire des impulsions transverse des objets reconstruits : $HT = \sum p_t^{\text{lepts}} + p_t^{\text{jets}}$. La distribution du signal est dominante par rapport aux autres. La figure 3.10 montre qu'il serait possible d'augmenter le rapport signal sur bruit de fond en appliquant une coupure sur la variable HT. Cela augmenterait significativement le rapport du signal sur le bruit de fond $Z \rightarrow \tau\tau$. Cette coupure n'est finalement pas appliquée pour les raisons suivantes :

- le rapport signal sur $Z \rightarrow \tau\tau$ est déjà assez élevé. Comme cela sera décrit dans le chapitre

3.2. SÉLECTION DES ÉVÉNEMENTS $t\bar{t}$ SE DÉSINTÉGRANT DANS LE CANAL DILEPTONIQUE

Proc.	MC ev.	$N_j \geq 2$	$N_{el} = 1$	$N_\mu = 1$	$Q_{el} \cdot Q_\mu = -1$	$\Delta R > 0.5$	$N_j = 2 \text{ or } 3$
Sig.	1153	1004	287	105	103	101	81
$Z \rightarrow \tau\tau$	755	91	14.3	4.3	4.3	4.1	3.7
$t\bar{t} \rightarrow l+j$	7920	7570	1495	15	8.8	4.4	3.3
$WW \rightarrow l\nu$	44	6.4	2.16	1.4	1.38	1.26	1.2

TAB. 3.4: Impact de coupures sur le nombre d'événements du signal et des bruits de fond.

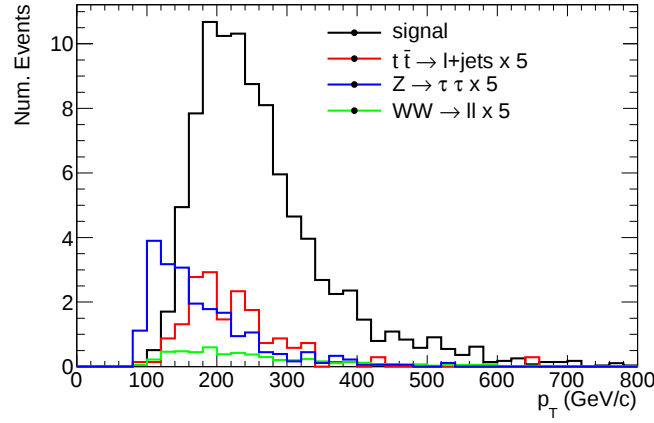


FIG. 3.10: Distribution de HT, normalisée à 20 pb^{-1} pour signal et bruit de fond. Les distributions des bruits de fond ont été multipliées pour un facteur 5 pour les rendre plus visibles.

- 6, l'impact de ce bruit de fond, même en étant le dominant, n'est pas très fort ;
- une coupure sur cette variable réduirait encore plus la statistique du canal $t\bar{t}$ en dileptons, déjà assez faible.

Chapitre 4

La méthode des éléments de matrice

Tout d'un coup, il m'est devenu
indifférent de ne pas être moderne.

Roland Barthes

Ce chapitre présente une vue d'ensemble de la méthode utilisée dans cette thèse pour la mesure de la masse du quark top : la méthode des éléments de matrice ; l'application aux événements de la simulation officielle d'ATLAS sera présentée dans le chapitre 6.

La probabilité d'une désintégration dans un état final ayant une certaine cinématique est proportionnelle à la section efficace différentielle du processus qui décrit la désintégration. Le principe de la méthode des éléments de matrice consiste à calculer une probabilité événement par événement pour le signal et pour le bruit de fond en fonction d'un ou plusieurs paramètres. Cette probabilité s'écrit :

$$P_{evt}(\mathbf{x}|\alpha_i) = f_{top}P_{sig}(\mathbf{x}|\alpha_i) + (1 - f_{top})P_{bdf}(\mathbf{x}) \quad (4.1)$$

où $\mathbf{x}$ est l'ensemble des quantités mesurées, α_i les paramètres à évaluer et f_{top} le rapport entre le signal et le bruit de fond donné par la sélection décrite dans le chapitre 3.

Dans cette analyse, il n'y a qu'un seul paramètre à mesurer ($\alpha = M_t$ dans la suite) : il s'agit de la masse nue du propagateur du quark top. La densité de probabilité est construite grâce à la convolution de l'élément de matrice du processus $t\bar{t}$ avec les fonctions de résolution du détecteur et en intégrant numériquement sur les quantités de l'espace des phases non mesurables. La probabilité finale est le produit des probabilités pour chaque événement : cela permet de donner un poids différent à chaque événement. La puissance de cette méthode vient du fait que la cinématique des événements est exploitée au maximum : les événements les mieux reconstruits ont un plus grand poids et donnent une contribution plus importante à la construction de la densité de probabilité.

Ce chapitre décrit d'abord comment calculer la densité de probabilité pour le signal, ensuite celle pour le bruit de fond principal ; ce chapitre se termine avec la description de la combinaison de ces deux probabilités.

4.1 Densité de probabilité pour le signal

La densité de probabilité pour une désintégration $t\bar{t}$ est calculée en divisant la section efficace différentielle (évaluée pour chaque ensemble de quantités mesurées $\mathbf{x}$) par la section efficace totale

σ [73] :

$$P_{sig}(\mathbf{x}|M_t) = \frac{1}{\sigma(M_t)} \frac{d\sigma(M_t)}{d\mathbf{x}} \quad (4.2)$$

Le terme $1/\sigma(M_t)$ est nécessaire pour que cette densité de probabilité soit normalisée :

$$\int d\mathbf{x} P_{sig}(\mathbf{x}|M_t) = 1 \quad (4.3)$$

Cette intégration est implémentée sur toutes les valeurs acceptées de $\mathbf{x}$; il faut donc prendre en compte l'acceptance du détecteur qui dépend de la masse du quark top : la section efficace globale s'écrit alors comme

$$\sigma(M_t) = \sigma_{acc}(M_t) = \int \frac{d\sigma(M_t)}{d\mathbf{x}} Acc(M_t, \mathbf{x}) d\mathbf{x} \quad (4.4)$$

où $Acc(M_t)$ vaut 1 si les objets reconstruits passent la sélection du chapitre 3, 0 dans le cas contraire. Si les impulsions des particules de l'état initial et de l'état final étaient mesurées exactement, la section efficace différentielle pourrait être calculée selon la formule suivante :

$$\frac{d\sigma(M_t)}{d\mathbf{x}} = \int dg_1 dg_2 d\Phi |M_{t\bar{t}}(g_1, g_2, \mathbf{x}, M_t)|^2 f_{PDF}(g_1) f_{PDF}(g_2) \quad (4.5)$$

où

- $|M|^2$ est l'élément de matrice au premier ordre calculé par le programme MadGraph¹ [74] pour la production et la désintégration de la paire $t\bar{t}$; g_1 et g_2 sont les deux partons de l'état initial et $\mathbf{p}$ est l'ensemble des particules de l'état final au niveau partonique.
- $d\Phi$ est l'espace des phases du processus $g_1 g_2 \rightarrow t\bar{t} \rightarrow b l \nu \bar{b} l' \nu'$ sur lequel on intègre.
- f_{PDF} sont les fonctions de distribution partonique (*Parton Density Functions, PDF*). Elles mesurent la probabilité que le proton contienne un parton (un gluon dans notre cas) d'impulsion longitudinale g . Dans cette analyse les PDF développées par la collaboration CTEQ [75] ont été utilisées.

Dans le calcul de l'élément de matrice entrent les impulsions des gluons de l'état initial et les impulsions des deux quarks b (p_1 et p_2), des leptons chargés (l_1 et l_2) et des neutrino de l'état final. Or, les quantités mesurées par les détecteur ATLAS peuvent être très différentes de celles au niveau partonique. Pour exprimer la section efficace différentielle en fonction des quantités mesurées, il est nécessaire d'introduire des fonctions qui prennent en compte la résolution finie du détecteur. Ces fonctions de transfert, appelées $W(\mathbf{p}, \mathbf{x})$ dans la suite, représentent le lien entre les objets mesurés ($j_1, j_2, L_1, L_2, \dots$) et ceux qui rentrent dans le calcul de l'élément de matrice ($p_1, p_2, l_1, l_2, \dots$) ; elles donnent la probabilité qu'un parton d'impulsion x soit reconstruit comme un jet d'énergie E .

La section efficace différentielle peut donc être écrite ainsi :

$$\frac{d\sigma(M_t)}{d\mathbf{x}} = \int dg_1 dg_2 d\Phi |M_{t\bar{t}}(g_1, g_2, \mathbf{p}, M_t)|^2 W(\mathbf{p}, \mathbf{x}) f_{PDF}(g_1) f_{PDF}(g_2) \quad (4.6)$$

Cependant, pour les quantités qui sont mesurées exactement, la fonction de transfert correspondante se réduit à une fonction delta. Pour limiter le nombre d'intégration, et donc le temps de calcul nécessaire à l'analyse, les hypothèses suivantes sont faites :

¹Quand les paires $t\bar{t}$ sont produites par fusion de gluon, une expression analytique compacte pour l'élément de matrice n'existe pas, à cause des termes d'interaction entre les voies s , u et t (voir chapitre 1). C'est pour cela que l'utilisation des programmes comme MadGraph pour le calcul de l'élément de matrice devient nécessaire.

- les leptons chargés sont mesurés exactement ; leur fonction de transfert est une fonction delta :

$$\delta^3(l_1 - L_1)\delta^3(l_2 - L_2) \quad (4.7)$$

En effet, la résolution en direction et en impulsion du détecteur ATLAS pour les électrons et les muons est très bonne (voir chapitre 5) ;

- les directions de jets sont mesurées exactement et leur énergie peut être décrite en fonction de l'énergie des partons ; leur fonction de transfert s'écrit donc :

$$\delta(\phi_{j_i} - \phi_{p_i})\delta(\eta_{j_i} - \eta_{p_i})W(E_{j_i}, E_{p_i}) \quad (4.8)$$

- les deux gluons de l'état initial ont, en première approximation, une impulsion transverse négligeable.

La paramétrisation de la fonction de transfert pour l'énergie des jets est le sujet principal du chapitre 5, puisque la résolution en énergie des jets est bien moins bonne que celle des leptons.

4.2 Section efficace différentielle du signal

Au LHC, comme déjà mentionné précédemment, les paires $t\bar{t}$ sont essentiellement produites par fusion de gluons ; seul l'élément de matrice $gg \rightarrow t\bar{t}$ est donc utilisé dans cette analyse, $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ est négligé.

En explicitant l'espace des phases $d\Phi$ pour toutes les particules qui entrent dans le calcul de l'élément de matrice et en introduisant toutes les fonctions de transfert, l'équation 4.6 devient :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\mathbf{x}} &= \int |M((g_1, g_2 \rightarrow l_1, \nu_1, p_1, l_2, \nu_2, p_2))|^2 (2\pi)^4 \delta^4(g_1 + g_2 - l_1 - \nu_1 - p_1 - l_2 - \nu_2 - p_2) \\ &\times \delta(g^x)\delta(g^y)dg^x dg^y f_{PDF}(\xi_1, Q^2) f_{PDF}(\xi_2, Q^2) f_{flux}(g_1^z, g_2^z) d\xi_1, d\xi_2 \\ &\times W(E_{p1}, E_{j1})W(E_{p2}, E_{j2})\delta(\phi_{j_i} - \phi_{p_i})\delta(\eta_{j_i} - \eta_{p_i}) \frac{d^3 p_1}{2E_{p1}} \frac{d^3 p_2}{2E_{p2}} \\ &\times \delta^3(l_1 - L_1)\delta^3(l_2 - L_2) \frac{d^3 l_1}{2E_{l1}} \frac{d^3 l_2}{2E_{l2}} \frac{d^3 \nu_1}{2E_{\nu1}} \frac{d^3 \nu_2}{2E_{\nu2}} \end{aligned} \quad (4.9)$$

Les facteurs de Bjorken $\xi_1 = g_1^z/E_{beam}$ et $\xi_2 = g_2^z/E_{beam}$ peuvent être considérés comme les fractions de l'énergie du faisceau apporté par chaque parton. Étant donné que l'intégration est faite sur les impulsions (au niveau partonique) des particules de l'état final, les valeurs ξ_1 et ξ_2 sont déterminées par conservation de l'énergie pour chaque configuration de l'espace des phases des particules finales.

Dans l'équation 4.9 la valeur de l'impulsion transverse du système $t\bar{t}$ est fixée à 0 (impulsion transverse des gluons $g = g_1 + g_2$ égale à 0). Cela, physiquement, implique un taux nul de radiation initiale. Cette approximation, qui pouvait être valide aux énergies du Tevatron², ne l'est plus aux énergies du LHC. Toutefois, pour rendre l'explication de cette méthode d'analyse plus claire, on garde dans ce chapitre l'approximation que le p_T du système $t\bar{t}$ est nul.

²Dans les analyse les plus récentes, cette approximation a cessé d'être faite dans les collaborations CDF et D0.

4.2.1 Transformation de l'espace des phases

Pour effectuer l'intégration sur les variables au niveau partonique, une transformation de l'espace des phases a été implémentée. Ce changement des variables d'intégration facilite l'intégration qui est faite numériquement.

Cette transformation divise l'espace des phases décrit par $\delta(g_1 + g_2 - p_1 - p_2 - l_1 - l_2 - \nu_1 - \nu_2)$ en plusieurs sous-espaces et introduit un nombre équivalent de variables supplémentaires et d'intégrations. Les variables introduites sont les masses invariantes de t , $\bar{t}$ et des bosons W [76]. A chaque intégration sur la masse invariante des particules intermédiaires correspond une fonction δ et à chaque quadri-impulsion de ces particules correspond une fonction δ^4 pour la conservation des impulsions aux vertex intermédiaires. La section efficace différentielle devient donc :

$$\begin{aligned}
 \frac{d\sigma}{d\mathbf{x}} &= (2\pi^4) \int |M|^2 \delta^4(g_1 + g_2 - t_1 - t_2) \delta(t_1^2 - M_{t1}^2) d^4 t_1 \delta(t_2^2 - M_{t2}^2) d^4 t_2 \\
 &\times \delta^4(t_1 - w_1 - p_1) \delta^4(t_2 - w_2 - p_2) \delta^4(w_1 - l_1 - \nu_1) \delta^4(w_2 - l_2 - \nu_2) \\
 &\times \delta(w_1^2 - M_{W1}^2) d^4 w_1 \delta(w_2^2 - M_{W2}^2) d^4 w_2 \frac{d^3 p_1}{2E_{p1}} \frac{d^3 p_2}{2E_{p2}} \frac{d^3 l_1}{2E_{l1}} \frac{d^3 l_2}{2E_{l2}} \frac{d^3 \nu_1}{2E_{\nu1}} \frac{d^3 \nu_2}{2E_{\nu2}} \delta(q^x) \delta(q^y) dq^x dq^y \\
 &\times f_{flux}(q_1^z, q_2^z) f_{PDF}^i\left(\frac{g_1^z}{E_{beam}}, Q^2\right) f_{PDF}^j\left(\frac{g_2^z}{E_{beam}}, Q^2\right) \frac{dq_1^z dq_2^z}{E_{beam}} \delta^3(l_1 - L_1) \delta^3(l_2 - L_2) \\
 &\times \delta(\phi_{j1,2} - \phi_{p1,2}) \delta(\eta_{j1,2} - \eta_{p1,2}) W(E_{p1}, E_{j1}) W(E_{p2}, E_{j2}) dM_{t1}^2 dM_{t2}^2 dM_{w1}^2 dM_{w2}^2
 \end{aligned} \tag{4.10}$$

La première étape consiste à intégrer sur $d^3 l_i$ et sur dg_x et dg_y en utilisant les fonctions delta correspondantes. L'étape suivante est l'intégration sur

$$\delta((g_1 + g_2)^0 - t_1^0 - t_2^0) \delta((g_1 + g_2)^z - t_1^z - t_2^z) dg_1^z dg_2^z \tag{4.11}$$

en exprimant les composantes z en fonction des composantes transverses ; dans l'approximation de $p_T^{tt} = 0$, on peut considérer que $g_1^z = g_1^0$ et $g_2^z = -g_2^0$

$$\begin{aligned}
 q_1^z &= \frac{1}{2}((l_1^z + l_2^z + p_1^z + p_2^z + \nu_1^z + \nu_2^z) + (l_1^0 + l_2^0 + p_1^0 + p_2^0 + \nu_1^0 + \nu_2^0)) \\
 q_2^z &= \frac{1}{2}((l_1^z + l_2^z + p_1^z + p_2^z + \nu_1^z + \nu_2^z) - (l_1^0 + l_2^0 + p_1^0 + p_2^0 + \nu_1^0 + \nu_2^0))
 \end{aligned} \tag{4.12}$$

Les expressions

$$\begin{aligned}
 &\delta^4(w_1 - \nu_1 - l_1) \delta^4(w_2 - \nu_2 - l_2) d^4 w_1 d^4 w_2 \\
 &\delta^4(t_1 - w_1 - p_1) \delta^4(t_2 - w_2 - p_2) dt_1 dt_2
 \end{aligned} \tag{4.13}$$

imposent les contraintes suivantes :

$$\begin{aligned}
 w_1 &= (l_1 + \nu_1) \\
 w_2 &= (l_2 + \nu_2) \\
 t_1 &= (l_1 + \nu_1 + p_1) \\
 t_2 &= (l_2 + \nu_2 + p_2)
 \end{aligned} \tag{4.14}$$

L'expression pour la section efficace différentielle devient donc :

$$\begin{aligned}
 \frac{d\sigma}{d\mathbf{x}} = & (2\pi)^4 \int \frac{|M|^2}{2} \left(\frac{1}{(2\pi)^3} \right) f_{PDF}^i \left(\frac{g_z^1}{E_{beam}}, Q^2 \right) f_{PDF}^j \left(\frac{g_z^2}{E_{beam}}, Q^2 \right) \frac{1}{E_{beam}^2} \\
 & \times \delta((l_1 + \nu_1 + p_1)^x + (l_2 + \nu_2 + p_2)^x) \delta((l_1 + \nu_1 + p_1)^y + (l_2 + \nu_2 + p_2)^y) \\
 & \times \delta((l_1 + \nu_1 + p_1)^2 - M_{t_1}^2) \delta((l_2 + \nu_2 + p_2)^2 - M_{t_2}^2) \delta((l_1 + \nu_1)^2 - M_{W_1}^2) \quad (4.15) \\
 & \times \delta((l_2 + \nu_2)^2 - M_{W_2}^2) \frac{p_{1R}^2 \sin \theta_{p1} dp_{1R}}{2E_{p1}} \frac{p_{2R}^2 \sin \theta_{p2} dp_{2R}}{2E_{p2}} \frac{d^3 \nu_1}{2E_{\nu_1}} \frac{d^3 \nu_2}{2E_{\nu_2}} \frac{1}{2E_{l_1}} \frac{1}{2E_{l_2}} \\
 & \times f_{flux}(g_1^z, g_2^z) f(E_{p1} - E_{j_1}) f(E_{p2} - E_{j_2}) dM_{t_1}^2 dM_{t_2}^2 dM_{W_1}^2 dM_{W_2}^2
 \end{aligned}$$

L'intégration sur les six composantes des neutrinos est équivalente à la solution du système d'équations 4.14 avec la contrainte de la conservation de l'impulsion transverse du processus. Les six intégrations qui restent sont celles sur les énergies des partons b et sur les masses invariantes des W et des t. Les impulsions des neutrinos sont donc évaluées pour chaque configuration de l'espace des phases de ces variables.

4.2.2 Solutions des équations des neutrinos

Le système d'équations qui permet de calculer les impulsions des neutrinos peut être obtenu par les équations 4.14 (en appliquant la fonction δ sur le carré des masses invariantes) et par celles obtenues grâce aux fonctions $\delta((l_1 + \nu_1 + p_1)^x + (l_2 + \nu_2 + p_2)^x)$ et $\delta((l_1 + \nu_1 + p_1)^y + (l_2 + \nu_2 + p_2)^y)$:

$$\begin{aligned}
 (l_1 + \nu_1 + p_1)^2 &= M_t^2 \\
 (l_2 + \nu_2 + p_2)^2 &= M_t^2 \\
 (l_1 + \nu_1)^2 &= M_{W^+}^2 \\
 (l_2 + \nu_2)^2 &= M_{W^-}^2 \\
 (l_1 + \nu_1 + p_1)_x + (l_2 + \nu_2 + p_2)_x &= p_{tt}^x \\
 (l_1 + \nu_1 + p_1)_y + (l_2 + \nu_2 + p_2)_y &= p_{tt}^y
 \end{aligned} \quad (4.16)$$

Dans une première approximation, comme précédemment pour intégrer sur les composante trans- verses des gluons initiaux, on peut considérer les seconds termes des deux dernières équations comme égaux à zéro. Ce système d'équations peut être résolu analytiquement [77] et peut donner jusqu'à quatre solutions qui devront être sommées, chacune avec son propre jacobien, pour obtenir leurs contribution au calcul de la probabilité. Certaines régions de l'espace des phases partoniques peuvent ne donner aucune solution : dans ces cas-là, la valeur de la section efficace différentielle sera égale à zéro. La figure 4.1 montre qu'en utilisant des quantités partoniques, les solutions du système d'équations correspondent bien aux impulsions des neutrinos Monte Carlo : sur la figure 4.1(a) toutes les possibles solutions ont été tracées, tandis que sur la figure 4.1 (b) seule la solution plus proche de l'énergie du neutrino Monte Carlo est présentée.

Comme annoncé ci-dessus, on obtient un jacobien lors du calcul des impulsions des neutrinos. Cela est dû à une propriété de la fonction δ :

$$\delta(f(x)) = \sum_i \frac{\delta(x - x_i)}{|f'(x_i)|} \quad (4.17)$$

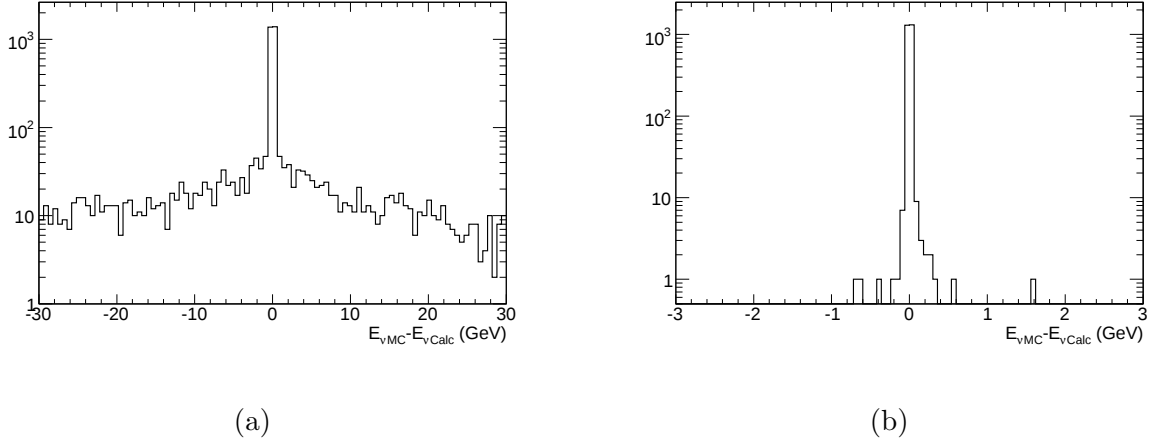


FIG. 4.1: (a) Différence entre les énergies des neutrinos Monte Carlo et le solution du système d'équations 4.16 avec des quantités partoniques après les coupures cinématiques décrites dans le chapitre 3 ; toutes les solutions ont été considérées. (b) Seules les meilleures solutions ont été considérées.

Les fonctions f sont celles des impulsions des neutrinos qui apparaissent dans les fonctions δ

$$\begin{aligned}
 f_1 &= (l_1 + \nu_1 + p_1)_x + (l_2 + \nu_2 + p_2)_x - p_{tt}^x \\
 f_2 &= (l_1 + \nu_1 + p_1)_y + (l_2 + \nu_2 + p_2)_y - p_{tt}^y \\
 f_3 &= (l_1 + \nu_1 + p_1)^2 - M_t^2 \\
 f_4 &= (l_2 + \nu_2 + p_2)^2 - M_{\bar{t}}^2 \\
 f_5 &= (l_1 + \nu_1)^2 - M_{W^+}^2 \\
 f_6 &= (l_2 + \nu_2)^2 - M_{W^-}^2
 \end{aligned} \tag{4.18}$$

Le jacobien est donc le déterminant des dérivées de ces équations par rapport aux impulsions des neutrinos :

$$J = \left| \frac{\partial f_i}{\partial \nu_{(1,2)(x,y,z)}} \right| \tag{4.19}$$

et prend la forme développée suivante :

$$J = \det \begin{pmatrix} 1 & 0 & J_{3x} & 0 & J_{5x} & 0 \\ 0 & 1 & J_{3y} & 0 & J_{5y} & 0 \\ 0 & 0 & J_{3z} & 0 & J_{5y} & 0 \\ 1 & 0 & 0 & J_{4x} & 0 & J_{6x} \\ 0 & 1 & 0 & J_{4y} & 0 & J_{6y} \\ 0 & 0 & 0 & J_{4z} & 0 & J_{6z} \end{pmatrix} \tag{4.20}$$

avec

$$J_{1i} = \frac{\partial f_1}{\partial \nu_{1x}} \text{ etc.} \tag{4.21}$$

L'expression finale pour la section efficace différentielle est donc la suivante :

$$\begin{aligned}
 \frac{d\sigma}{d\mathbf{x}} &= \left(\frac{1}{(2\pi)^3}\right)^6 (2\pi)^2 \int \sum \frac{|M|^2}{2E_{beam}^2} \left(\frac{p_{1R}^2 \sin\theta_{p_1} dp_{p_{1R}}}{2E_{p_2}}\right) \left(\frac{p_{2R}^2 \sin\theta_{p_2} dp_{p_{2R}}}{2E_{p_2}}\right) \frac{J^{-1}}{E_{\nu_1} E_{\nu_2} E_{l_1} E_{l_2}} \\
 &\times f_{PDF}^i\left(\frac{g_1^z}{E_{beam}}, Q^2\right) f_{PDF}^j\left(\frac{g_2^z}{E_{beam}}, Q^2\right) f_{flux}(g_1^z, g_2^z) f(E_{p_1}, E_{j_1}) f(E_{p_2}, E_{j_2}) \\
 &\times M_t M_{\bar{t}} M_{W^+} M_{W^-} dM_t dM_{\bar{t}} dM_{W^+} dM_{W^-}
 \end{aligned} \tag{4.22}$$

L'intégration à six dimension sur les énergies des partons et sur les masses invariantes est effectué grâce à l'algorithme VEGAS [78]. Ces intégrations restantes servent à compenser la méconnaissance de la cinématique exacte des événements. Elle restent lorsque toutes les fonctions delta ont été supprimées ; en général, plus il y a d'intégration à effectuer, plus la précision du calcul de la section efficace en ressent.

La somme sur les différentes saveurs est prise en compte par MadGraph dans le calcul de l'élément de matrice. Il reste une somme sur les possibles assignations des jets puisque, *a priori*, il est impossible d'associer un jet au parton correspondant, c'est-à-dire, il est impossible de savoir quel jet est issu de la désintégration du quark top et quel de l'anti-top ; la section efficace différentielle est la moyenne des sections efficaces différentielles calculées avec les deux possibles assignations des deux jets.

Les tests permettant de valider ce calcul de densité de probabilité pour des événement $t\bar{t}$ sont le sujet du chapitre 6.

4.3 Densité de probabilité pour le bruit de fond

Dans le chapitre 3, il a été montré que le bruit de fond principal pour le canal $t\bar{t} \rightarrow b\nu, b\mu\nu$ est constitué par le processus Drell-Yan $Z \rightarrow \tau\tau + 2\text{jets}$. Les raisons de ne calculer la densité de probabilité que pour le bruit de fond dominant sont décrites dans le chapitre 6.

Pour combiner ce bruit de fond avec le signal (équation 4.1) il faut calculer la section efficace différentielle de ce processus.

Comme cela est décrit dans la section précédente, l'élément de matrice pour le signal est intégré sur un espace à 6 dimensions (8 en considérant l'intégration sur les composantes transverses du système $t\bar{t}$). Pour le canal $Z \rightarrow \tau\tau + \text{jets}$, le nombre d'intégrations se réduit à 2 (4 si on intègre aussi sur q^x et sur q^y) avec les hypothèses suivantes :

- les directions des objets reconstruits sont mesurées exactement, comme pour le signal ;
- les τ et les leptons chargés issus de leur désintégration (électrons et muons) sont colinéaires, comme illustré sur la figure 4.2. Les directions des τ sont donc mesurées exactement ; la fonction de transfert qui correspond à la mesure de leur direction se réduit à une fonction δ .

Les deux variables sur lesquelles on intègre sont $E_{\tau+}$ et $E_{\tau-}$, l'énergie des τ étant difficile à reconstruire (tandis que celle des autres leptons chargés est mesurée exactement) ; des fonctions de transfert sont ajoutées pour calculer la probabilité qu'à un τ d'énergie E_τ corresponde un électron (ou un muon) d'énergie E_l .

Les énergies des partons ne sont pas connues mais les contraintes cinématiques qui proviennent des impulsions des particules de l'état final permettent de ne pas devoir intégrer sur ces énergies ³.

³On aurait également pu choisir d'intégrer sur les énergies des partons et, par conséquent, fixer les énergies des τ .

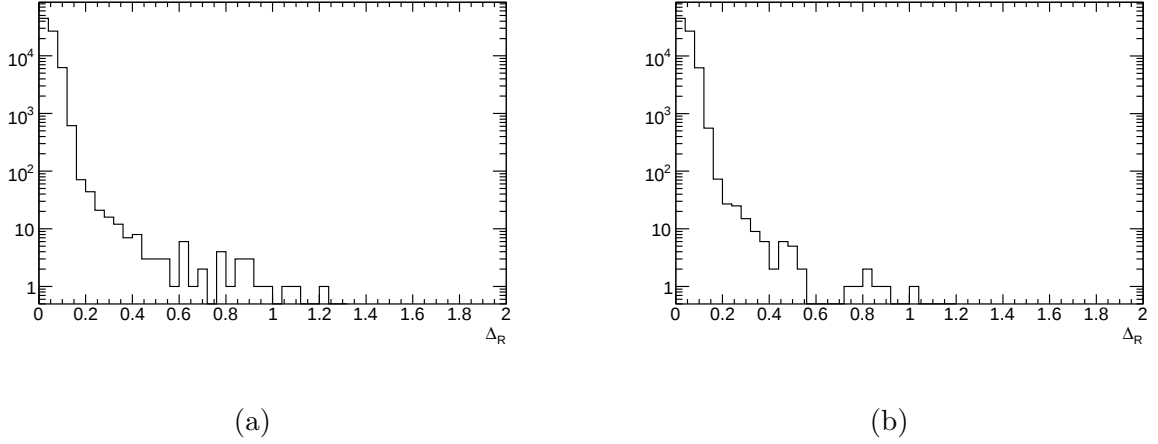


FIG. 4.2: (a) Distribution de la distance $\Delta R = \sqrt{\Delta\Phi^2 + \Delta\eta^2}$ entre le τ et l'électron issu de sa désintégration. (b) Distribution analogue à celle de gauche mais pour les muons.

La section efficace différentielle, pour ce processus, prend la forme suivante dans l'approximation de composantes transverses nulles des partons entrants :

$$\begin{aligned}
 \frac{d\sigma}{d\mathbf{x}} &= \int \frac{(2\pi)^4}{4(q_1^{CM}\sqrt{s})} |M|^2 \frac{1}{(2\pi)^{12}} \frac{1}{16} \frac{1}{E_{\tau 1} E_{\tau 2} E_{p 1} E_{p 2}} p_{R1}^2 \sin\theta_{p1} p_{R1}^2 \sin\theta_{p2} f(E_{p1}, E_{j1}) f(E_{p2}, E_{j2}) \\
 &\times p_{R2}^2 \sin\theta_{p2} \tau_{R1}^2 \sin\theta_{l1} \tau_{R2}^2 \sin\theta_{l2} f(E_{\tau-}, E_{l1}) f(E_{\tau+}, E_{l2}) dp_1^R dp_2^R d\tau_+^R d\tau_-^R \\
 &\times f_{PDF}\left(\frac{q_1^z}{E_{beam}}\right) f_{PDF}\left(\frac{q_2^z}{E_{beam}}\right) \frac{dq_1^z dq_2^z}{E_{beam}^2} \delta(q_1 + q_2 - p_1 - p_2 - \tau_1 - \tau_2)
 \end{aligned} \quad (4.23)$$

Comme pour le signal, les hypothèses $q_1^0 = q_1^z$ et $q_2^0 = -q_2^z$ donnent

$$\begin{aligned}
 q_1^z &= \frac{1}{2}((\tau_1^z + \tau_2^z + p_1^z + p_2^z) + (\tau_1^0 + \tau_2^0 + p_1^0 + p_2^0)) \\
 q_2^z &= \frac{1}{2}((\tau_1^z + \tau_2^z + p_1^z + p_2^z) - (\tau_1^0 + \tau_2^0 + p_1^0 + p_2^0))
 \end{aligned} \quad (4.24)$$

Ils restent quatre intégrations, sur les composantes radiales des partons et sur celles des τ , et deux fonctions δ :

$$\begin{aligned}
 &\delta(\tau_1^x + \tau_2^x + p_1^x + p_2^x) \\
 &\delta(\tau_1^y + \tau_2^y + p_1^y + p_2^y)
 \end{aligned} \quad (4.25)$$

Les composantes radiales des quarks peuvent être exprimées de la façon suivante, en fonction des composantes transverses des τ :

$$\begin{pmatrix} (\sin\theta_{j1}\sin\phi_{j1}) & (\sin\theta_{j2}\sin\phi_{j2}) \\ (\sin\theta_{j1}\cos\phi_{j1}) & (\sin\theta_{j2}\cos\phi_{j2}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p_1^R \\ p_2^R \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -(\tau_1^x + \tau_2^x)[+q^x] \\ -(\tau_1^y + \tau_2^y)[+q^y] \end{pmatrix} \quad (4.26)$$

Les deux seules intégrations qui restent (4 si on intègre aussi sur q^x et sur q^y) sont les énergies des τ ; étant donné que leur direction est mesurée exactement, pour chaque valeur de τ^R donnée par l'intégration les composantes transverses sont déterminées ainsi que p_i^R , grâce à l'équation

4.26. En ajoutant le jacobien pour la transformation effectuée dans l'équation 4.26, la section efficace différentielle pour le processus $q\bar{q} \rightarrow Z \rightarrow \tau\tau + \text{jets}$ prend la forme suivante :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\mathbf{x}} = & \int \frac{1}{(2\pi)^{12}16^2} \frac{|M|^2}{2} \frac{1}{|J|4(q_1^{cm}\sqrt{s})} \frac{f(E_{p1}, E_{j1})f(E_{p2}, E_{j2})f(E_{\tau1}, E_{l1})f(E_{\tau2}, E_{l2})}{E_{\tau1}E_{\tau2}E_{p1}E_{p2}} \\ & \times f_{PDF}(\frac{q_1^z}{E_{beam}})f_{PDF}(\frac{q_2^z}{E_{beam}})p_1^{R^2}p_1^{R^2}\tau_1^{R^2}\tau_2^{R^2}d\tau_1^R d\tau_2^R \end{aligned} \quad (4.27)$$

La sélection des événements décrite dans le chapitre 3 implique que les événements du signal et du bruit de fond soient presque identiques du point de vue cinématique. Cependant, comme le montre la figure 4.3, l'évaluation de la section efficace différentielle permet une discrimination entre événements $t\bar{t}$ et événements $Z \rightarrow \tau\tau + 2 \text{ jets}$: dans le deuxième cas, la distribution prend une forme piquée, tandis qu'avec les événements $t\bar{t}$, elle est plus étalée. De plus, la section efficace différentielle a des valeurs plus grandes pour les événements $Z \rightarrow \tau\tau + \text{jets}$.

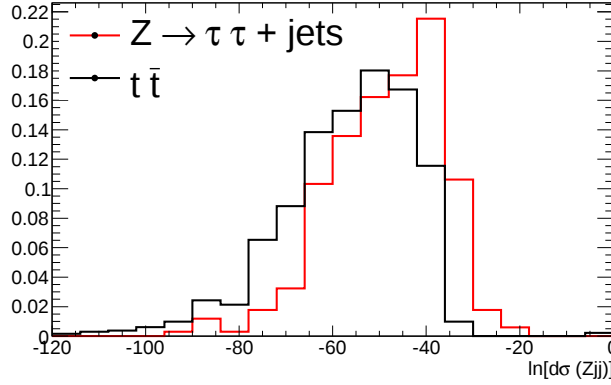


FIG. 4.3: Évaluation de la section efficace différentielle $Z \rightarrow \tau\tau + 2 \text{ jets}$ pour des événements $t\bar{t}$ (en rouge) et $Z \rightarrow \tau\tau + \text{jets}$ (en noir) qui ont passé la sélection du chapitre 3.

Dans cette analyse, l'intégration sur les composantes transverses du processus $Z \rightarrow \tau\tau + \text{jets}$ n'a pas été implémentée. Il a été observé que, lorsque des intégrations supplémentaires sont introduites, le pouvoir discriminant de l'élément de matrice diminue considérablement. Cela arrive parce que des intégrations supplémentaires signifient une plus grande méconnaissance de la cinématique de l'événement et, par conséquent, une discrimination plus difficile entre événements du signal et du bruit de fond.

4.4 Combinaison du signal et du bruit de fond

Pour extraire la valeur du paramètre M_t , il faut combiner la probabilité qu'un événement soit un événement du signal ou du bruit de fond (équation 4.1). La probabilité pour un seul événement est donc exprimée ainsi

$$P(\mathbf{x}|M_t) = P(\mathbf{x}|\text{sig}, M_t)p(\text{sig}) + P(\mathbf{x}|\text{bdf})p(\text{bdf}) \quad (4.28)$$

où $p(\text{sig})$ et $p(\text{bdf})$ représentent les probabilités qu'un événement qui passe la coupure de notre sélection appartienne au signal ou au bruit de fond. Ces valeurs ont été calculées dans le chapitre 3 et peuvent être écrites comme :

$$p(\text{sig}) = \frac{\lambda_{\text{sig}}}{\lambda_{\text{sig}} + \lambda_{\text{bdf}}}, \quad p(\text{bdf}) = \frac{\lambda_{\text{bdf}}}{\lambda_{\text{sig}} + \lambda_{\text{bdf}}} \quad (4.29)$$

où λ_{sig} est le nombre d'événements du signal qui passent la sélection (pour une valeur fixée de luminosité intégrée) et λ_{bdf} est le nombre d'événements du bruit de fond.

Les termes de l'équation 4.28 peuvent être exprimés en fonction des sections efficaces différentielles, normalisées grâce aux valeurs de sections efficaces globales (en prenant en compte les respectifs facteurs d'acceptance ϵ).

$$\begin{aligned} P(\mathbf{x}|\text{sig}, M_t) &= \frac{1}{\sigma_{\text{sig}} \epsilon_{\text{sig}}} \frac{d\sigma_{\text{sig}}}{d\mathbf{x}}; & \sigma_{\text{sig}} \epsilon_{\text{sig}} &= \int \frac{d\sigma_{\text{sig}}}{d\mathbf{x}} \cdot \text{Acc}(\mathbf{x}) d\mathbf{x} \\ P(\mathbf{x}|\text{bdf}) &= \frac{1}{\sigma_{\text{bdf}} \epsilon_{\text{bdf}}} \frac{d\sigma_{\text{bdf}}}{d\mathbf{x}}; & \sigma_{\text{bdf}} \epsilon_{\text{bdf}} &= \int \frac{d\sigma_{\text{bdf}}}{d\mathbf{x}} \cdot \text{Acc}(\mathbf{x}) d\mathbf{x} \end{aligned} \quad (4.30)$$

où $\text{Acc}(\mathbf{x})$ vaut 1 si l'événement passe la sélection et 0 sinon.

Le chapitre 6 décrit l'utilisation de ces densités de probabilité pour extraire la masse du quark top dans ATLAS. Avant cela, le chapitre suivant revient sur les fonctions de transfert introduites dans le calcul des densités de probabilité pour quantifier la résolution du détecteur.

Chapitre 5

Fonctions de transfert

... e nel silenzio che seguì compresi la
natura della mia maledizione : l'avrei
fatta franca.

Khaled Hosseini

Une fonction de transfert sert à prendre en compte les effets du détecteur lors du calcul de la section efficace différentielle qui permet d'obtenir la densité de probabilité pour la mesure de la masse du quark top. Elle décrit la probabilité de reconstruire un objet d'énergie y qui correspond à un parton d'énergie x produit juste après l'interaction dure. Étant donné que les objets qui entrent dans le calcul de l'élément de matrice sont les partons et non pas les objets reconstruits, une bonne paramétrisation des fonctions de transfert est indispensable.

En principe, il faudrait utiliser une fonction de transfert pour toute particule mesurée dans l'état final, pour tenir compte correctement des effets du détecteur. Toutefois, pour les particules mesurées avec une très grande précision, la fonction de transfert correspondante se réduit à une fonction delta : $\delta(x - y)$. Dans la section 5.2, la validité de cette hypothèse est démontrée pour les énergies des leptons chargés ainsi que pour les directions des jets.

Au contraire, les énergies des jets diffèrent significativement des énergies des partons ; de plus, cette différence augmente avec l'énergie des partons. La section 5.1 présente la paramétrisation des fonctions de transfert pour les énergies des jets.

De plus, pour le bruit de fond principal ($Z \rightarrow \tau\tau + \text{jets}$), il est nécessaire de paramétrer une fonction de transfert qui décrive la probabilité d'avoir un électron (ou un muon) d'énergie E_e (E_μ) provenant d'un τ d'énergie E_τ . Cette paramétrisation est décrite dans la section 5.3.

La section 5.4 décrit une dernière fonction de transfert qui tient compte du fait qu'au LHC, les événements $t\bar{t}$ sont produits avec une impulsion transverse non négligeable et qui ne peut être mesurée à cause de deux neutrinos non détectés.

5.1 Fonction de transfert pour les énergies des jets

La fonction de transfert $W(E_j, E_p)$ entre quarks b et les jets reconstruits décrit la probabilité de mesurer un jet d'énergie E_j issu d'un parton d'énergie E_p suivant l'expression :

$$n(E_j, E_p)dE_jdE_p = n(E_p)dE_pW_j(E_p, E_j) \quad (5.1)$$

où $n(E_j, E_p)dE_jdE_p$ représente le nombre d'événements ayant un jet d'énergie comprise entre E_j et $E_j + dE_j$ et des partons d'énergie entre E_p et $E_p + dE_p$; $n(E_p)$ représente le nombre de partons avec une énergie entre E_p et $E_p + dE_p$.

Étant donné que la différence en énergie entre jets et partons varie avec l'énergie des partons, la fonction de transfert est paramétrée en fonction de $E_p - E_j$ et en fonction de E_p , puisque c'est cette énergie qui entre dans le calcul de l'élément de matrice. La paramétrisation qui décrit de manière satisfaisante l'asymétrie de $W(E_p - E_j, E_j)$ est une somme de deux gaussiennes [79] :

$$W_j(\delta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}(p_2 + p_4 p_5)} \left[e^{-\frac{(\delta - p_1)^2}{2p_2^2}} + p_5 e^{-\frac{(\delta - p_3)^2}{2p_4^2}} \right] \quad (5.2)$$

où δ est la différence entre l'énergie du parton et celle du jet. Les paramètres p_i dépendent de l'énergie des partons E_p ; plusieurs tests montrent que cette dépendance est linéaire pour tous les paramètres, qui peuvent donc être écrits ainsi :

$$p_i = a_i + E_p b_i. \quad (5.3)$$

La figure 5.1 (a) montre la variation de $E_p - E_j$ selon l'énergie des partons, tandis que la figure 5.1 (b) présente la forme asymétrique de la fonction de transfert. Une première fonction gaussienne prend en compte le pic central, une seconde décrit les deux queues de la distribution dues aux jets les plus mal reconstruits. Il faut remarquer que le pic central de l'ajustement n'est pas centré à zéro : cela signifie qu'en moyenne les quarks ont une énergie supérieure à celles des jets. Il est intéressant de noter aussi la forme beaucoup plus asymétrique de la fonction de transfert pour le jets de b : comme cela sera décrit dans la section 5.1.1, les hadrons B peuvent se désintégrer et donner un muon qui ne dépose que très peu d'énergie dans le calorimètre ¹. La différence entre l'énergie du quark et celle du jet augmente considérablement.

Puisque dans le canal en dileptons les jets nécessaires à la mesure de la masse du quark top sont des jets de b, la fonction de transfert pour les jets légers a été construite uniquement pour les événements du bruit de fond : dans la plupart des cas, les deux jets du processus $Z \rightarrow \tau\tau$ + jets sont issus des quarks u et d.

5.1.1 Détermination de paramètres pour W_{jet}

Étant donnée que la différence $E_p - E_j$ est due aux effets du détecteur, la paramétrisation de la fonction de transfert doit être indépendante du processus physique étudié. C'est pour cela que des événements $t\bar{t} \rightarrow l + \text{jets}$ ont été utilisés ; plus précisément, pour la fonction de transfert des jets de b, les jets et les partons proviennent du côté leptonique de ce processus. Environ 500000 événements générés par la simulation complète d'ATLAS à quatre masses distinctes (160, 170, 175 et 190 GeV/c²) ont été pris en compte. Les jets légers considérés sont issus des désintégrations hadroniques des W dans le même canal. Les paramètres des fonctions de transfert choisis sont ceux qui maximisent l'accord de l'équation 5.1. Ces paramètres sont obtenus grâce à un ajustement de maximum de vraisemblance.

Si l'on définit un maximum de vraisemblance par la densité de probabilité présente dans l'équation 5.1, on obtient :

$$-\ln L = - \sum_i \ln n(E_j^i, E_p^i) = - \sum_i \ln n(E_p^i) - \sum_i \ln W_{jet}(E_j^i, E_p^i) \quad (5.4)$$

Le premier terme du membre de droite de l'équation ne dépend pas des paramètres a_i et b_i de la fonction de transfert et peut être ignoré. Les paramètres sont donc obtenus en minimisant l'expression suivante :

$$-\ln L = - \sum_i \ln W_{jet}(E_j^i, E_p^i) \quad (5.5)$$

¹ La présence d'un neutrino non détectable est commune à tous les canaux de désintégration leptonique des hadrons B.

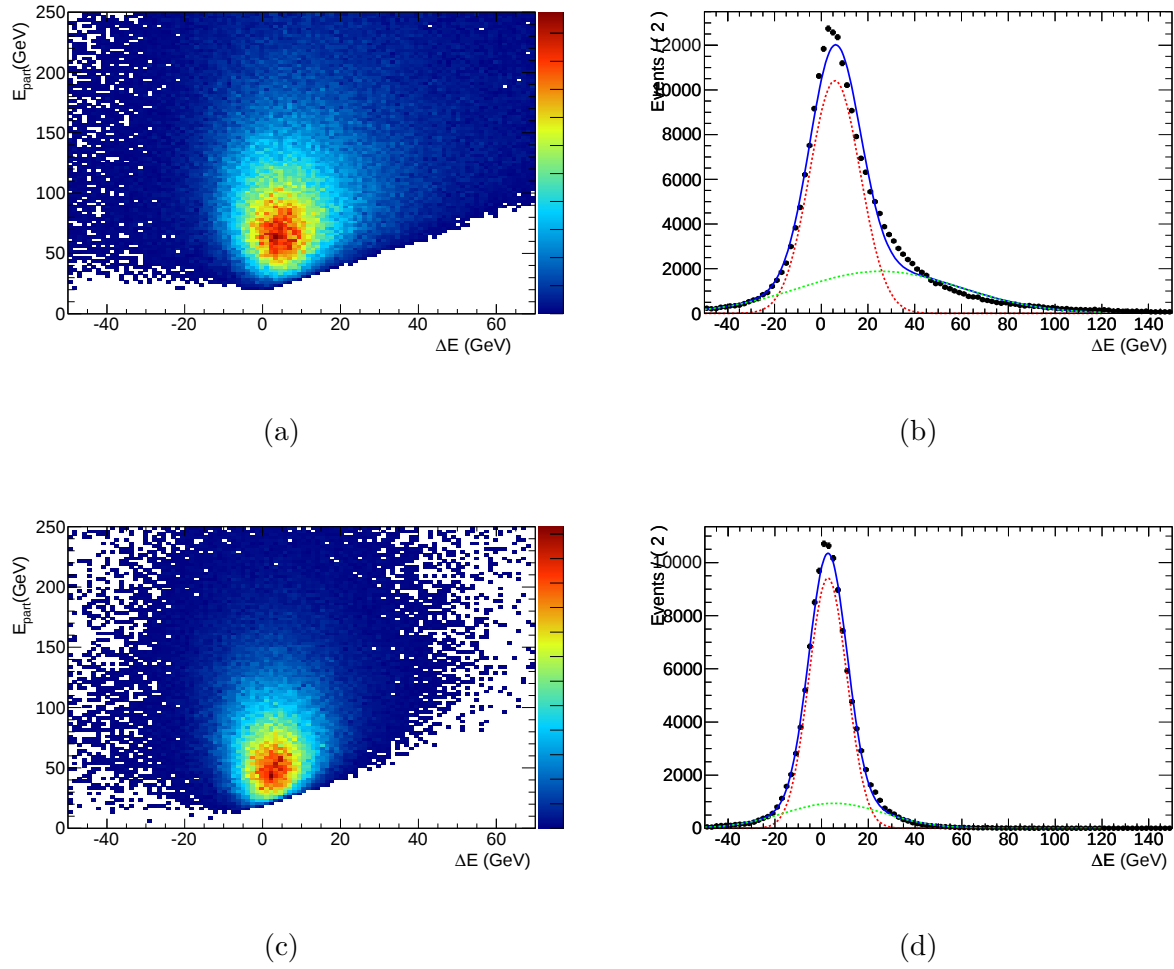


FIG. 5.1: (a) $\Delta E = E_p - E_j$ (en GeV) en fonction de l'énergie des partons (en GeV) pour les jets de b. (b) Projection de (a) sur la coordonnée $E_p - E_j$. L'ajustement donné par les deux fonctions gaussiennes est mis en évidence, ainsi que sa forme asymétrique. (c) $\Delta E = E_p - E_j$ en fonction de l'énergie des partons pour les jets légers. (d) Projection de (c) sur la coordonnée $E_p - E_j$.

Pour une évaluation correcte de ces paramètres, les événements avec un muon dans le cône utilisé pour reconstruire les jets ont été traités séparément. Les hadrons B se désintègrent leptoniquement ($b \rightarrow l\nu x$) dans presque 10% des cas; environ 18% des événements du signal ont donc un jet contenant un muon (figure 5.2). Puisque le muon ne dépose pas d'énergie dans le calorimètre, l'énergie des jets en est fortement affectée. Le fait de choisir une paramétrisation différente pour ces jets au lieu de leur ajouter l'énergie des muons vient de la considération suivante : l'échelle d'énergie des jets (*Jet Energy Scale, JES*), l'une des erreurs systématiques dominantes, dépend de l'énergie déposée par le jet dans le calorimètre. Le fait de sommer l'énergie du muon causerait un biais dans l'estimation de l'impact de l'échelle d'énergie des jets sur cette analyse.

Le muon créé par le jet de b n'est pas forcément un muon qui passe la sélection implémentée dans le chapitre 3. Tous les muons reconstruits sont donc considérés, même ceux ayant une impulsion transverse inférieure à 20 GeV/c et surtout ceux qui ne sont pas isolés des jets de b et de jets légers.

Les deux distributions $E_{\text{part}} - E_{\text{jet}}$ ont été séparées selon la valeur de pseudo-rapidité des jets. Les jets produits très en avant sont généralement beaucoup plus énergétiques que ceux produits dans la partie centrale du détecteur. De plus, les objets reconstruits dans la région près du crack des calorimètres ($1.4 < |\eta| < 1.8$) sont étalonnés de manière différente (voir figure 5.2) : une paramétrisation *ad hoc* pour chaque secteur de pseudo-rapidité devient utile.

Les paramètres obtenus pour les jets de b sont reportés dans le tableau 5.1 et dans le tableau 5.2; ceux pour les jets légers se trouvent dans le tableau 5.3.

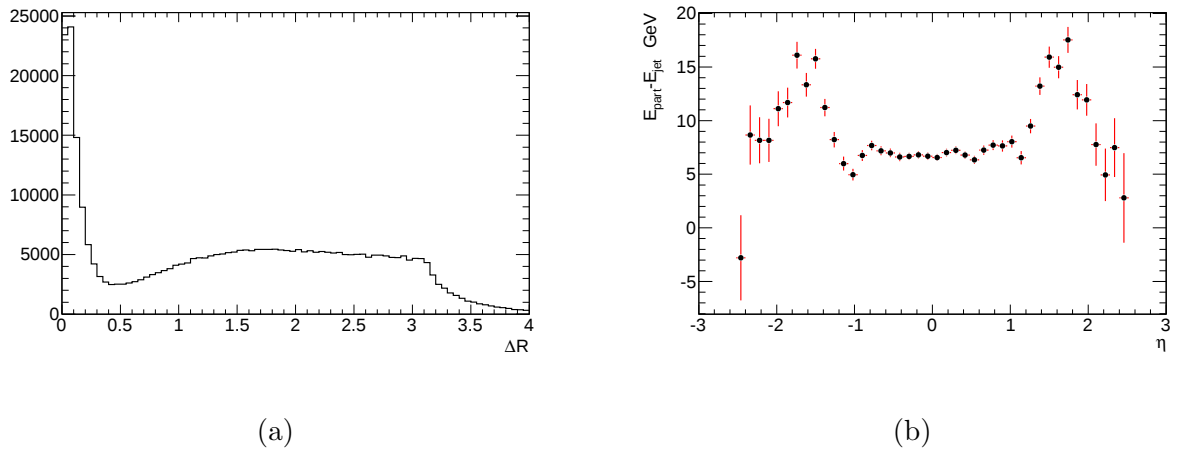


FIG. 5.2: (a) Distance $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ entre les jets de b du signal et tous les muons reconstruits. La quantité de jets de b avec un muon dans le cône utilisé pour la reconstruction ($\Delta R = 0.4$) n'est pas négligeable. (b) Valeur moyenne de $E_{\text{part}} - E_{\text{jet}}$ en fonction de la pseudo-rapidité. Le comportement non uniforme est à la base des différentes paramétrisations pour chaque secteur de pseudo-rapidité.

Plusieurs projections de la figure 5.1 sur différents intervalles des énergies des partons ont été effectuées et peuvent être consultées en annexe A.1.

Un test très simple pour vérifier les paramétrisations consiste à prendre la distribution des énergies des quarks b du signal et à leur soustraire une quantité d'énergie suivant la fonction

p_i	a_i	b_i	p_i	a_i	b_i
p1	-9.9±	0.183±	p1	11.71±0.52	0.0246±0.0027
p2	4.03±	0.0096±	p2	-8.24±1.3	0.179±0.008
p3	10.0±	0.15±	p3	6.02±0.42	0.0613±0.0024
p4	3.9±	0.059±	p4	2.32±0.83	0.176±0.006
p5	0.147±	0.00045±	p5	0.481±0.031	0.0007±0.00007

(a)
(b)

p_i	a_i	b_i
p1	-9.6±1.6	0.156±0.009
p2	10.30±0.73	0.004±0.002
p3	6.2±1.0	0.146±0.005
p4	7.95±0.6	0.047±0.002
p5	0.57±0.03	-0.00062±0.00005

(c)

TAB. 5.1: Paramètres de la fonction de transfert pour des jets sans muon dans le cône utilisé pour leur reconstruction : (a) pour la partie centrale du détecteur ($|\eta| < 1.4$), (b) pour la région du crack ($1.4 < |\eta| < 1.8$) et (c) pour les parties en avant du détecteur ($|\eta| > 1.8$).

p_i	a_i	b_i	p_i	a_i	b_i
p1	-1.99±0.27	0.290±0.003	p1	2.96±0.5	0.25±0.01
p2	10.0± 0.1	0.023	p2	13.2±3.9	0.049±0.011
p3	0.0008±0.001	0.186±0.001	p3	0.00±0.07	0.188±0.002
p4	26.9±0.5	0.001±0.0005	p4	28.5±1.4	0.001±0.001
p5	0.989±0.006	-0.0011±0.0001	p5	0.989±	-0.00067±0.00005

(a)
(b)

p_i	a_i	b_i
p1	0.0±0.1	0.277±
p2	10.9±3.8	0.079±0.011
p3	0.0±0.23	0.190±0.002
p4	5.2±3.0	0.063±0.009
p5	0.901±0.004	-0.00023±0.0001

(c)

TAB. 5.2: Paramètres de la fonction de transfert pour des jets avec muon dans le cône utilisé pour leur reconstruction : (a) pour la partie centrale du détecteur ($|\eta| < 1.4$), (b) pour la région du crack ($1.4 < |\eta| < 1.8$) et (c) pour les parties en avant du dtecteur ($|\eta| > 1.8$).

de transfert correspondante : la distribution obtenue doit suivre la distribution en énergie des jets de b. La figure 5.3 montre ces trois distributions : la figure 5.3 (a) présente l'histogramme des énergies des jets de b reconstruits (en noir) superposé à la distribution des énergies des quarks dégradées selon la fonction de transfert (en rouge). L'accord entre les deux distributions assez très bon et confirme la justesse de la paramétrisation de la fonction de transfert. Sur la figure 5.3 (b) la distribution des énergies des quarks (en vert) a été ajoutée ; la différence avec les deux autres distributions est évidente, surtout pour des énergies inférieures à 150 GeV. Sans fonction de transfert, les valeurs d'énergie qui entreraient dans l'évaluation de l'élément de

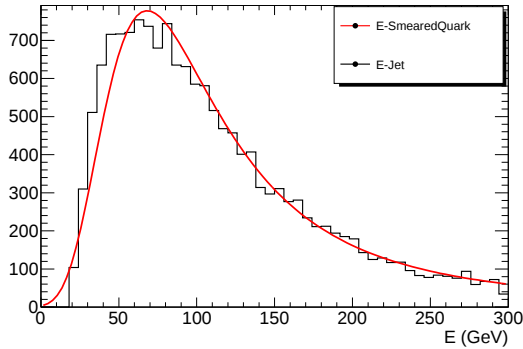
p_i	a_i	b_i	p_i	a_i	b_i
p1	1.018 ± 0.059	0.0262 ± 0.0008	p1	5.04 ± 0.49	0.04 ± 0.003
p2	-16.2 ± 1.4	0.159 ± 0.011	p2	-18.61 ± 1.1	0.229 ± 0.011
p3	3.01 ± 0.11	0.074 ± 0.001	p3	3.66 ± 0.28	0.082 ± 0.002
p4	8.59 ± 0.69	0.201 ± 0.009	p4	1.26 ± 0.68	0.175 ± 0.008
p5	0.945 ± 0.015	0.000 ± 0.001	p5	0.474 ± 0.018	0.0017 ± 0.0002

p_i	a_i	b_i
p1	5.59 ± 0.69	0.007 ± 0.003
p2	-17.9 ± 2.7	0.173 ± 0.018
p3	4.90 ± 0.66	0.062 ± 0.002
p4	5.9 ± 1.1	0.113 ± 0.009
p5	0.364 ± 0.07	0.0012 ± 0.0001

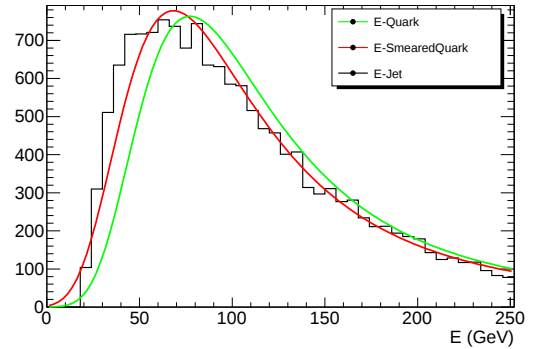
(c)

TAB. 5.3: Paramètres de la fonction de transfert pour des jets légers : (a) pour la partie centrale du détecteur ($|\eta| < 1.4$), (b) pour la région du crack ($1.4 < |\eta| < 1.8$) et (c) pour les parties en avant du détecteur ($|\eta| > 1.8$).

matrice seraient fortement sous-estimées.



(a)



(b)

FIG. 5.3: (a) Distributions des énergies des jets b (en noir), des énergies des partons dégradées selon la fonction de transfert (rouge). (b) La distribution des énergies des quarks (vert) est ajoutée. La différence entre les courbes rouge et verte est évidente surtout pour des énergies inférieures à 150 GeV.

Le tableau 5.4 montre les valeurs moyennes des trois distributions pour les quatre masses utilisées. Pour toutes les valeurs de la masse du quark top, la distribution des énergies des quarks, après avoir été dégradées selon la fonction de transfert, a une valeur supérieure d'environ 1.5 GeV que la valeur moyenne de la distribution des énergies des jets. L'impact de cette surestimation sera pris en compte dans l'évaluation des erreurs systématiques dans le chapitre 6, section 6.5.

$M_{top}(GeV/c^2)$	$\overline{E}_{quarks} (GeV)$	$\overline{E}_{jets} (GeV)$	$\overline{E}_{smeared} (GeV)$
160	112.2	101.5	103.1
170	119	108.5	110.2
175	119.3	108.6	110.7
190	127	116.9	118.2

TAB. 5.4: Valeur moyenne de la distribution en énergie des quarks b, des jets b reconstruits et de jets obtenus en dégradant l'énergie des quark selon la fonction de transfert. La différence entre les valeurs de $\overline{E}_{smeared}$ et de $\overline{E}_{jets}$ est prise en compte dans l'évaluation de l'erreur systématique.

5.2 Fonction de transfert pour les leptons et les directions des jets

Les énergies des électrons et des muons, ainsi que leurs directions, sont mesurées exactement. Les fonctions de transferts correspondantes peuvent être approximées par des fonctions δ . Sur la figure 5.4, les différences entre les énergies des leptons reconstruits et celles des leptons Monte Carlo sont mises en évidence; la dispersion de ces deux quantités est au moins un ordre de grandeur plus petite que dans les cas des jets, validant ainsi l'hypothèse faite.

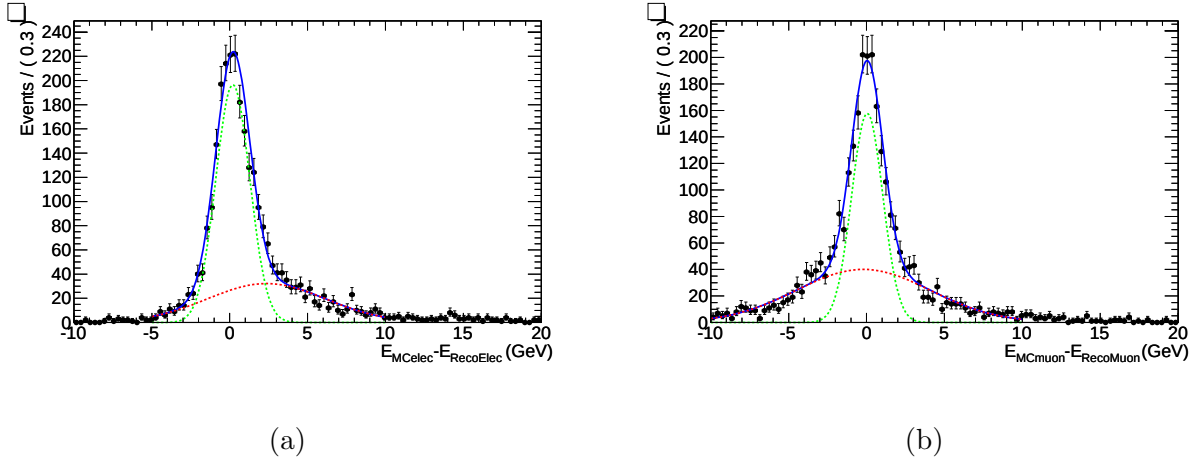


FIG. 5.4: (a) Différence (en GeV) entre l'énergie de l'électron Monte Carlo et l'électron reconstruit. (b) Différence entre l'énergie du μ Monte Carlo et le μ reconstruit. Les distributions sont ajustées par une somme de fonctions gaussiennes. Leur largeur est un ordre de grandeur inférieure à celle des jets; dans le deux, cas la fonction de transfert peut être réduite à une fonction δ .

La résolution angulaire des différents objets a été étudiée, pour valider l'hypothèse que les fonctions de transfert pour les directions des objets peuvent être réduites à des fonctions δ . Sur la figure 5.5, la distance entre les objets reconstruits et les particules générées correspondantes est mise en évidence. Les directions des leptons sont mesurées avec une très grande précision. Les directions des jets sont mesurées moins précisément; cependant, la distance entre valeur

vraie et valeur mesurée demeure inférieure, pour la plupart des cas, à la taille du cône utilisé dans la reconstruction. Il est donc inutile d'ajouter une fonction de transfert pour les directions des objets reconstruits.

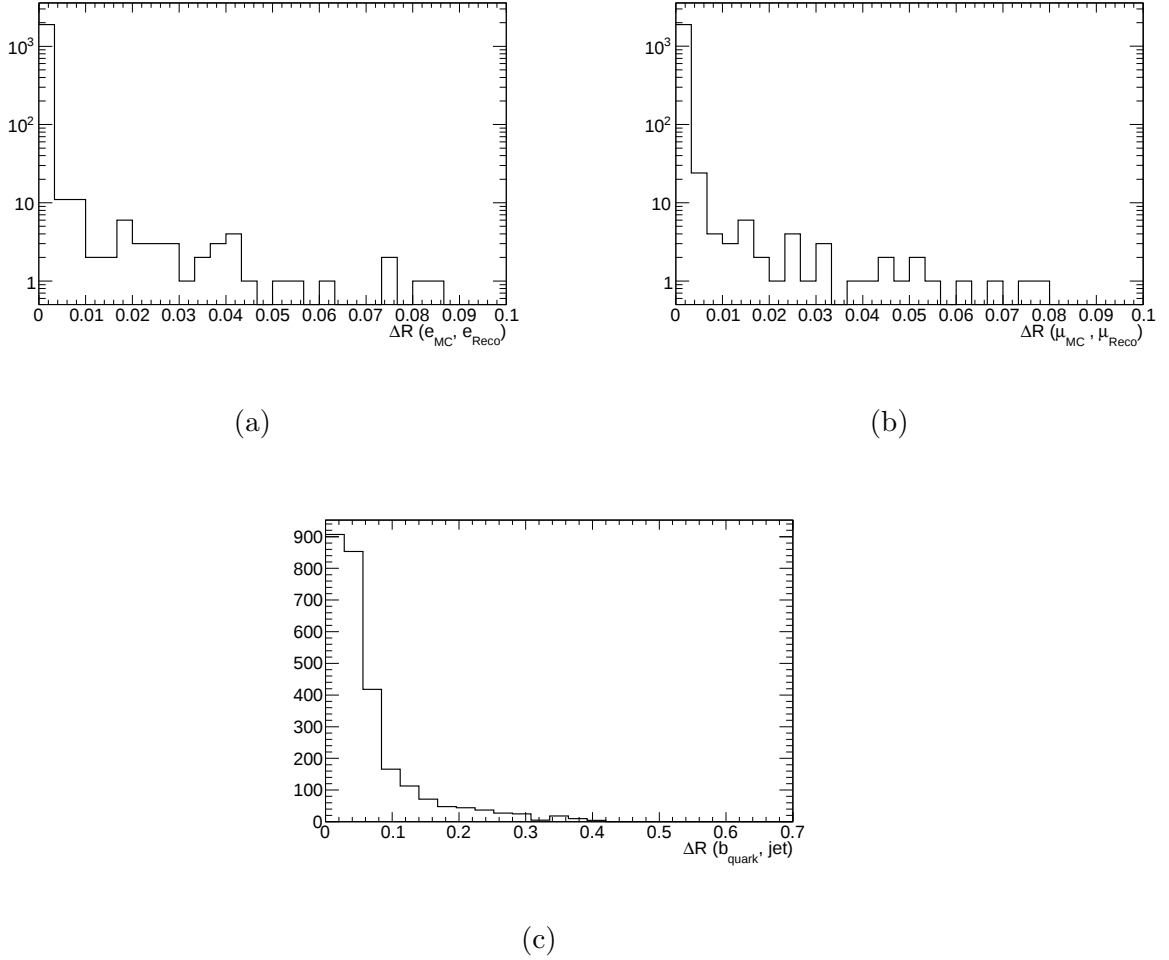


FIG. 5.5: Distance ΔR entre particule générée et reconstruite pour : (a) les électrons, (b) les muons et (c) les jets. Il faut remarquer que la résolution angulaire pour les leptons est environ un ordre de grandeur meilleure que celle des jets. Cependant, pour les trois objets, la fonction de transfert peut être approximée par une fonction δ .

5.3 Fonction de transfert pour les τ

Une fonction de transfert qui lie les énergies des τ à celles de l'électron et du muon est nécessaire pour une bonne évaluation de la section efficace différentielle du bruit de fond $Z \rightarrow \tau\tau + \text{jets}$.

Les deux τ se désintègrent en un électron et un muon ; comme illustré sur la figure 4.2, les leptons mesurés sont colinéaires aux τ qui les ont générés mais leurs énergies sont différentes à cause des neutrinos produits.

Étant donné que les impulsions qui entrent dans le calcul de l'élément de matrice sont celles des τ (qui ne sont pas mesurées et sur lesquelles l'intégration est faite), pour chaque valeur de E_τ , il faut ajouter au calcul de la section efficace un facteur qui prend en compte la probabilité que le τ d'énergie E_τ soit la mère du lepton mesuré.

Contrairement aux énergies des jets, qui diffèrent de celles de partons à cause des effets du détecteur de résolution finie, la fonction de transfert est dans ce cas nécessaire pour tenir compte de deux neutrinos non détectables.

La figure 5.6 (a) montre cette différence en énergie en fonction de l'énergie des τ . La figure 5.6 (b) est la projection de l'histogramme bidimensionnel de la figure 5.6 (a) sur la quantité ΔE .

La différence $E_\tau - E_l$ varie avec l'énergie des τ : les histogrammes utilisés pour la paramétrisation de la fonction de transfert peuvent être consultés dans l'annexe A.3.

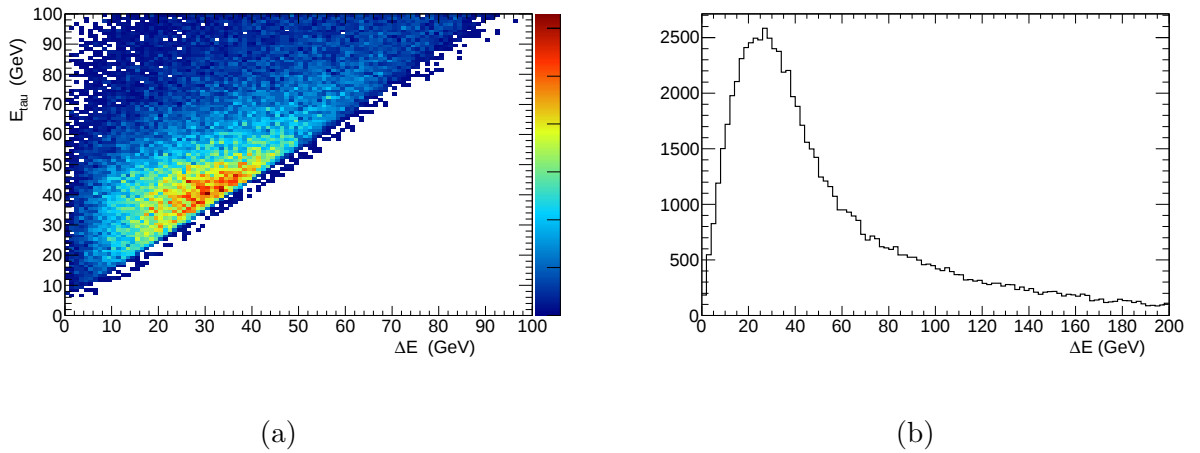


FIG. 5.6: (a) $\Delta E = E_\tau - E_e$ en fonction de l'énergie du τ . (b) Projection de l'histogramme bidimensionnel (a) sur la coordonnée ΔE . Les histogrammes utilisés pour extraire les paramètres de l'ajustement de la fonction de transfert se trouvent en annexe A.3.

5.4 Fonction de transfert pour l'impulsion transverse du système $t\bar{t}$

Les événements $t\bar{t}$ ont très souvent une valeur d'impulsion transverse (p_T) non nulle. Cela est principalement dû aux radiations de gluons dans l'état initial. Si cette radiation est assez énergétique, le système $t\bar{t}$ recule et acquiert une impulsion transverse non négligeable.

L'impulsion transverse du système $t\bar{t}$ est liée fortement au nombre des jets de l'événement qui passent la sélection (voir en figure 5.7). Cependant même les événements avec seulement deux jets ont une impulsion transverse différente de zéro. Les jets qui ne passent pas la sélection ainsi que l'énergie mesurée qui ne résulte pas dans la reconstruction d'un objet contribuent à l'impulsion transverse du système.

Les distributions des impulsions transverses ont été tracées sur la figure 5.8 ; vu que la contribution majeure au p_T provient des radiations qui passent la sélection implémentée dans le chapitre 3, les événements avec deux jets ont été traités séparément des autres. Par abus de langage, ces distributions sont appelées fonctions de transfert des composantes transverses de la

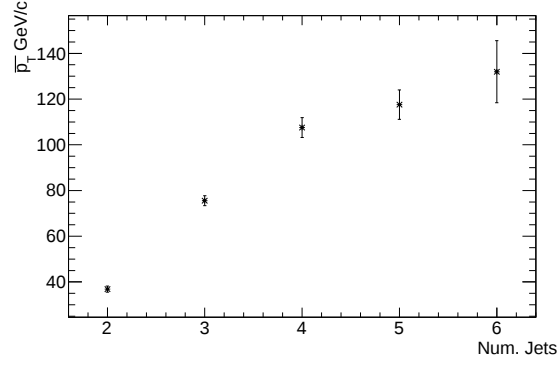


FIG. 5.7: Valeur moyenne de l'impulsion transverse des événements $t\bar{t}$ en fonction du nombre des jets qui passent la sélection.

paire $t\bar{t}$. La fonction qui ajuste correctement ces distributions est une somme de deux fonctions gaussiennes dont l'une prend en compte le pic central et l'autre les deux queues :

$$W(\delta) = f \cdot e^{-\frac{(\delta-p_1)^2}{2p_2^2}} + (1-f) \cdot e^{-\frac{(\delta-p_3)^2}{2p_4^2}} \quad (5.6)$$

Les paramètres sont présentés dans le tableau 5.5. Des tests ont été faits pour vérifier que les paramètres ne changent pas significativement avec la masse du quark top : les paramètres p_i ne dépendent ni de la masse du quark top ni de la valeur de l'impulsion transverse. Le facteur f donne un poids aux deux fonctions gaussiennes pour que la fonction globale soit correctement normalisée.

p_i	2 jets	>2 jets	p_i	2 jets	>2 jets
p_1	0.59 ± 0.70	0.9 ± 2.2	p_1	-0.22 ± 0.67	0.3 ± 2.2
p_2	-0.69 ± 2.9	-1.95 ± 4.3	p_2	0.4 ± 3.2	-1.6 ± 3.5
p_3	16.95 ± 0.83	38.4 ± 3.3	p_3	16.9 ± 0.8	36.6 ± 3.3
p_4	50.2 ± 4.1	104.7 ± 9.2	p_4	52.6 ± 4.9	94.3 ± 6.6
p_5	0.7 ± 0.04	0.46 ± 0.067	p_5	0.72 ± 0.04	0.42 ± 0.06
(a)			(b)		

TAB. 5.5: Paramètres des deux gaussiennes utilisées dans l'ajustement des distributions des impulsions sur la coordonnée x (a) du système $t\bar{t}$ et sur la coordonnée y (b).

Ces distributions, correctement normalisées, donnent la probabilité d'avoir un événement $t\bar{t}$ avec une certaine valeur d'impulsion transverse.

Une fois implémentée l'intégration sur les composantes transverses du système $t\bar{t}$, pour chaque valeur de p_x et p_y , le poids correspondant donné par les distributions de la figure 5.8 est pris en compte.

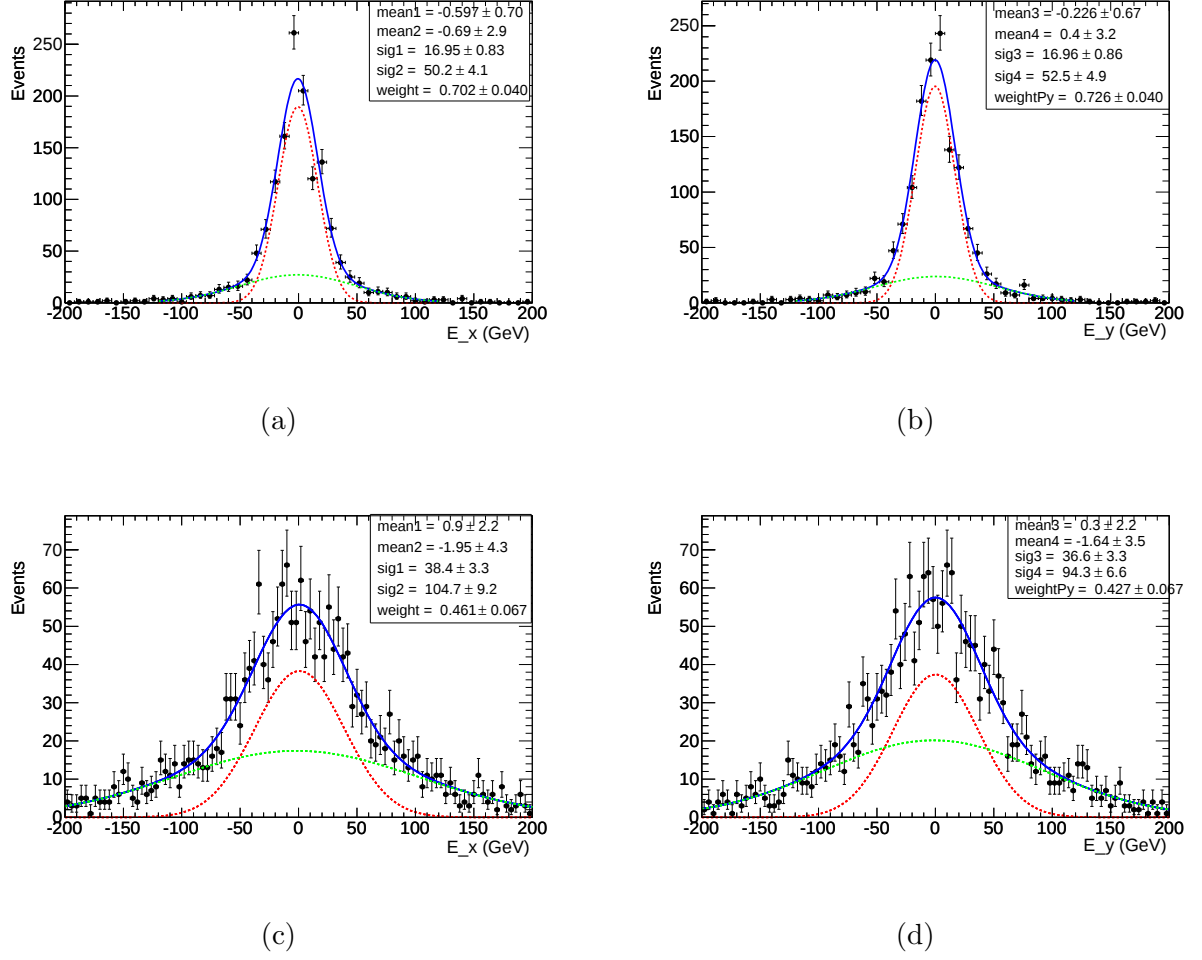


FIG. 5.8: Distributions des valeurs des composantes transverses x et y du système $t\bar{t}$ sans effet de détecteur ; pour des événements avec seulement deux jets en (a) et (b), pour des événements avec plus de deux jets en (c) et (d). Les deux fonctions gaussiennes de l'ajustement ont une largeur nettement plus élevée quand des événements à plus de deux jets sont considérés.

Chapitre 6

Étude de faisabilité de la mesure de la masse du quark top

Success is the ability to pass from one failure to another with no loss of enthusiasm.

Winston Churchill

Dans les deux chapitres précédents, la méthode des éléments de matrice et l'évaluation de la résolution du détecteur ont été décrites. Ce chapitre a comme sujet principal leur combinaison pour une mesure de la masse du quark top.

Dans la section 6.1, la technique pour extraire la valeur de la masse du top à partir des valeurs de densité de probabilité est présentée, ainsi que l'évaluation de l'incertitude sur chaque mesure.

Dans la section 6.2, la stabilité et la précision de la méthode d'analyse sont testées sur des événements $t\bar{t}$ en plusieurs étapes : dans un premier temps, seules les quantités partoniques seront utilisées, pour décorréler la validité de la méthode de la résolution du détecteur ATLAS. Toutes les informations cinématiques de tous les objets sont alors connues exactement.

Dans un second temps, les quantités reconstruites et les fonctions de transfert correspondantes sont introduites ; la connaissance de la résolution du détecteur, donnée par les fonctions de transfert, permet de compenser la perte d'informations cinématiques comparée au cas des partons. Cependant, il est demandé que les objets reconstruits soient réellement issus des partons de l'événement $t\bar{t}$, en imposant des directions très proches notamment pour les quarks b et les jets reconstruits.

Cette contrainte est relâchée dans la section 6.3 pour permettre une mesure de la masse du quark top en utilisant les événements du signal comme reconstruits par le détecteur ATLAS ; la section 6.4 présente la mesure de la masse du quark top en utilisant des échantillons Monte Carlo contenant les événements du signal et des bruits de fond.

Ce chapitre se termine par l'évaluation des erreurs systématiques et une section détaillant quelques pistes d'amélioration de la méthode décrite précédemment.

6.1 Tests de la méthode : quelques généralités

Comme cela a déjà été discuté, la méthode des éléments de matrice est basée sur le calcul d'une densité de probabilité en fonction du paramètre à mesurer ; valider cette méthode consiste

à montrer la possibilité de construire une fonction de densité de probabilité pour le signal $t\bar{t}$ qui soit suffisamment discriminante pour pouvoir extraire la masse du quark top.

6.1.1 Évaluation de l'élément de matrice

L'élément de matrice $|M|^2$, qui est la base de la construction de la densité de probabilité du signal, est calculé au premier ordre grâce à MadGraph [74] ; il faut tout d'abord vérifier que l'élément de matrice au premier ordre soit une bonne approximation pour les événements à l'ordre supérieur qui seront utilisés et qui sont produits par MC@NLO. En effet, ces événements ont l'avantage d'être plus proches des données réelles mais, pour des raisons de temps de calcul, une évaluation de l'élément de matrice au premier ordre a été choisie. L'élément de matrice a été évalué pour des événements dont les impulsions de toutes les particules (y compris les neutrinos) étaient connues. La figure 6.1 (a) montre, pour un seul événement généré avec une masse du quark top égale à 160 GeV/c², la valeur de $|M|^2$ pour différentes hypothèses de la masse du quark top. $|M|^2$ a un pic très marqué à la valeur de la masse du top utilisée dans la génération de l'événement. Cela permet de conclure que l'utilisation d'un élément de matrice à l'ordre le plus bas n'introduit pas un biais significatif si des événements générés à l'ordre supérieur sont utilisés. Les figures 6.1 (b), (c) et (d) illustrent les valeurs de $|M|^2$ pour des événements générés, respectivement, à 170, 175 et 190 GeV/c².

Pour cette première étape, avec toutes les impulsions connues, aucune intégration n'a été effectuée.

Avant de montrer les capacités de mesure de la masse du quark top avec la méthode des éléments de matrice en utilisant les objets reconstruits, la section suivante revient sur une part importante du calcul de probabilité, la normalisation par la section efficace totale.

6.1.2 La section efficace globale

La méthode d'analyse des éléments de matrice est basée sur l'évaluation d'une densité de probabilité en fonction du paramètre qui doit être mesuré. Comme cela est montré dans le chapitre 4, la section efficace différentielle est donnée par la convolution de l'élément de matrice avec les fonctions de résolution du détecteur [80]. Elle doit être divisée par la section efficace totale observée pour que la densité de probabilité soit normalisée, c'est-à-dire, pour que la probabilité globale soit indépendante du paramètre qu'il faut mesurer.

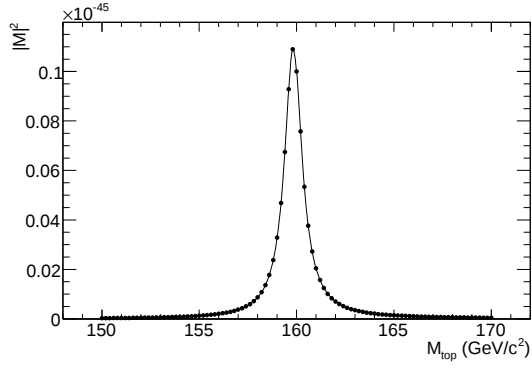
$$\int P_{sig}(\mathbf{x}|M_t)d\mathbf{x} = \frac{1}{\sigma_{obs}(M_t)} \int \frac{d\sigma(M_t)}{d\mathbf{x}} = 1 \quad (6.1)$$

Cette normalisation doit rester vraie à chaque étape du calcul de probabilité. C'est pour cela qu'à chaque changement dans le calcul de la section efficace différentielle (introduction de l'intégration sur les énergies des jets ou sur les composantes transverses de l'impulsion de l'événement $t\bar{t}$) doit correspondre un calcul cohérent de la section efficace globale.

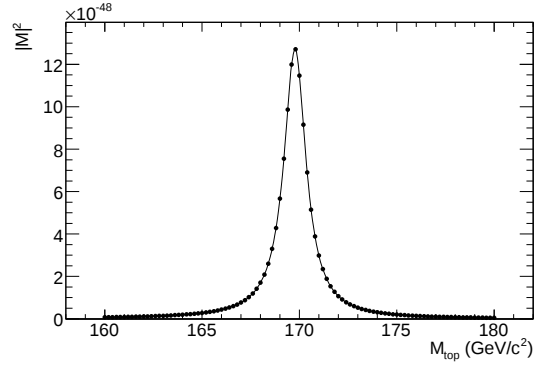
La section efficace globale observée (qui inclut le terme d'acceptance du détecteur) peut être calculée de deux façons différentes :

- intégration directe de la section efficace différentielle sur toutes les régions acceptées de $\mathbf{x}$
- intégration directe de la section efficace différentielle sur tout l'espace des phases $\mathbf{x}$; un facteur multiplicatif prend alors en compte l'acceptance du détecteur calculée à partir de la sélection faite sur des événements Monte Carlo.

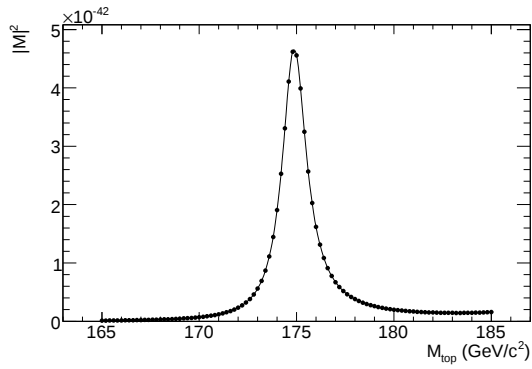
Le choix fait pour cette analyse est le second. Les événements de la simulation officielle utilisée pour le calcul de la section efficace différentielle ont été générés par un générateur NLO, tandis que le calcul de section efficace globale n'utilise aucune information NLO. Le fait d'utiliser un



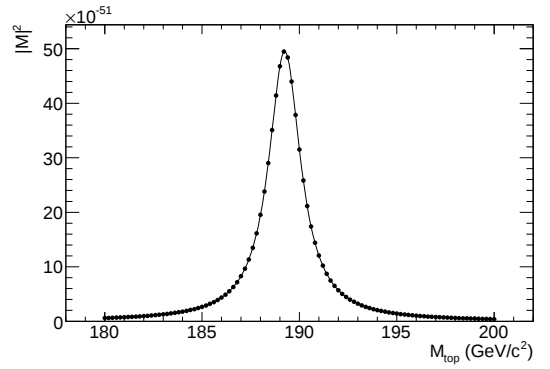
(a)



(b)



(c)



(d)

FIG. 6.1: Évaluation de $|M|^2$ pour des événements au niveau partonique générés à différentes valeurs de masse du quark top : $160 \text{ GeV}/c^2$ (a), $170 \text{ GeV}/c^2$ (b), $175 \text{ GeV}/c^2$ (c) et $190 \text{ GeV}/c^2$ (d). Dans ce calcul toutes les impulsions (même celles des neutrinos) sont utilisées.

terme d'acceptance qui prend en compte les informations (p_T , $\eta...$) de MC@NLO donne une normalisation plus précise que la seule utilisation d'un élément de matrice calculé au premier ordre.

La figure 6.2 illustre les différentes étapes pour le calcul du terme d'acceptance du détecteur et de la section efficace observée pour des événements du canal $e\mu$:

- (a) le nombre d'événements qui passent successivement l'ensemble des coupures de la sélection, c'est-à-dire, les coupures cinématiques et d'isolation, est montré. Les coupures sur les valeurs d'impulsions transverses et de pseudo-rapacité ne réduisent pas le nombre d'événements parce qu'elles sont équivalentes à celles utilisées dans la reconstruction des objets¹ ;
- (b) les rapports entre événements qui ont passé toutes les coupures et événements $t\bar{t} \rightarrow b\nu$, $b\nu$ présents pour les quatre masses de la simulation officielle ont été ajustés linéairement ; un quark top ayant une masse élevée a des produits de désintégration plus énergétiques : le nombre d'événements passant les coupures est donc plus grand pour un quark top de masse de 190 GeV/c² que pour un quark top de 160 GeV/c² ;
- (c) la section efficace globale, intégration de la section efficace différentielle sur tout l'espace des phases, a été ajustée par la fonction exponentielle suivante :

$$\sigma = a_1 \cdot e^{-b_1 M_t} + a_2 \cdot e^{-b_2 M_t} \quad (6.2)$$

- (d) la section efficace globale est multipliée par le terme d'acceptance précédemment calculé.

Les valeurs utilisées pour la normalisation correcte de la densité de probabilité sont celles données par l'ajustement de la figure 6.2 (d) dans les cas des objets reconstruits et sélectionnés comme illustrés dans le chapitre 5. La même procédure est suivie pour chaque modification de la définition de la section efficace différentielle qui sert à définir chacune de nos probabilités.

Il faut souligner que le calcul de la section efficace peut être fait à un facteur constant près ; seule compte la normalisation de la densité de probabilité, comme illustré par l'équation 6.1. C'est pour cela que sur la figure 6.2 la section efficace globale est exprimée en unités arbitraires.

6.1.3 La construction de la fonction de vraisemblance

Pour le moment, seuls quelques éléments permettant d'arriver au calcul de la probabilité d'un événement qui passe les critères de sélection du chapitre 3 ont été décrits. Cette section traite de la combinaison d'un ensemble d'événements.

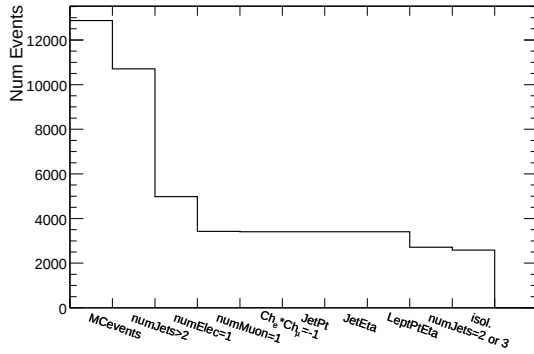
Suivant les équations 4.2 et 4.6, la densité de probabilité du signal $t\bar{t}$ peut être ainsi écrite :

$$P_{sig}(\mathbf{x}|M_t) = \frac{1}{\sigma_{obs}(M_t)} \int d\Phi |M_{t\bar{t}}(g_1, g_2, \mathbf{x}, M_t)|^2 W(\mathbf{p}, \mathbf{x}) f_{PDF}(g_1) f_{PDF}(g_2) \quad (6.3)$$

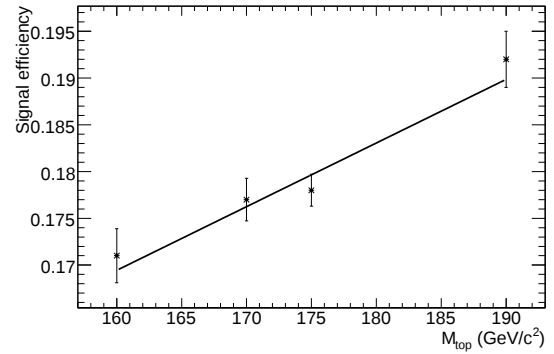
Pour extraire la masse du quark top d'un ensemble de n événements, chacun ayant les quantités mesurées $\mathbf{x}_i$, une fonction de vraisemblance a été construite à partir de la probabilité de chaque événement [81] :

$$L(\mathbf{x}_i|M_t) = \prod_{i=1}^n P_{sig}(\mathbf{x}_i|M_t) \quad (6.4)$$

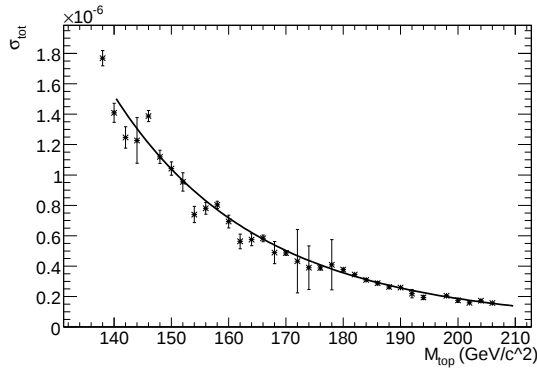
¹ En fait, les objets sont reconstruits à des valeurs d'impulsion transverse plus basses. Cependant, les efficacités de déclenchement imposent la valeur de $p_T > 20$ GeV/c pour les leptons des événements $t\bar{t}$. La même coupure a été choisie pour l'impulsion transverse des jets, pour garantir une efficacité minimale qu'on ne trouve pas à plus bas p_T .



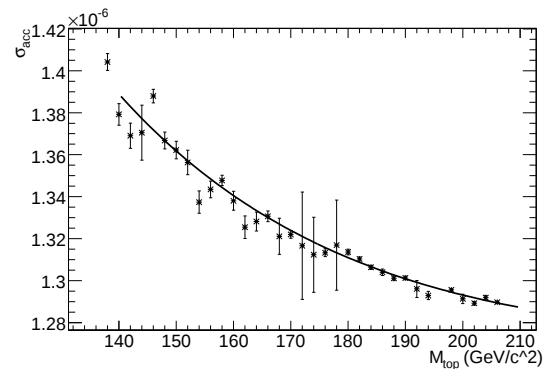
(a)



(b)



(c)



(d)

FIG. 6.2: (a) Nombre d'événements Monte Carlo qui passent les coupures cinématiques définies dans le chapitre 3. (b) Efficacité de ces coupures pour les événements des différents datasets utilisés. (c) Section efficace globale totale pour des événements Monte Carlo (sans résolution du détecteur) en fonction de la masse du quark top. (d) Section efficace globale multipliée par le terme d'acceptance, c'est à dire, le facteur de normalisation de la densité de probabilité.

Cette fonction est évaluée pour différentes valeurs du paramètre M_t . La masse du quark top mesurée avec la méthode des éléments de matrice est déterminée en minimisant l'expression suivante selon la valeur du paramètre M_t .

$$-\ln L(\mathbf{x}_i|M_t) = -\sum_{i=1}^n \ln(P_{sig}(\mathbf{x}_i|M_t)) \quad (6.5)$$

La figure 6.3 est un exemple de cette fonction pour une masse du quark top de 170 GeV/c² ; les valeurs de la fonction de vraisemblance pour un échantillon de 50 événements sont tracées en fonction de la valeur testée du paramètre M_t et ajustées avec une parabole². La valeur de M_{top} donnée par le minimum de l'ajustement est la mesure de la masse du quark top extraite de cet ensemble d'événements.

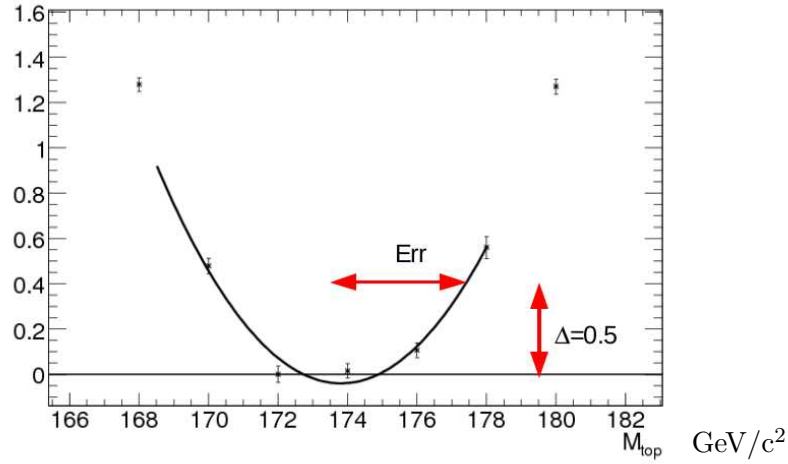


FIG. 6.3: $-\log(P(x|M_t))$ pour un lot de 50 événements $t\bar{t}$. Les points sont ajustés avec une parabole et l'erreur est mesurée à une valeur de 0.5 du minimum de l'ajustement.

Dans une fonction de vraisemblance, une bonne estimation de l'erreur est la largeur de la parabole utilisée pour l'ajustement à une distance de 0.5 de son minimum [81]. La valeur mesurée de la masse du quark top dans ce cas particulier est d'environ 174 ± 4 GeV/c² pour un lot de 50 événements, compatible avec la valeur de la masse du quark top générée de 170 GeV/c².

Dans la suite, les mesures sont effectuées pour une luminosité intégrée de 20 pb⁻¹. Cette luminosité correspond à des lots d'environ 90 événements qui passent les coupures de sélection. Ce choix de luminosité a été imposé par la faible statistique des lots d'événements ayant une masse du quark top de 160 et à 190 GeV/c². Comme déjà dit dans le chapitre 3, il faut avoir un nombre significatif de pseudo-expériences pour étalonner la méthode (voir figure 6.5 par exemple).

Les événements du signal ont un poids associé [82], donné par le générateur MC@NLO. Dans la mécanique quantique, les phénomènes d'interférence donnent des contributions qui n'ont pas un signe défini. Dans le générateur MC@NLO, ce poids vaut 1 dans environ 90% des événements,

²La valeur absolue du $-\ln L(\mathbf{x}_i|M_t)$ n'est pas importante, seule compte la différence entre les valeurs obtenues pour les différentes valeurs du paramètre M_t . Les points ont été décalés arbitrairement pour que la valeur minimale soit égale à zéro : cela simplifie la visualisation de l'incertitude sur la mesure.

-1 pour les autres. L'évaluation de la fonction de vraisemblance doit en tenir compte et en est donc affectée, ainsi que la valeur des erreurs [83]. La fonction de vraisemblance devient donc, par rapport à l'équation 6.4

$$-\ln L(\mathbf{x}_i|M_t) = -\sum_{i=1}^n w_i \ln(P_{sig}(\mathbf{x}_i|M_t)) \quad (6.6)$$

où w_i est le poids associé à chaque événement. La valeur de l'erreur obtenue pour chaque pseudo-expérience doit être multipliée par le facteur suivant :

$$f = \sum_{i=1}^n (w_i)^2 / \sum_{i=1}^n w_i \quad (6.7)$$

Convergence de l'intégration numérique et choix des événements

Le calcul de la densité de probabilité consiste en une intégration numérique de l'élément de matrice au carré (convolué avec les fonctions de transfert) sur l'espace des phases des quantités non mesurées. Or, comme toute intégration numérique, sa précision est finie et dépend du nombre d'évaluations de la fonction qui doit être intégrée. L'algorithme utilisé pour l'intégration, VEGAS, est basé sur la technique appelée *importance sampling* [84] : l'intégration s'effectue en plusieurs itérations. Après chaque itération, seule la région de l'espace des phases donnant une contribution majeure à l'intégrale est considérée plus avant. La sortie de l'intégration donne une valeur de section efficace différentielle, l'incertitude sur cette intégration et une valeur de χ^2 : si la valeur du χ^2 est beaucoup plus grande que 1, cela signifie que la section efficace différentielle obtenue lors d'une itération est significativement différente de celle de l'itération précédente.

Il peut aussi arriver que l'intégration ne converge pas pour certaines valeurs de la masse testée du quark top : dans ce cas, la densité de probabilité associée à l'événement en question n'est pas considérée.

De plus, il a été observé qu'un biais très important dans l'évaluation de la fonction de vraisemblance pour un lot de n événements peut être introduit à cause d'une mauvaise intégration d'un seul événement. Cela peut arriver à cause d'une sélection erronée, de la part de VEGAS, de la région de l'espace des phases qui contribue de façon majoritaire à l'intégrale : si il n'y a pas une région de l'espace des phases qui domine, le fait de réduire l'espace des phases pour l'itération suivante devient problématique. Naturellement, si le nombre d'évaluations de la fonction à intégrer est grand, cette éventualité diminue mais le temps de calcul utilisé pour l'intégration augmente.

Pour éviter qu'une seule mauvaise intégration puisse fausser la mesure finale, les coupures suivantes sont appliquées :

- les valeurs de χ^2 données par VEGAS, pour chaque valeur de m_{top} et pour chaque événements doivent être inférieures à 3 (figure 6.4 (c)) ;
- événement par événement, la somme des logarithmes des incertitudes de chaque évaluation de la section efficace différentielle doit être inférieure à 0.03 ; (figure 6.4 (a))
- le rapport entre le logarithme de la déviation standard la plus grande et le logarithme de la déviation standard la plus petite (événement par événement) doit être inférieur à 10 (figure 6.4 (b)).

Ces coupures permettent de rejeter les fonctions de vraisemblance d'un événement comme celle illustrée sur la figure 6.4 (d) et de limiter, donc, le biais introduit par l'intégration numérique.

Les valeurs de ces coupures ne sont pas fixes : les valeurs données précédemment correspondent explicitement au cas de la figure 6.4. En effet, les distributions peuvent changer lorsque

des intégrations supplémentaires sont ajoutées, ainsi que selon le nombre d'évaluations de la fonction à intégrer ou le nombre d'iteration. En général, le pourcentage d'événements rejetée est moins de 5%; les valeurs des coupures, comme sur la figure 6.4, suppriment les queues des distributions.

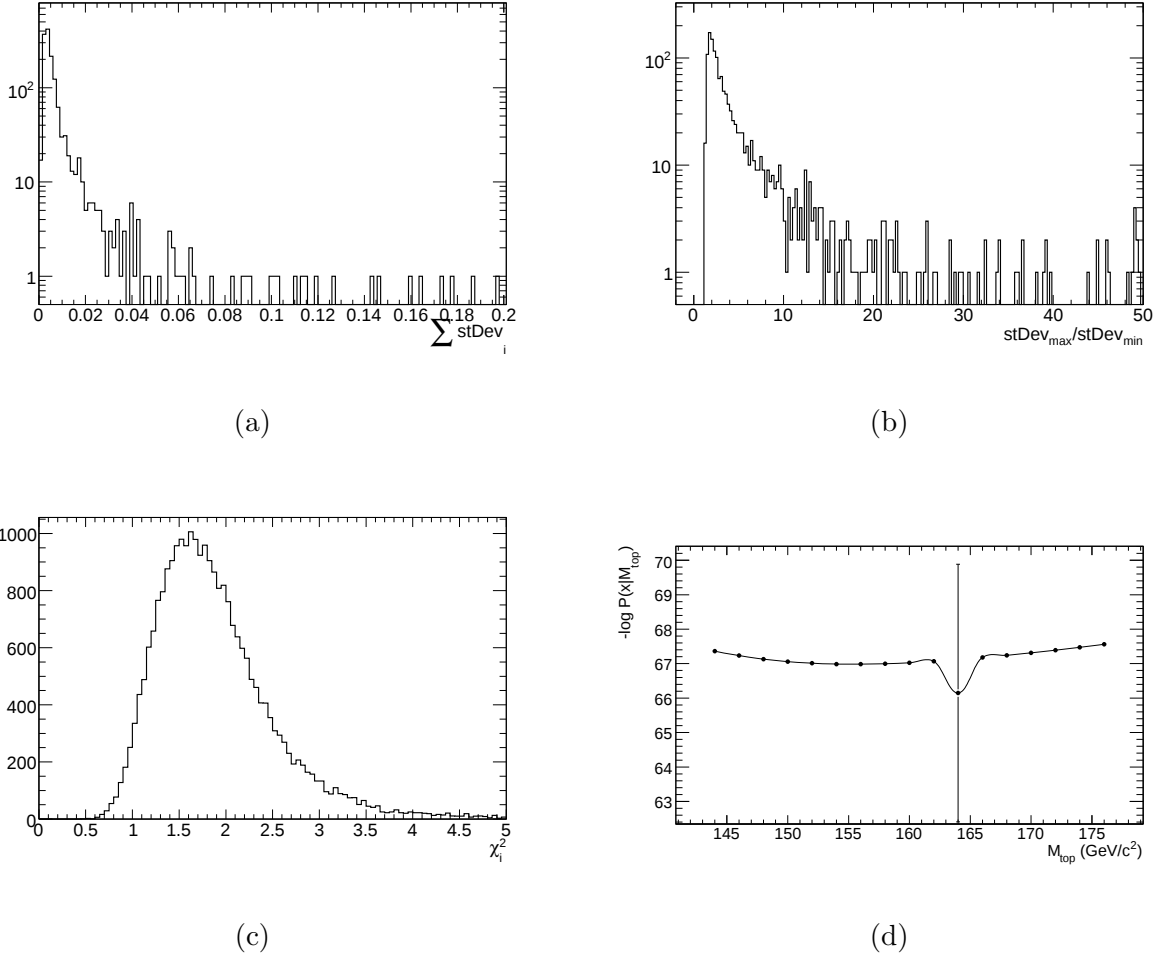


FIG. 6.4: (a) Distributions de la somme des déviations standards sur chaque valeur testée du paramètre M_t , événement par événement. (b) Distribution du rapport entre la plus grande valeur de déviation standard et la valeur de la déviation standard la plus petite, pour chaque événement. (c) Valeur du χ^2 pour chaque évaluation du paramètre M_t avec l'algorithme VEGAS. (d) Ces coupures permettent d'éliminer les événements dont la fonction de vraisemblance est faussée par une mauvaise intégration.

6.2 Construction de la probabilité du signal

6.2.1 Test de la méthode pour les événements au niveau partonique

La première étape pour la validation de la méthode consiste à utiliser des impulsions des produits de désintégration de la paire $t\bar{t}$ au niveau partonique. Ainsi, les effets dus à la résolution du détecteur n'entrent pas dans le calcul de la densité de probabilité.

Comme expliqué dans le chapitre 4, l'intégration sur l'espace des phases des neutrinos est transformée en une intégration sur les masses invariantes des quarks top et de deux bosons W. Cette transformation est faite parce que VEGAS est plus performant si la distribution à intégrer est piquée sur une région restreinte de l'espace des phases. L'autre intégration qui est effectuée tout le long de l'analyse est celle sur l'impulsion transverse de la paire $t\bar{t}$: cela permet de supprimer l'approximation initiale d'une paire $t\bar{t}$ produite au repos (voir figure 5.7). On utilise alors les densités de probabilité pour les composantes transverses de l'impulsion de la paire $t\bar{t}$ décrites dans le chapitre 5, section 5.4. Dans cette section, ce sont les impulsions des partons qui entrent directement dans l'élément de matrice et les impulsions des neutrinos sont obtenues grâce à l'équation 4.16.

La figure 6.5 montre les valeurs de masse mesurées pour des lots de 90 événements au niveau partonique, ainsi que la distribution des erreurs données par la fonction de vraisemblance de chaque lot et la distribution des pulls. La distribution des pulls est définie ainsi :

$$\text{pull}_i = \frac{M_{top}^{Gen} - M_{top,i}^{Meas}}{\sigma_i} \quad (6.8)$$

où M_{top}^{Gen} est la valeur de la masse du top utilisée dans la génération des événements, $M_{top,i}^{Meas}$ est la valeur de la masse du top mesurée par l'ajustement de la fonction de vraisemblance de l'i-ème pseudo-expérience, et σ_i est l'erreur correspondante. Cette définition restera vraie dans toute la suite. Cette distribution permet de vérifier que l'analyse est correcte d'un point de vue statistique. Si l'écart standard (appelé sigma dans la suite) de l'ajustement gaussien de cette distribution est compatible avec 1, l'évaluation des erreurs est statistiquement correcte ; une valeur inférieure à 1 implique une surestimation des erreurs et une valeur supérieure implique une sous-estimation. Dans ce cas, l'erreur statistique devra être réévaluée pour que le calcul de l'erreur soit statistiquement correcte.

Les distributions de la figure 6.5 pour une masse du quark top générée à 170 GeV/c² amènent aux observations suivantes :

- la valeur centrale de la distribution des masses mesurées correspond à la valeur de la masse du quark top utilisée dans la génération des événements ;
- la largeur de l'ajustement gaussien de la distribution des pulls est inférieure à 1, donc les erreurs sont surestimées.

Ces distributions ont été faites pour les quatre masses de la simulation officielle : leurs valeurs sont visibles sur la figure 6.6 et, plus en détails, dans l'annexe B.2. Dans la suite de ce chapitre, seules les distributions pour une masse du quark top générée à 170 GeV/c² sont montrées. Les autres masses sont présentes dans les sections de l'annexe B. Pour chaque lot d'événements, la masse mesurée a une valeur compatible avec la masse utilisée dans la génération des événements. Le sigma des distributions de pulls est inférieur à 1 : cela implique une surestimation systématique des erreurs. L'origine de cette surestimation vient de la largeur de l'intervalle choisie lors de l'intégration sur les quatre masses invariantes W^+ , W^- , M_t et $M_{\bar{t}}$. Comme cela a été montré dans le chapitre 4, l'intégration sur l'espace des phases des neutrinos est transformée en intégration sur les masses invariantes des bosons W et des quarks top. En général, un grand intervalle

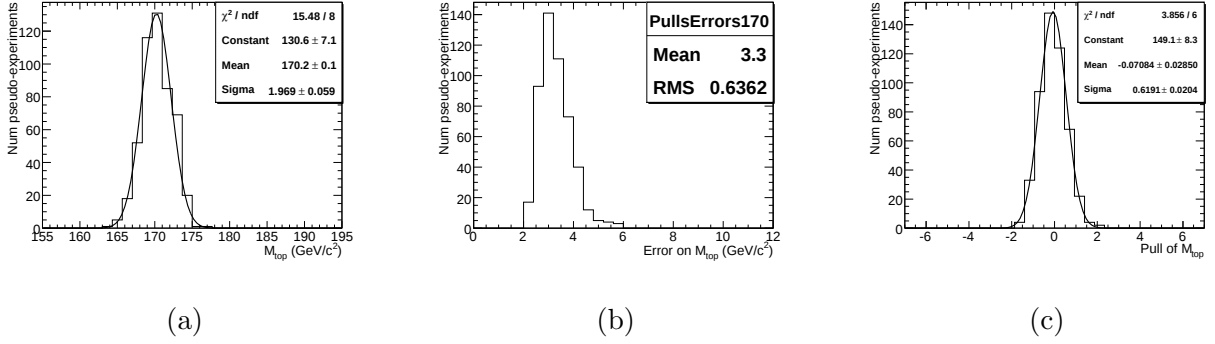


FIG. 6.5: Valeurs des (a) masses mesurées, (b) erreurs, (c) pulls, pour des pseudo-expériences de 90 événements chacune au niveau partonique. La valeur centrale de la distribution de masses mesurées correspond à la valeur de la masse générée du quark top.

d'intégration est nécessaire pour couvrir complètement l'espace des phases. Cependant, quand des événements au niveau partonique sont utilisés (donc sans effets dus au détecteur), un intervalle de l'ordre de la largeur du W et du top est suffisant pour aller chercher toutes les solutions possibles des impulsions des neutrinos. Le choix d'un grand intervalle, dans ce cas, ne fait que dégrader l'évaluation des erreurs.

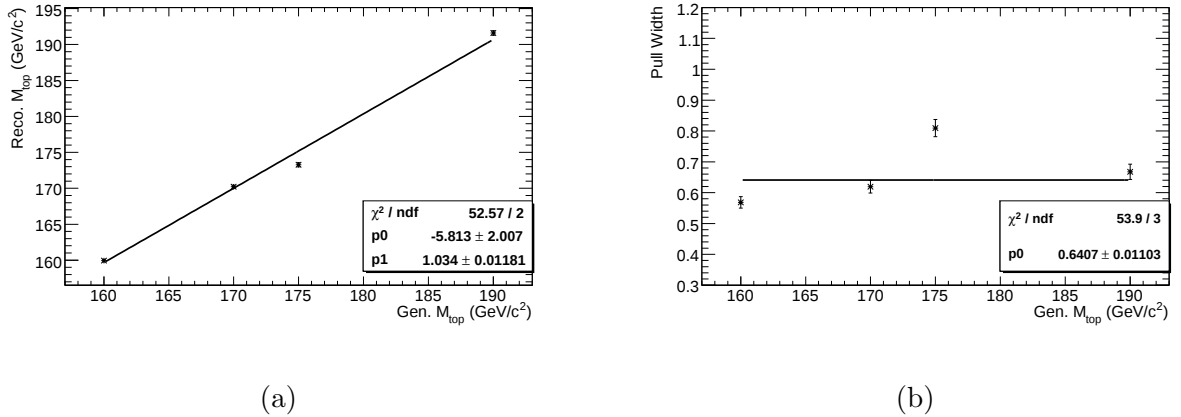


FIG. 6.6: (a) Valeurs des masses mesurées en fonction des masses utilisées dans la génération des quatre lots d'événements Monte Carlo pour les quatre masses du quark top. Uniquement des quantités partoniques ont été utilisées. (b) Déviation standard de la distribution des pulls pour les quatre masses du quark top.

6.2.2 Test de la méthode avec les objets reconstruits

Une fois la méthode d'analyse validée sur des quantités partoniques, pour effectuer une mesure avec des quantités reconstruites, il faut combiner l'évaluation de l'élément de matrice avec la résolution du détecteur, connue grâce à la paramétrisation des fonctions de transfert.

Chaque fois qu'une quantité reconstruite remplace la quantité partonique, une intégration supplémentaire doit être ajoutée. La perte des informations cinématiques des partons est en partie palliée par la connaissance de la résolution du détecteur mais l'information est diluée : pour couvrir tout l'espace des phases accessible il faut agrandir les intervalles d'intégration, en perdant en précision.

Test de la méthode avec des leptons reconstruits

Les premiers objets reconstruits considérés sont les leptons ; comme il a été montré dans le chapitre 5, les fonctions de transfert pour les directions et les énergies des leptons peuvent être remplacées par des fonctions δ , car elles sont mesurées avec une très grande précision. Dans ce cas aucune intégration n'a besoin d'être introduite. Il s'agit du test réalisé dans ce paragraphe : les quantités partoniques sont conservées pour les jets, tandis que pour les deux leptons les énergies et les directions viennent de la reconstruction d'ATLAS. Les leptons choisis sont ceux qui satisfont la sélection du chapitre 3. Aucune correspondance en énergie ou en direction avec les quantités partoniques n'est demandée.

Les histogrammes de la figure 6.7 confirment la validité de ce remplacement sans insérer aucune fonction de transfert : la valeur centrale de la distribution des masses mesurées pour les différentes pseudo-expériences est compatible avec la valeur obtenue avec la masse du quark top générée. L'erreur moyenne (figure 6.7 (b)) et la distribution des pulls (figure 6.7 (c)) sont aussi montrées.

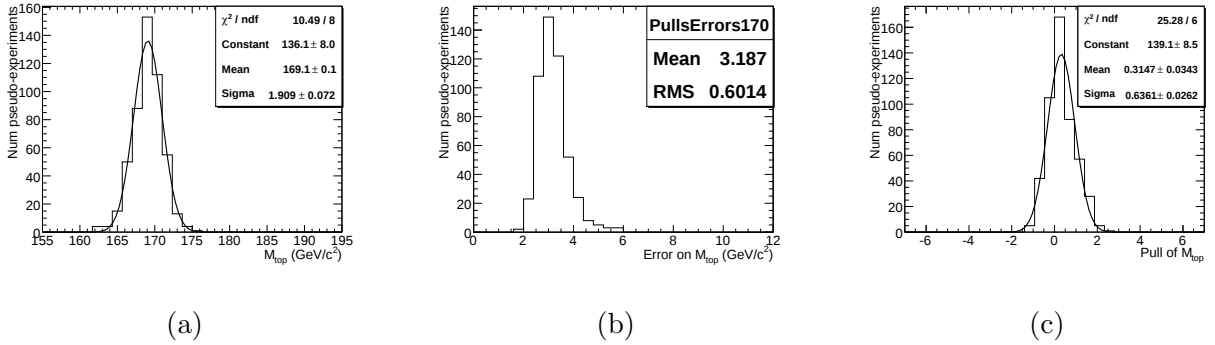


FIG. 6.7: (a) Distribution des valeurs des masses mesurées pour des pseudo-expériences de 90 événements chacune. Des leptons reconstruits sont utilisés, le reste des quantités est partonique. (b) Distribution des erreurs données par la fonction de vraisemblance de chaque pseudo-expériment et (c) distribution des pulls.

De plus, comme illustré par la figure 6.8, l'accord entre masse générée et masse reconstruite demeure très bon pour les quatre lots d'événements de la simulation officielle. Le sigma des distributions de pulls dont la valeur est presque constante et également bon. Cela permet de conclure que l'introduction des quantités reconstruites pour les leptons n'affecte pas la mesure de la masse du quark top ; la bonne linéarité de la mesure de la masse de 160 à 190 GeV/c² est conservée.

Test sur l'ensemble des objets reconstruits

L'étape suivante est naturellement l'utilisation des quantités reconstruites pour les quarks b. Si les directions des jets correspondent à celles des partons, s'appuyant sur la bonne résolution

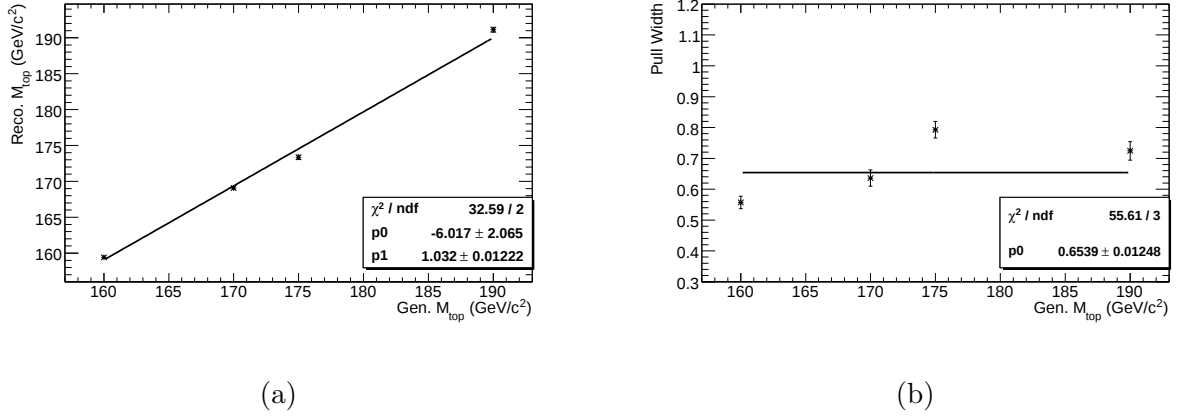


FIG. 6.8: (a) Valeurs de masses mesurées en fonction des masses utilisées dans la génération des événements en utilisant des quantités reconstruites pour les leptons et des quantités partonique pour les hadrons. (b) Valeurs des déviations standards des distributions des pulls.

angulaire du détecteur ATLAS (figure 5.5), pour leurs énergies, très différentes de celles des partons, la fonction de transfert correspondante ne peut plus être réduite à une fonction δ ; de plus, elle est une fonction asymétrique (figure 5.1) et la réduction à une fonction δ introduirait un biais non négligeable. La résolution du détecteur, paramétrée dans le chapitre 5, doit être prise en compte, ainsi que les deux intégrations supplémentaires sur les énergies des jets que cela implique. Les dimensions sur lesquelles l'intégration est implémentée sont donc au nombre de huit : les deux masses invariantes des deux bosons W, celles des quarks t et $\bar{t}$, les impulsions transverses de la paire $t\bar{t}$ et les énergies des deux jets.

La densité de probabilité ainsi obtenue donne une première mesure complète de la masse du top avec la méthode des éléments de matrice : tous les objets utilisés sont des objets reconstruits avec une simulation complète du détecteur. Cependant, cela reste une mesure idéale : il a été demandé que les deux jets utilisés proviennent toujours des quarks b, c'est-à-dire, une association univoque (*matching* dans la suite) entre le parton et le jet était demandée, en imposant que la distance en $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ entre les deux objets ne soit pas plus grande que 0.4.

Sur la figure 6.9, pour des pseudo-expériences contenant 90 événements du signal, la valeur de la masse reconstruite ainsi que l'erreur et la distribution de pulls sont présentées, toujours pour une masse de 170 GeV/c^2 :

- la valeur moyenne donnée par l'ajustement de la distribution de masses mesurées est compatible avec la valeur de la masse utilisée dans la génération des événements (figure 6.9 (a)) ;
- la valeur moyenne des erreurs est plus grande que celle obtenue pour des quantités partonique : le fait d'introduire deux intégrations supplémentaires réduit, comme attendu, la précision de la mesure (figure 6.9 (b)) ;
- La distribution des pulls demeure toujours inférieure à 1, bien que de manière moins flagrante : l'évaluation des erreurs est légèrement sur-estimée. (figure 6.9 (c)).

Comme pour les étapes précédentes, le même exercice a été fait pour les quatre valeurs de masse du quark top générées et simulées ; les valeurs reconstruites, comme montré sur la

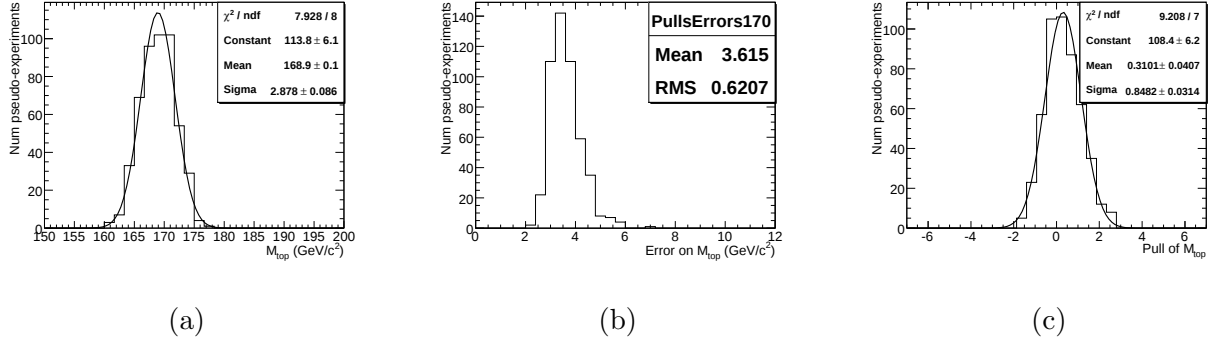


FIG. 6.9: (a) Valeurs de masse reconstruite pour des pseudo-expériences de 90 événements chacune, (b) erreurs et (c) distribution des pulls. Pour tous les objets, les quantités reconstruites ont été utilisées. La masse mesurée correspond à celle utilisée dans la génération des événements.

figure 6.10, correspondent aux valeurs utilisées dans la génération des événements. La méthode d'analyse utilisée est donc stable et linéaire.

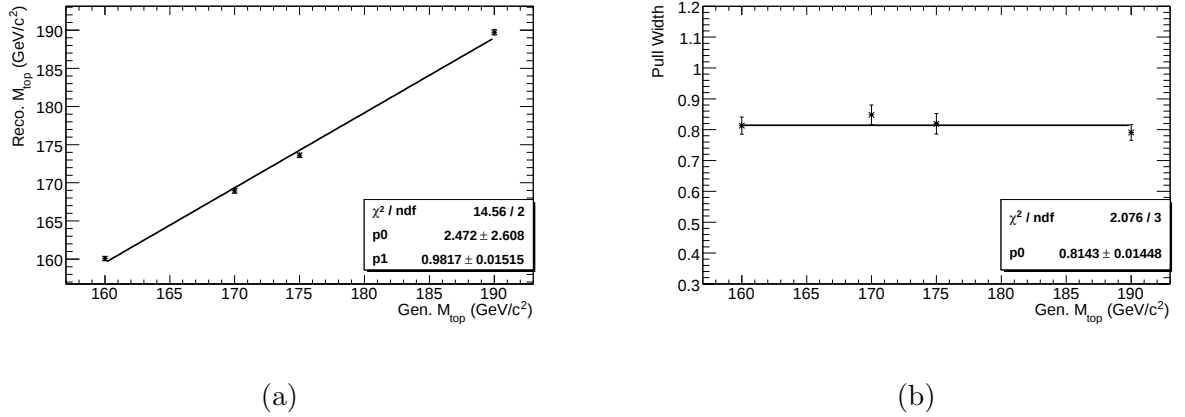


FIG. 6.10: (a) Valeurs des masses des quarks top mesurées en fonction des valeurs utilisées dans la génération des événements. (b) valeurs des déviations standards des distributions des pulls. Pour tous les objets, les quantités reconstruites ont été utilisées.

6.3 Événements du signal

Pour que la méthode soit efficace, il faut connaître le maximum d'informations cinématiques de l'événement. Lorsque seules les informations reconstruites sont utilisées, deux résultats vont détériorer le résultat de la section précédente, où il a été montré que la méthode d'analyse est linéaire et stable si les objets reconstruits sont issus des objets partoniques.

D'une part, il faut que la distance ΔR entre la direction du jet et celle du quark b soit inférieure à 0.4 (taille du cône utilisé pour la reconstruction du jet). Or, cela n'est pas toujours

le cas. Dans le chapitre 3, il a été montré que dans environ 40% des événements un des deux jets sélectionnés (ou, très rarement, tous les deux) ne correspond pas à un quark b. Les causes possibles sont les suivantes :

- la présence de jets supplémentaires provenant de la radiation de l'état initial (radiation responsable, entre autre, de l'impulsion transverse de la paire $t\bar{t}$) ;
- l'efficacité de reconstruction finie. La figure 3.4 (a) montre que l'efficacité de reconstruction atteint la valeur de 85% ; comme dans le cas précédent, un jet provenant de l'ISR peut être considéré à tort comme un jet de b³.
- l'acceptance finie du détecteur ; si l'un de deux quarks b provenant des désintégrations des paires $t\bar{t}$ est produit à des valeurs des pseudo-rapidity $|\eta| > 2.5$, le jet correspondant n'est pas reconstruit ; il suffit qu'un jet provenant de la radiation de l'état initial (*ISR, Initial State Radiation* dans la suite) soit reconstruit (ainsi que les deux leptons chargés) pour que l'événement soit sélectionné comme événement top.

La présence d'un jet issu de la radiation de l'état initial parmi les jets sélectionnés dégrade la précision de la mesure puisque l'information cinématique est alors en partie fausse. L'intégration sur l'énergie des jets limite l'impact de la différence en énergie entre le jet sélectionné et le jet b non reconstruit, mais la direction de l'objet partonique correspondant qui entre dans l'élément de matrice n'est pas correcte. Cela se traduit par un biais dans la mesure de la masse du top et une erreur plus grande.

D'autre part, comme anticipé dans le chapitre 3, les événements des canaux $t\bar{t} \rightarrow \tau\nu b$, $\tau\nu b$, $t\bar{t} \rightarrow \tau\nu b$, $e\nu b$ et $t\bar{t} \rightarrow \tau\nu b$, $\mu\nu b$, où les τ se désintègrent leptoniquement, sont inclus dans les événements du signal. La figure 6.11 montre la fonction de vraisemblance pour ces événements présents dans l'ensemble de données de la simulation officielle. La mesure de la masse du top donnée par cette fonction de vraisemblance est moins précise parce que la masse invariante du boson W est sous-estimée : le lepton chargé provenant du τ a une énergie plus petite à cause des neutrinos qui ne sont pas détectés. Cependant, l'impact de la différence en énergie entre le τ et le lepton provenant de sa désintégration (voir figure 3.5 (b)) sur la fonction de vraisemblance demeure limité. Les fonctions de vraisemblance pour les événements de ces canaux pour les autres ensembles de données peuvent être consultées dans l'annexe B.2.

Les histogrammes de la figure 6.12 contiennent les valeurs de masses mesurées pour des pseudo-expériences de 90 événements chacune, ainsi que la distribution des erreurs et des pulls. Aucune contrainte (outre celles imposées par la sélection des événements et illustrées dans le chapitre 3) sur le choix ou l'assignement des jets n'a été ajoutée. Pour le lot d'événements avec une masse du quark top de 170 GeV/c², la masse mesurée par l'ensemble des pseudo-expériences est toujours compatible avec la masse attendue, bien qu'elle soit un peu plus décalée que dans les cas précédents. L'augmentation de la valeur moyenne des erreurs témoigne d'une légère dégradation de la mesure de la masse du quark top pour les deux raisons mentionnées précédemment.

L'introduction des objets reconstruits (mais toujours ayant un parton associé) affecte la largeur des erreurs données par la fonction de vraisemblance mais n'a aucun impact sur la linéarité de la méthode. Le fait d'avoir des jets qui ne proviennent pas des quark b décale la mesure de la masse du quark top de manière différente selon la masse utilisée dans la génération (figure 6.13) et affecte, cette fois, la linéarité.

Pour des événements générés avec une masse du quark top basse (160 et 170 GeV/c²), la mesure de la masse est surestimée tandis que pour des événements générés avec une masse du

³Il faut rappeler que l'étiquetage de jets b n'est pas utilisé dans cette analyse pour les raisons évoquées dans le chapitre 3.

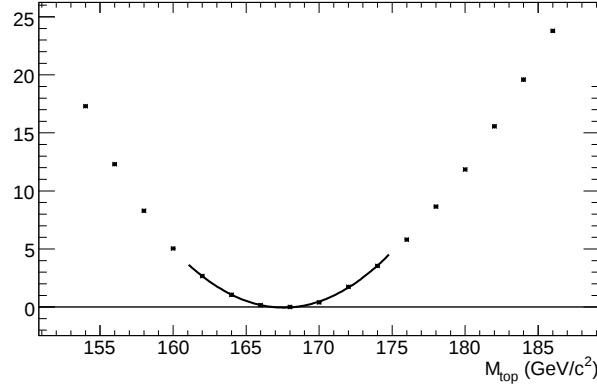


FIG. 6.11: Fonction de vraisemblance pour les événements des canaux $t\bar{t} \rightarrow \tau\nu b$, $\tau\nu b$, $t\bar{t} \rightarrow \tau\nu b$, $e\nu b$ et $t\bar{t} \rightarrow \tau\nu b$, $\mu\nu b$ pour une masse du top générée à $170 \text{ GeV}/c^2$. L'impact de la différence d'énergie entre le τ et le lepton provenant de sa désintégration reste limité.

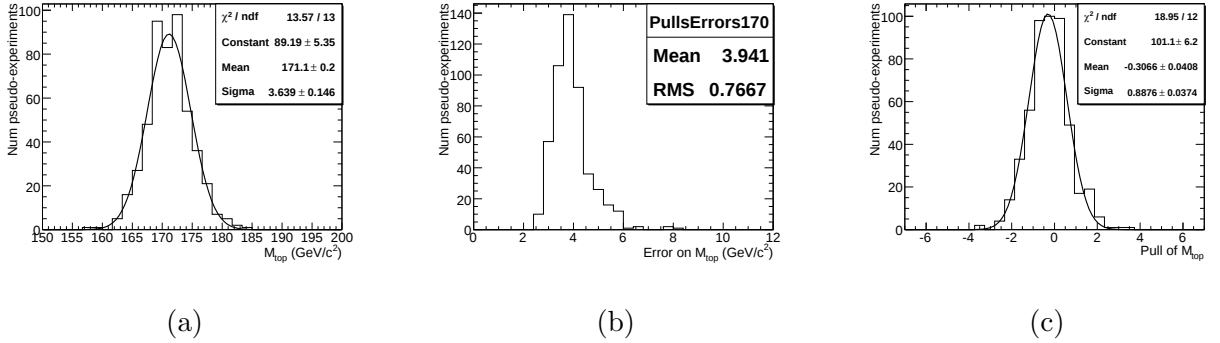


FIG. 6.12: (a) Valeurs de masse reconstruite pour des pseudo-expériences de 90 événements chacune, (b) erreurs et (c) distribution des pulls. Aucune contrainte sur la provenance des jets n'a été considérée. La présence des jets issus de ISR ou FSR dégrade la mesure en introduisant un biais d'environ $2 \text{ GeV}/c^2$ et la valeur moyenne des erreurs s'avère logiquement plus élevée.

top de $190 \text{ GeV}/c^2$, le résultat est décalé vers des valeurs plus petites.

L'origine de l'asymétrie de ce décalage vient des caractéristiques des jets d'ISR choisis par erreur comme des jets de b. Il a été observé que l'impulsion transverse des paires $t\bar{t}$ est constante dans les quatre masses utilisées (voir section 5.4). Puisque l'impulsion transverse de la paire est essentiellement due à la radiation de gluons dans l'état initial, l'intensité de l'ISR est indépendante de la masse du quark top à laquelle les événements ont été générés. Inversement, l'impulsion transverse et l'énergie des jets de b changent avec la masse du quark top : plus grande est sa masse, plus énergétiques sont les produits de désintégration. Le tableau 6.1 contient les valeurs moyennes des distributions en énergie de jets de b et des jets d'ISR qui ont été choisis par erreur comme des jets de b. Dans le deuxième cas, la valeur est presque constante tandis

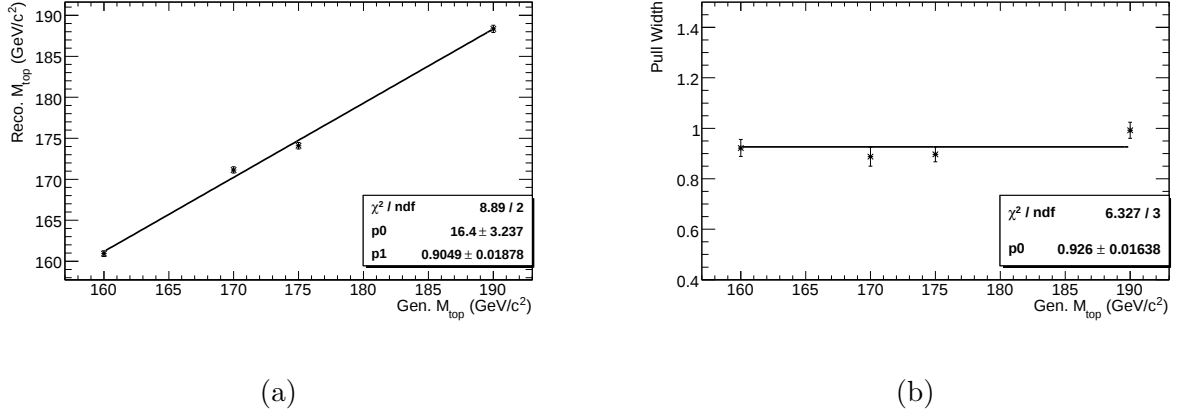


FIG. 6.13: (a) Valeurs des masses des quarks top mesurées en fonction des valeurs utilisées dans la génération des événements. (b) Valeurs des déviations standards des distributions des pulls. Aucune correspondance en direction entre les jets et les partons n'a été considéré. La linéarité de la méthode en est affectée.

qu'elle varie considérablement pour les jets de b. Pour les masses à 160 et 170 GeV/c^2 , la valeur moyenne en énergie des jets ISR est plus grande que celle des jets b, tandis que pour les masses à 175 et 190 GeV/c^2 la situation est inversée : cela explique le décalage asymétrique observé. Toutefois, l'ajustement de la figure 6.13 (a) donne la correction à apporter à la masse mesurée.

$M_{top}(\text{GeV}/c^2)$	$\bar{E}$ b jets (GeV)	$\bar{E}$ ISR (GeV)
160	108.9	112.4
170	117.2	120.2
175	120.2	114.2
190	126.8	117.2

TAB. 6.1: Valeurs moyennes des énergies des jets de b pour les quatre masses utilisées et valeurs moyennes des énergies des jets ISR entrant dans l'élément de matrice à la place des jets de b.

Bien sur, à cette étape où la linéarité est légèrement dégradée, il serait crucial d'avoir plus de lots d'événements à des masses différentes pour obtenir un ajustement plus précis.

Il est intéressant de voir comment, à chaque étape de validation de la méthode, l'erreur de la mesure et les distributions des pulls ont évolué. Le tableau 6.2 résume les valeurs des masses mesurées ainsi que les erreurs et les écarts standards des distributions de pulls. Une légère dégradation de la mesure, visible par l'augmentation de l'erreur moyenne, est présente lors du passage des partons aux jets reconstruits. Une autre dégradation apparaît quand la contrainte de correspondance entre jet et quark b n'est plus appliquée.

Leptons	b	Masse	Erreur	pull width
MC	MC	170.2	3.3	0.62
Reco	MC	169.1	3.2	0.63
Reco (Matching)	Reco	168.9	3.6	0.82
Reco	Reco	171.1	3.9	0.93

TAB. 6.2: Largeur des distributions pulls pour les différentes étapes de l'analyse. Cette valeur augmente avec la perte d'informations cinématiques du niveau partonique, en partie palliée par la connaissance de la résolution du détecteur.

6.4 Combinaison signal et bruit de fond

Dans le chapitre 4, la façon de combiner les densités de probabilité données par les éléments de matrice du signal et des bruits de fond a été introduite (équations 4.28 et 4.30). La probabilité qu'un événement donné soit un événement du signal ou du bruit de fond doit être pondérée par les respectives valeurs des sections efficaces observées.

Le nombre d'événements de signal attendu est

$$\lambda_s = \mathcal{L}\sigma_{t\bar{t}}(M_t) \cdot \epsilon_{t\bar{t}}(M_t) \quad (6.9)$$

où $\epsilon_{t\bar{t}}$ contient, comme indiqué par l'équation 4.30, l'efficacité de sélection et l'acceptance du détecteur, et $\mathcal{L}$ représente la luminosité intégrée totale. De même, le nombre d'événements du bruit de fond est

$$\lambda_b = \mathcal{L}\sigma_{bkg} \cdot \epsilon_{bkg} \quad (6.10)$$

Dans l'évaluation des fonctions de vraisemblance pour les différentes pseudo-expériences, le nombre d'événements du signal et du bruit de fond est distribué indépendamment selon des distributions de Poisson ayant comme paramètres les valeurs des équation 6.9 et 6.10. Bien sûr, le nombre d'événements du bruit de fond ne dépend pas du paramètre M_t , tandis que le rapport signal sur bruit de fond varie comme suit⁴ :

$$R = \frac{S}{B} = \lambda(M_{top})/\lambda_b \quad (6.11)$$

La composition des pseudo-expériences, pour une luminosité intégrée de 20 pb⁻¹ et une masse du quark top de 170 GeV/c², est montrée dans le tableau 6.3. Elle suit les rapports entre le signal et les différents bruits de fond qui ont été évalué dans le chapitre 3.

Puisque l'efficacité de sélection du signal augmente avec la masse du quark top, les pseudo-expériences faites avec une masse générée du quark top très grande sont plus riches en événements du signal et, par conséquent, sont moins affectées par la présence du bruit de fond.

La densité de probabilité pour chaque événement, lorsque les densités de probabilité du signal et bruit de fond sont combinées, dépend du rapport signal sur bruit et peut être écrite ainsi :

$$P(\mathbf{x}_i|M_t) = P_s(\mathbf{x}_i|M_t) \frac{\lambda_{t\bar{t}}(M_t)}{\lambda_{t\bar{t}}(M_t) + \lambda_b} + P_b(\mathbf{x}_i) \frac{\lambda_{t\bar{t}}(M_t)}{\lambda_{t\bar{t}}(M_t) + \lambda_b} \quad (6.12)$$

La fonction de vraisemblance est construite comme indiqué dans les équations 6.4 et 6.5.

⁴En fait, cela est vrai seulement pour les processus $Z \rightarrow \tau\tau$ +jets et WW ; pour ce qui concerne le canal $t\bar{t} \rightarrow \text{leptons} + \text{jets}$, le nombre d'événements augmente légèrement avec la masse du top.

Processus	No.
Signal	81.1
$Z \rightarrow \tau\tau$	3.7
WW	1.2
$t\bar{t} \rightarrow l + j$	3.24

TAB. 6.3: Composition attendue de l'échantillon d'événements utilisé pour une luminosité intégrée de 20 pb^{-1} . Le nombre attendu d'événements $t\bar{t}$ est calculé pour $M_t = 170 \text{ GeV}/c^2$.

A priori, il faudrait introduire une densité de probabilité pour chaque bruit de fond qui va former l'ensemble des événements passant la sélection. Cependant, l'idée est d'utiliser seulement la densité de probabilité du signal et celle du bruit de fond dominant et de montrer que le fait d'ajouter les autres bruits de fond ne modifie pas significativement la mesure. En effet, même si la probabilité des bruits de fond WW et $t\bar{t} \rightarrow \text{lepton} + \text{jets}$ n'a pas été spécifiquement construite, il suffit que la probabilité du bruit de fond $Z \rightarrow \tau\tau$, pour les événements WW et $t\bar{t} \rightarrow \text{lepton} + \text{jets}$, soit suffisamment discriminante par rapport au signal pour absorber les quelques événements du bruit de fond de plus.

6.4.1 Événements du signal et $Z \rightarrow \tau\tau$

La première étape de la mesure de la masse du quark top en utilisant des échantillons contenant à la fois du signal et du bruit de fond consiste à considérer uniquement le bruit de fond dominant.

Signal et bruit de fond $Z \rightarrow \tau\tau$ avec la densité de probabilité du signal

Comme premier test, les événements du bruit de fond dominant ont été ajoutés à ceux du signal, mais seule la densité de probabilité du signal est utilisée. Comme l'illustre les figures 6.14 et figure 6.15, la précision de la mesure en est légèrement affectée.

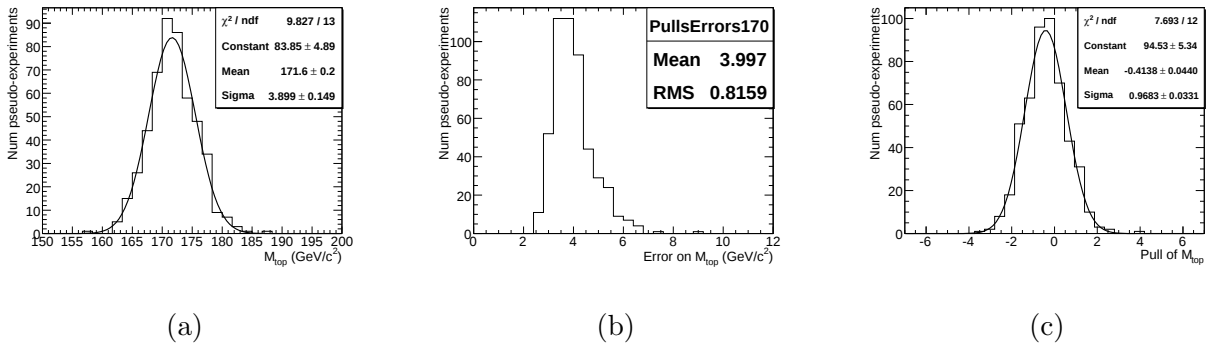


FIG. 6.14: (a) Valeurs de masse reconstruite pour des pseudo-expériences de 90 événements chacune, (b) erreurs et (c) distribution des pulls. Les fonctions de probabilité pour des événements du signal et du bruit de fond $Z \rightarrow \tau\tau + \text{jets}$ ont été construites en utilisant uniquement la densité de probabilité du signal.

Deux sont les raisons de ce changement :

- l'introduction d'événements qui ne sont pas décrits correctement par la densité de probabilité de la désintégration des paires $t\bar{t}$;
- le lot d'événements de signal ; dans le paragraphe suivant, la densité de probabilité du bruit de fond $Z \rightarrow \tau\tau + \text{jets}$ est ajoutée, comme cela est décrit dans l'équation 6.12 ; or, il s'avère que pour certains événements du signal le calcul de la probabilité du bruit de fond ne converge pas. Pour évaluer de manière correcte l'impact de l'introduction de la probabilité du bruit de fond, ces événements n'ont pas été considérés non plus dans ce paragraphe.

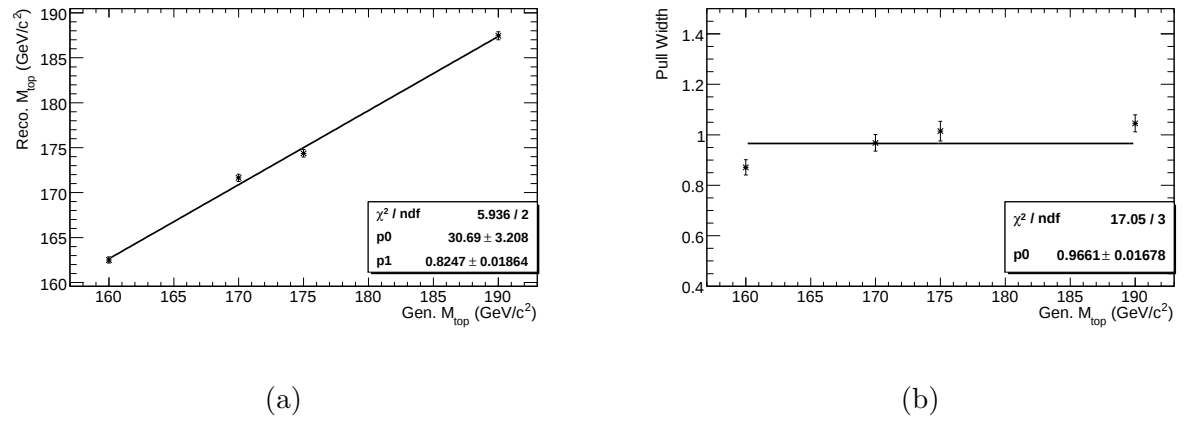


FIG. 6.15: (a) Valeurs des masses de quark top mesurées en fonction des valeurs utilisées dans la génération des événements. (b) Valeurs des déviations standards des distributions des pulls. La linéarité de la méthode ne change pas en ajoutant le bruit de fond principal. La largeur des pulls égale à 1 montre une évaluation correcte des erreurs du point de vue statistique.

Signal et bruit de fond $Z \rightarrow \tau\tau$ avec les densité de probabilité du signal et du bruit de fond

La description du processus du bruit de fond dominant est ajoutée au calcul de probabilité : le but est de donner une description plus complète et réaliste des événements qui passent les coupures de la sélection. Il faut noter que l'introduction d'un nouveau terme de densité de probabilité ne peut pas donner une réponse meilleure que celle donnée par la densité de probabilité du signal sur des événements du signal uniquement.

La figure 6.16 (a) montre la distribution des masses mesurées pour des pseudo-expériences dont les fonctions de vraisemblance ont été construites en prenant en compte les densités de probabilité du signal et du bruit de fond. Sur les figures 6.16 (b) et (c), la distribution des erreurs et des pulls sont illustrées. La mesure de la masse reste compatible avec la valeur montrée par la figure 6.14 ; de même, la largeur des pulls n'augmente pas.

Pour ce qui concerne la linéarité de la méthode, l'introduction d'une probabilité du bruit de fond ne dégrade pas la linéarité de la mesure de la masse (figure 6.17) ; l'ajustement linéaire reste compatible avec celui de la figure 6.15 (a) : la pente de l'ajustement linéaire passe de 0.824 ± 0.018 à 0.834 ± 0.019 . La largeur des pulls n'est pas affectée de manière évidente.

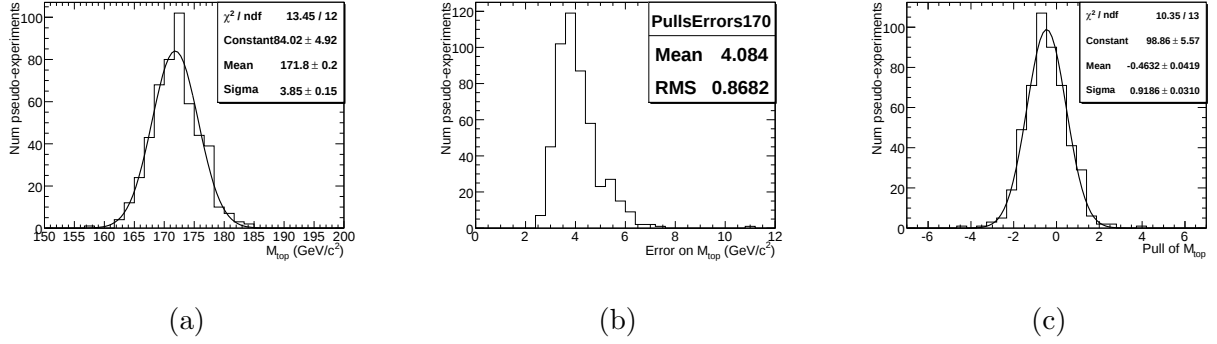


FIG. 6.16: (a) Valeurs de masse reconstruite, (b) erreurs et (c) distribution des pulls pour des pseudo-expériences de 90 événements chacune. La mesure de la masse acquiert un biais supplémentaire d'environ 1 GeV/c².

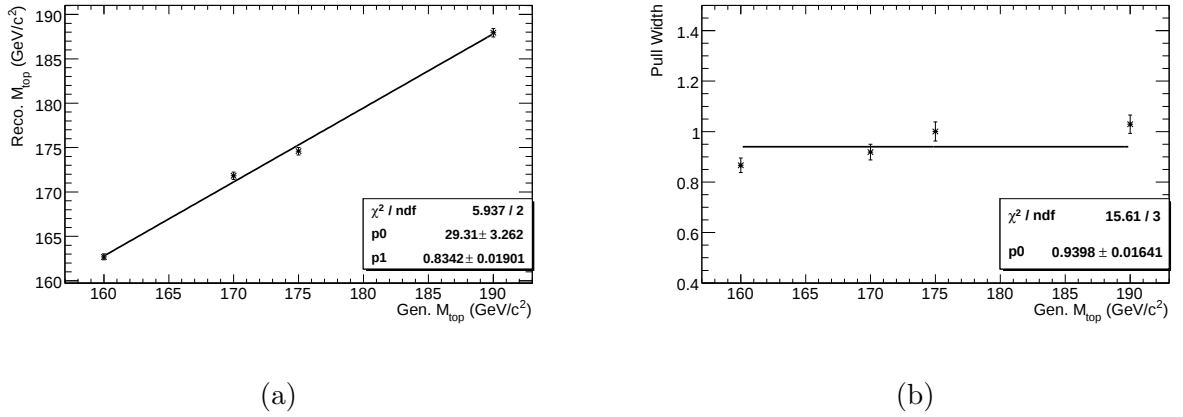


FIG. 6.17: (a) Valeurs des masses des quark top mesurées en fonction des valeurs utilisées dans la génération des événements. (b) Valeurs des déviations standards des distributions des pulls. Les fonctions de vraisemblance pour des événements du signal et du bruit de fond $Z \rightarrow \tau\tau$ +jets ont été construites en utilisant les densités de probabilité correspondantes.

6.4.2 Signal et l'ensemble des bruits de fond de physique

Dans la section précédente, seuls les événements du bruit de fond principal ont été considérés pour la composition des pseudo-expériences. Une mesure plus correcte de la masse du quark top doit prendre en compte tous les processus dont les événements peuvent passer les coupures de sélection.

Cependant, comme cela a été déjà mentionné au début de la section 6.4, seule la densité de probabilité du processus $Z \rightarrow \tau\tau$ +jets est utilisée pour la modélisation du bruit de fond. Il y a deux raisons principales pour cela :

- $Z \rightarrow \tau\tau$ +jets est le bruit de fond principal : une bonne évaluation de la densité de probabilité de ce processus peut être une bonne approximation pour la description du bruit de

fond global ;

- il n'est pas nécessaire d'avoir de densités de probabilité qui décrivent tous les bruits de fond ; il est important d'avoir des densités de probabilité qui puissent discriminer le bruit de fond du signal. Or, la densité de probabilité du processus $t\bar{t} \rightarrow \text{lepton} + \text{jets}$, à la différence de celle du processus $Z \rightarrow \tau\tau + \text{jets}$, dépend de la masse du quark top ; cela rendrait peu discriminante sa densité de probabilité.

L'introduction de tous les bruits de fond change le rapport signal sur bruits de fond de la manière indiquée dans le tableau 6.4. Comme montré par la figure 6.18, la valeur centrale de la distribution des masses mesurées, ainsi que les erreurs et la distribution des pulls, ne varient pas de manière significative. De plus, la linéarité de la mesure n'est pas influencée par la présence des autres bruits de fond (voir figure 6.19) ; cela confirme la justesse de l'approximation faite pour la description de la densité de probabilité des bruits de fond. La faible augmentation de la pente est due à la présence d'événements $t\bar{t}$ qui ont une dépendance en M_t .

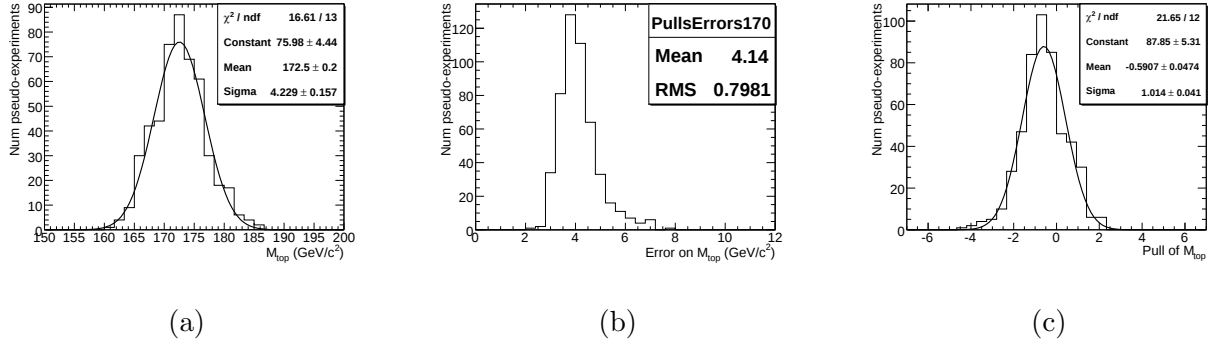


FIG. 6.18: (a) Valeurs de masse reconstruite (b) erreurs et (c) distribution des pulls pour des pseudo-expériences de 90 événements chacune. Tous les bruits de fond de physique sont inclus. La masse mesurée et l'erreur ne change pas par rapport à l'utilisation du seul processus de bruit de fond $Z \rightarrow \tau\tau + \text{jets}$.

Le tableau 6.4 liste les valeurs de masse mesurée, les erreurs et les largeurs des distributions des pulls à partir des pseudo-expériences ayant une correspondance en direction imposée entre les quarks et les jets jusqu'aux lots de données contenant les bruits de fond. La masse générée du quark top est de 170 GeV/c². Il est intéressant de voir que ce qui dégrade principalement la mesure et la linéarité de la méthode est le bruit de fond combinatoire, c'est-à-dire, la présence, dans les événements du signal, des jets provenant de la radiation de l'état initial ou final qui sont identifiés par erreur comme des jets de b. Cela confirme le potentiel de cette méthode de mesure avec une meilleure sélection du signal, ce qui sera détaillé dans la section 6.7

6.4.3 Évaluation de l'impact du bruit de fond QCD

Les événements QCD à plusieurs jets représentent également un bruit de fond pour la mesure des caractéristiques du quark top. Avec les outils de génération d'événements à disposition, ce bruit de fond présente une très grande incertitude et une simulation complète n'est pas disponible. L'impact de ce bruit de fond sera étudié directement sur les données et dépendra fortement du taux des jets qui seront à tort identifiés comme des électrons.

Une estimation grossière de ce bruit de fond, mais qui permet de mettre une limite supérieure sur son impact sur la mesure de la masse du quark top, consiste à prendre des événements $t\bar{t}$,

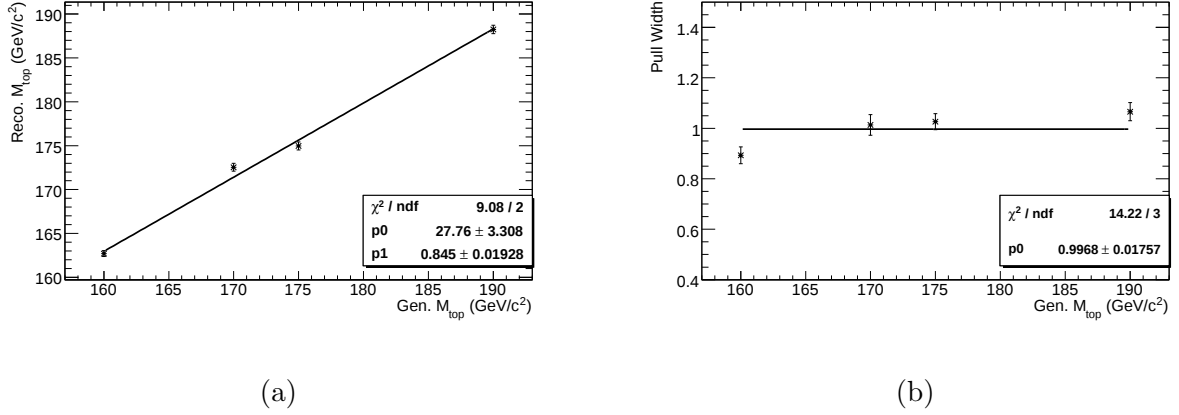


FIG. 6.19: (a) Valeurs des masses des quarks top mesurées en fonction des valeurs utilisées dans la génération des événements. (b) Valeurs des déviations standards des distributions des pulls.

Processus	Densité de probabilité	Masse (GeV/c^2)	Erreur (GeV)	pull width
Sig (corresp. jet/b)	$P_{t\bar{t}}(\mathbf{x} M_t)$	168.9	3.6	0.82
Sig	$P_{t\bar{t}}(\mathbf{x} M_t)$	171.1	3.9	0.93
Sig+ $Z \rightarrow \tau\tau$	$P_{t\bar{t}}(\mathbf{x} M_t)$	171.6	3.99	0.96
Sig+ $Z \rightarrow \tau\tau$	$P_{t\bar{t}}(\mathbf{x} M_t) + P_{Z \rightarrow \tau\tau}(\mathbf{x})$	171.8	4.08	0.94
Sig+All Bkg	$P_{t\bar{t}}(\mathbf{x} M_t) + P_{Z \rightarrow \tau\tau}(\mathbf{x})$	172.5	4.14	1.01

TAB. 6.4: Valeurs des masses mesurées, erreurs et largeurs des distributions des pulls avec les différents bruits de fond pour une masse du quark top générée de $170 \text{ GeV}/c^2$.

riches en jets, et appliquer une des deux stratégies suivantes :

- considérer les événements provenant de la désintégration complètement hadronique de la paire $t\bar{t}$ et ayant trois ou quatre jets reconstruits; l'électron comme le muon viennent d'une mauvaise identification des jets; le nombre d'événements qui passent les coupures cinématiques concernant les jets est multiplié par le taux de faux électrons et de faux muons, qui sont de l'ordre de 10^{-5} [45].
- considérer les événements $t\bar{t} \rightarrow \text{lepton} + \text{jets}$. Le nombre d'événements qui passent les coupures sur les jets plus celle sur un seul muon est multiplié par le taux de faux électron; doubler le nombre d'événements $t\bar{t} \rightarrow \text{leptons} + \text{jets}$ dans chaque pseudo-expérience donne une idée de l'impact que le bruit de fond QCD peut avoir sur la mesure.

La stratégie adoptée pour cette analyse est la seconde. La figure 6.20 montre les trois distributions des masses mesurées, des erreurs et des pulls pour des pseudo-expériences ayant un nombre d'événements $t\bar{t} \rightarrow \text{lepton} + \text{jets}$ deux fois plus grand que celui qu'on obtient avec la sélection des événements.

Les valeurs de ces distributions sont les mêmes que celles obtenues dans la section précédente; cela confirme l'impact très limité du bruit de fond QCD sur la mesure de la masse du quark top dans le canal en dileptons.

La figure 6.21 montre la linéarité de la mesure de la masse et de la valeur de l'écart standard des distributions des pulls. La présence du bruit de fond QCD évalué ici n'affecte pas significativement ni la linéarité, ni la stabilité de la méthode d'analyse.

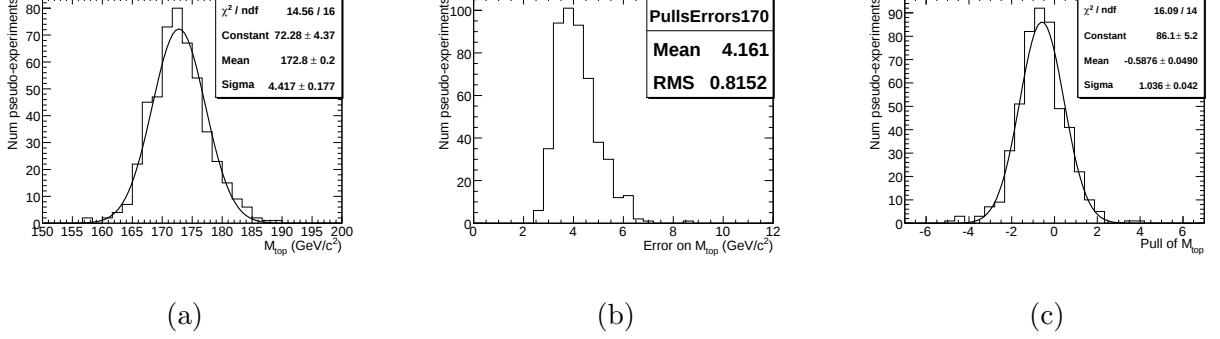


FIG. 6.20: Distributions des (a) masses mesurées, (b) des erreurs et (c) des pulls pour des pseudo-expérience de 90 événements ayant un nombre d'événements $t\bar{t} \rightarrow \text{lepton} + \text{jets}$ deux fois plus grand que celui donné par la sélection des événements. Cette méthode permet d'estimer une limite supérieure au bruit de fond QCD, qui d'ailleurs n'a pas d'impact significatif sur les distributions.

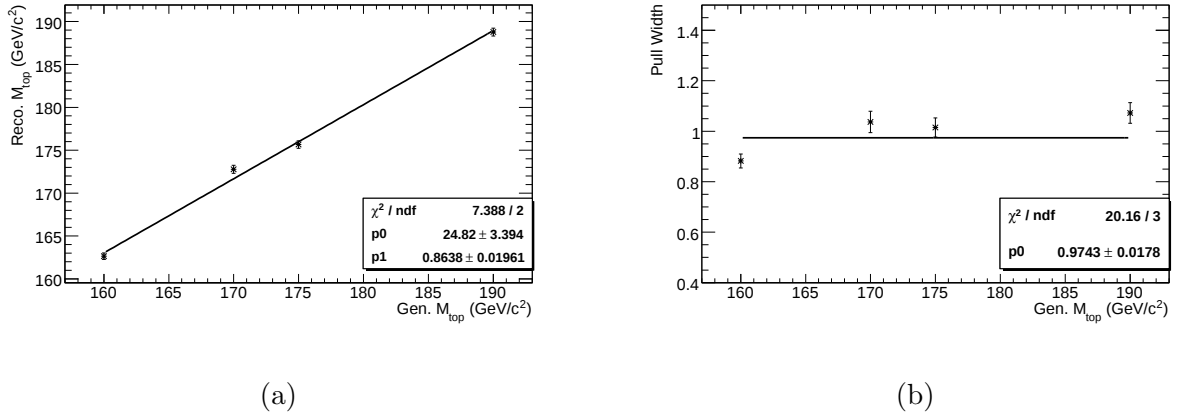


FIG. 6.21: (a) Valeurs des masses des quarks top mesurées en fonction des valeurs utilisées dans la génération des événements. (b) Valeurs des déviations standards des distributions des pulls. L'estimation faite pour le bruit de fond QCD n'affecte pas la linéarité de la méthode de mesure.

En général, la présence de deux leptons à grand p_T rend l'impact du bruit de fond QCD moins important sur le canal en dileptons que sur le canal lepton plus jets, par exemple, puisque le taux de faux leptons est à considérer deux fois.

6.5 Les erreurs systématiques

Cette étude de la faisabilité de la mesure de la masse du quark top est faite en utilisant des événements simulés ; des biais significatifs peuvent venir soit de la mauvaise description des données qui seront observées, par les événements simulés utilisés, soit de la méthode d'extraction de la masse choisie.

Pour estimer l'impact de ces erreurs systématiques, des pseudo-expériences ont été réalisées avec des événements dont certaines caractéristiques ont été modifiées. La valeur centrale de la distribution des masses mesurées pour chaque pseudo-expérience donne une évaluation du décalage que la modification de certains paramètres peut provoquer.

Dans cette section les impacts des caractéristiques suivantes sont évalués :

- les modélisations de la radiation de l'état initial et final ;
- la paramétrisation des fonctions de densité partonique utilisées dans le calcul de la densité de probabilité ;
- l'échelle d'énergie des jets.

Quand l'erreur systématique, évaluée grâce à la méthode décrite précédemment, est inférieure à l'erreur statistique sur la valeur centrale de la distribution des masses, la valeur de l'erreur statistique est prise comme valeur de l'erreur systématique.

6.5.1 Impact de la radiation de l'état initial et final (*ISR* et *FSR*)

Comme cela a été mis en évidence dans la section précédente, la présence de la radiation de l'état final et initial est ce qui dégrade principalement la mesure : un jet issu de cette radiation peut être à tort identifié comme un des jets issus des quarks b , vu que dans cette analyse aucun algorithme d'étiquetage des jets de b n'est utilisé.

Le LHC sera le premier collisionneur à atteindre des énergies si élevées : même des événements qui comportent la production des particules très massives, comme les paires $t\bar{t}$, sont produits avec une impulsion transverse globale très grande. En comparaison, au Tevatron, les paires $t\bar{t}$ sont produites avec une impulsion transverse bien inférieure [76]. La simulation utilisée, en n'étant pas encore ajustée sur des données réelles⁵, peut ne pas décrire correctement la radiation de l'état initial et final pour des collisions à l'échelle d'énergie du LHC.

Pour évaluer l'impact d'une éventuelle mauvaise modélisation de cette radiation, trois jeux de données, produits par le générateur AcerMC [85], ont été considérés. Leur différence demeure dans la valeur de λ_{QCD} utilisée, qui, comme cela a été vu dans le chapitre 1, est responsable de la valeur de la constante de couplage α_s et donc de l'intensité de la radiation produite. Les trois lots de données ont les caractéristiques suivantes :

- un lot de données avec des valeurs standard de λ_{QCD} ;
- un lot de données avec λ_{QCD}^{ISR} deux fois plus grande que la valeur standard (λ_{QCD}^{DEF}) et λ_{QCD}^{FSR} deux fois plus petites ;
- un lot de données avec λ_{QCD}^{FSR} deux fois plus grande que la valeur standard (λ_{QCD}^{DEF}) et λ_{QCD}^{ISR} deux fois plus petites.

Dans les trois lots de données le quark top est généré à une masse de 175 GeV/ c^2 .

Des valeurs différentes de λ_{QCD} ont un impact sur la multiplicité des jets issus de la radiation de l'état initial et final ; cela change la probabilité qu'un de ces jets soit identifié comme un jet de b . La figure 6.22 (a) montre le nombre de jets par événements qui passe la sélection décrite dans le chapitre 3 pour les trois lots de données. Les événements générés avec une grande valeur

⁵ L'impact de la radiation de l'état initial sera étudié sur des processus $Z \rightarrow l\bar{l}$ puisqu'ils n'ont pas de radiation dans l'état final.

de λ_{QCD} pour les ISR sont en moyenne plus riches en jets que les autres. Cependant, dans cette analyse, seuls les événements ayant deux ou trois jets sont utilisés; dans ce cas, la différence avec le lot de données produit avec une valeur standard de λ_{QCD} pour les ISR est minimale. Elle devient plus évidente quand la comparaison est faite avec les événements générés avec une valeur deux fois plus petite.

De même, l'efficacité d'identification des jets de b change selon la valeur de λ_{QCD} utilisée : la figure 6.22 (b) montre l'efficacité d'identification des jets de b pour les trois lots de données considérés. La valeur 1 signifie que les deux jets de b ont été correctement sélectionnés, tandis que pour les événements de la colonne à zéro un des deux jets provient de la radiation de l'état final ou initial. Pour les événements ayant une petite valeur de λ_{QCD} pour les ISR, l'efficacité d'identification des jets est plus élevée, grâce notamment au nombre inférieur de jets par événements.

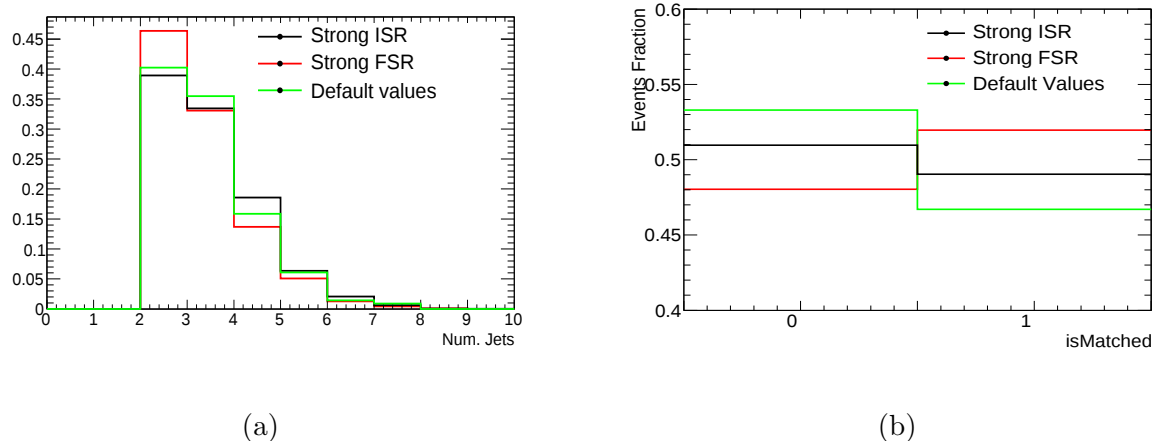


FIG. 6.22: (a) Nombre de jets par événements; en vert les événements avec des valeurs standard de λ_{QCD} , en noir ceux avec une valeur deux fois plus grande pour les ISR et en rouge ceux avec une valeur deux fois plus grande pour les FSR. La radiation de l'état initial est celle qui contribue principalement au nombre des jets par événement. (b) Pourcentage des événements ayant les deux jets de b sélectionnés correctement.

L'efficacité d'identification est plus basse que dans le cas des événements produits par le générateur MC@NLO, qui ont été utilisés le long de cette analyse (voir figure 3.9 (b)). La différence multiplicité de jets dans les événements produits par le générateur AcerMC en est la raison. La figure 6.23 montre la multiplicité des jets pour le deux générateurs; pour AcerMC le lot de données avec les valeurs standards de λ_{QCD} a été utilisé. AcerMC produit un pourcentage moins grand d'événements ayant seulement deux jets qui passent la sélection du chapitre 3 et, par conséquent, un pourcentage plus élevé d'événements avec trois jets. Dans le chapitre 3, section 3.2.1, il a été montré que l'efficacité d'identification des jets de b est significativement plus élevée pour les événements n'ayant que deux jets. Cela explique l'efficacité plus basse de sélection dans ce cas.

Puisque la multiplicité des jets est fortement corrélée à l'impulsion transverse de la paire $t\bar{t}$, comme montré dans la figure 5.7, l'impulsion transverse pour les lots de données AcerMC utilisés est différente. La figure 6.24 (a) montre que les événements produits avec une plus forte

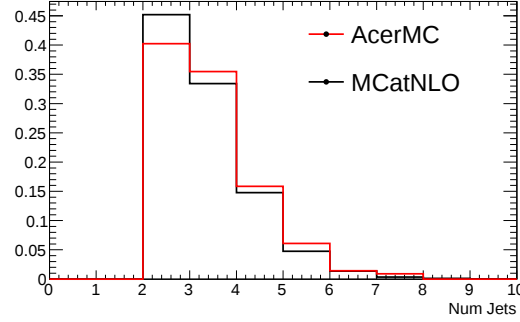


FIG. 6.23: Nombre de jets par événement pour des événements produits par le générateur MC@NLO (en noir) et par le générateur AcerMC (en rouge).

constante de couplage pour l'ISR ont, en moyenne, une impulsion transverse plus élevée que ceux produits avec une faible constante de couplage pour l'ISR. Cela a trois conséquences notables :

- une paire $t\bar{t}$ ayant une grande impulsion transverse a, en moyenne, des jets de plus grand p_T (voir figure 6.24 (b)). Cette différence en impulsion transverse (et donc en énergie) a un impact dans l'évaluation de l'élément de matrice ;
- les distributions des impulsions transverses des paires $t\bar{t}$ ont été utilisées pour paramétrer les fonctions de transfert du en p_x et p_y du système $t\bar{t}$; une mauvaise paramétrisation de ces fonctions peut dégrader la précision de l'évaluation de la densité de probabilité et, par conséquent, de la masse ;
- la présence de radiation de l'état final enlève de l'énergie aux jets de b ; la masse du quark top mesurée sera plus basse dans ce cas.

Pour mesurer l'impact des différentes valeurs de λ_{QCD} utilisées et, indirectement, par la différente efficacité d'identification des jets de b, des pseudo-expériences de 90 événements ont été réalisées. Les trois histogrammes de la figure 6.25 donnent les distributions de la masse mesurée pour chaque pseudo-expérience, pour les trois lots de données considérés. Alors que la différence entre le lot ayant des valeurs standards de λ_{QCD} (figure 6.25 (a)) et celui ayant une grande valeur de λ_{QCD} pour l'ISR (figure 6.25 (b)) est de l'ordre de 1 GeV/c², la masse mesurée pour les événements produits avec une grande valeur de λ_{QCD} diffère d'environ 4 GeV/c² (figure 6.25 (c)).

Pour décorréliser l'impact des différentes valeurs d'impulsion transverse de la paire $t\bar{t}$ de la mauvaise identification des jets de b, les mêmes distributions que celles de la figure 6.25 ont été faites, avec la contrainte que les jets sélectionnés proviennent des quarks b. Ces distributions sont présentées sur la figure 6.26 ; les trois distributions sont décalées par rapport à la figure précédente. Par rapport aux observations faites précédemment, la valeur de masse mesurée avec des événements ayant une grande valeur de λ_{QCD} pour l'FSR est inférieure aux autres ; au même temps, les événements ayant une grande valeur de λ_{QCD} pour l'ISR donnent une masse mesurée du quark top plus élevée.

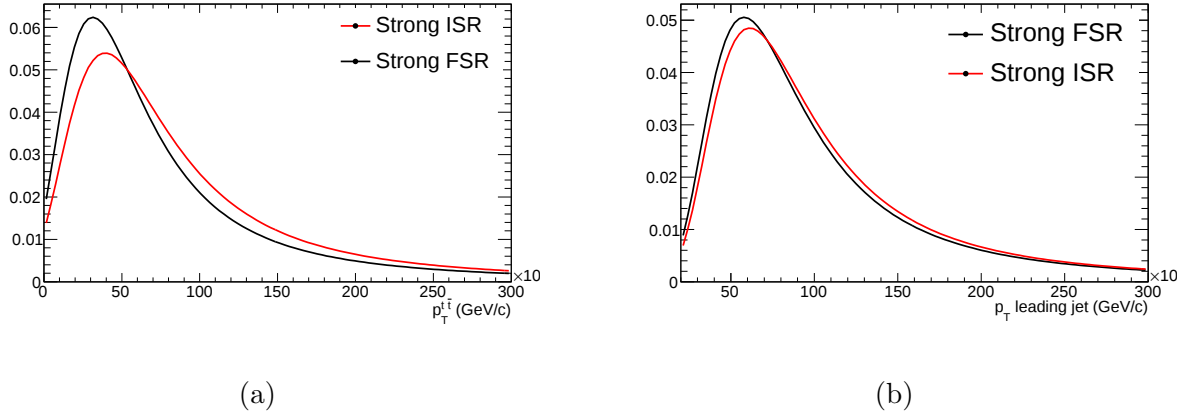


FIG. 6.24: (a) Impulsion transverse de la paire $t\bar{t}$. Les paires produites avec une grande valeur de λ_{QCD} pour l'ISR ont une impulsion transverse plus élevée que les autres. (b) Distribution de l'impulsion transverse du jet à plus grand p_T de chaque événement pour des événements à fort λ_{QCD} pour l'ISR en rouge et à fort λ_{QCD} pour l'FSR en noir. Une impulsion transverse de la paire $t\bar{t}$ plus élevée se traduit directement en une plus grande impulsion transverse des jets utilisés dans le calcul de la fonction de vraisemblance.

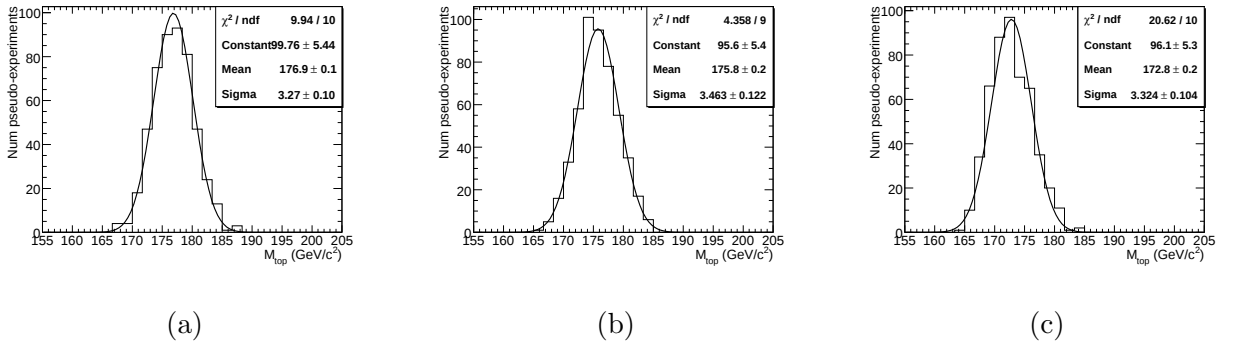


FIG. 6.25: Valeurs des masses mesurées pour des pseudo-expériences de 90 événements chacune avec (a) de valeurs standards de λ_{QCD} , (b) des grandes valeurs de λ_{QCD} pour les ISR et petites pour les FSR et (c) vice-versa.

6.5.2 Impact des fonctions de densité partonique (PDF)

Au LHC, 90% des paires $t\bar{t}$ seront produites par la fusion de deux gluons dans l'état initial. Cela implique que les fonctions de densité partonique qui entrent en jeu dans le processus de production sont celles des gluons. Comme cela a été montré dans le chapitre 1, elles ont une incertitude assez limitée (et constante) pour des énergies qui vont jusqu'au seuil de production de paires $t\bar{t}$. Cependant, au LHC les paires $t\bar{t}$ peuvent être produites avec une grande impulsion transverse, vu la valeur de l'énergie dans le centre de masse à laquelle auront lieu les collisions. A cette échelle d'énergie les PDF des gluons commencent à avoir une incertitude plus grande (voir

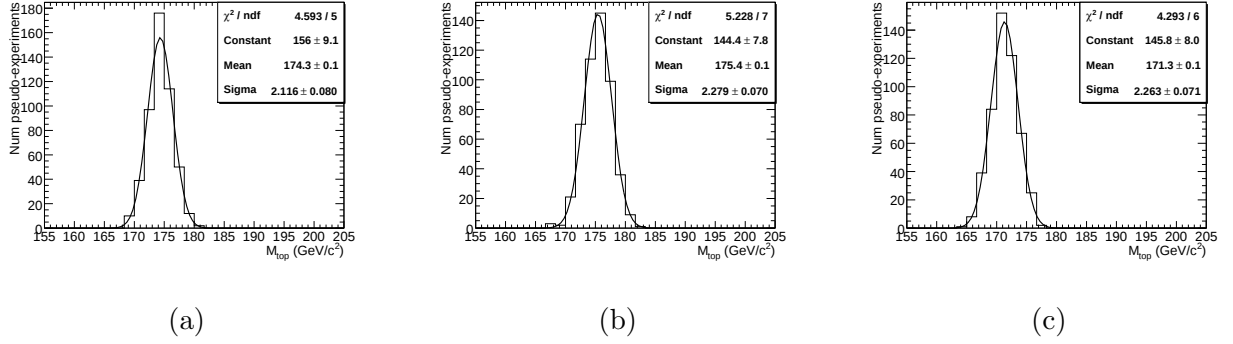


FIG. 6.26: Valeurs des masses mesurées pour des pseudo-expériences de 90 événements chacune avec (a) de valeurs standard de λ_{QCD} , (b) des grandes valeurs de λ_{QCD} pour l'ISR et petites pour l'FSR et (c) vice-versa.

figure 1.5 (b)). Un meilleur ajustement des paramètres utilisés dans l'évaluation des PDF sera possible seulement grâce aux données produites dans les collisions au LHC. A priori, donc, au démarrage de la machine, l'incertitude sur les fonctions de distribution partonique peut donner un biais non négligeable à la mesure de la masse du quark top puisque cette paramétrisation est utilisée dans le calcul de la densité de probabilité. En réalité, comme cela a été montré dans le chapitre 1, la mauvaise connaissance des PDF des gluons aura un plus grand impact sur la mesure de la section efficace du processus $t\bar{t}$ que sur celle de la masse du quark top.

N'ayant pas d'événements $t\bar{t}$ de la simulation officielle d'ATLAS produits avec des PDF différentes⁶, une évaluation complète de l'influence de PDF sur la mesure de la masse du quark top n'est pas faisable. Ce qui peut être facilement évalué est l'impact de PDF sur la méthode d'analyse. Cela est fait en remplaçant, dans l'équation 6.27, les PDF à l'ordre supérieure par des PDF ajustées au premier ordre.

La figure 6.27 (a) montre les masses mesurées pour des pseudo-expériences de 90 événements dont la section efficace différentielle et la section efficace globale ont été calculées avec des fonctions de densité partonique au premier ordre. Il est possible de voir que la différence obtenue par rapport à la distribution de la figure 6.12 est de l'ordre de 1 GeV/c².

6.5.3 Impact de l'énergie d'échelle des jets

La méthode des éléments de matrice exploite au maximum les informations cinématiques des produits de désintégration du quark top. Une bonne mesure de leurs impulsions est donc fondamentale pour obtenir une mesure correcte de la masse du quark top.

Les jets, à la différence des leptons chargés, ont une énergie qui n'est pas mesurée avec une très grande précision. La paramétrisation de la résolution du détecteur prend en compte cet aspect. Cependant, comme cela a été illustré dans le chapitre 1 et dans le chapitre 2, plusieurs phénomènes peuvent fausser la mesure de l'énergie de jets : le *pile-up* et les événements sous-jacent, par exemple, peuvent introduire des biais qui ne sont pas pris en compte par les fonctions de transfert.

Pour quantifier l'impact de l'échelle d'énergie des jets sur la mesure de la masse du quark top, un facteur d'échelle a été appliqué à l'énergie de tous les jets sélectionnés. Des pseudo-

⁶Les PDF utilisées sont celles de la collaboration CTEQ [75] évaluées à l'ordre supérieur : CTEQ6_M. (voir chapitres 1 et 4)

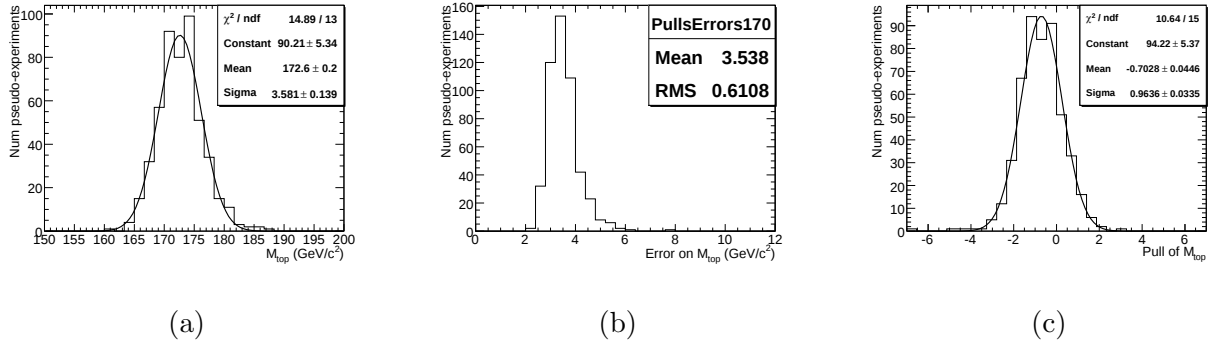


FIG. 6.27: Distributions des valeurs des (a) masses mesurées, (b) erreurs et (c) pulls pour des événements $t\bar{t}$ dont la section efficace différentielle ainsi que la section efficace de normalisation ont été calculées avec des PDF au premier ordre.

expériences ayant le même nombre d'événements ont été effectuées pour 5 différentes valeurs de ce facteur. La figure 6.28 montre la valeur centrale de la distribution des masses mesurées dans chaque pseudo-expérience en fonction de la valeur du facteur d'échelle appliquée aux jets.

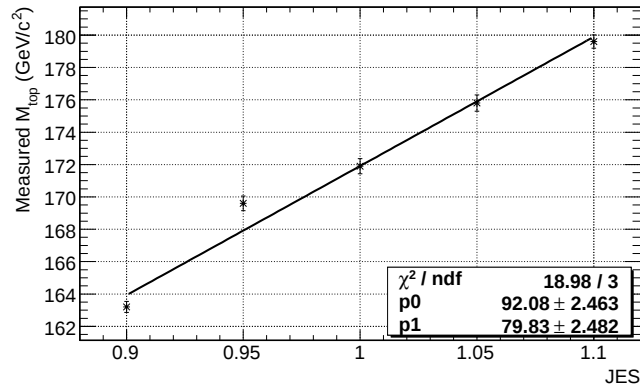


FIG. 6.28: Valeurs centrales de distributions de masses mesurées en fonction de différentes valeurs de l'échelle d'énergie des jets. La masse du quark top a été générée à $170 \text{ GeV}/c^2$.

La linéarité de l'ajustement de cette figure permet d'exprimer le décalage subi par la masse mesurée du quark top en fonction du pourcentage de ce facteur d'échelle. Cette valeur est d'environ $0.8 \text{ GeV}/c^2\%$; une valeur du facteur d'échelle d'énergie de jets égale à 5% entraîne une erreur systématique sur la masse du quark top de l'ordre de $\pm 2 \text{ GeV}/c^2$.

Dans le chapitre 5, une différence d'environ 1.5 GeV a été mise en évidence entre la valeur moyenne des énergies des jets reconstruits et celle des énergies des partons dégradées selon la paramétrisation de la fonction de transfert. La figure 6.29 montre les distributions de l'énergie du jet de plus grande impulsion transverse pour différentes valeurs du facteur d'échelle : un facteur

d'échelle d'énergie de jets qui diffèrent de 5% implique une différence de presque 4 GeV pour la valeur moyenne de la distribution. L'impact de la paramétrisation de la fonction de transfert sur l'erreur systématique est trois fois plus petit : cela correspond à celui donné par un facteur d'échelle d'énergie des jets égal à 1.5% ; cette valeur ne sera pas atteinte dans l'immédiat, donc l'influence de la paramétrisation de la fonction de transfert ne sera pas une erreur systématique importante au démarrage du LHC.

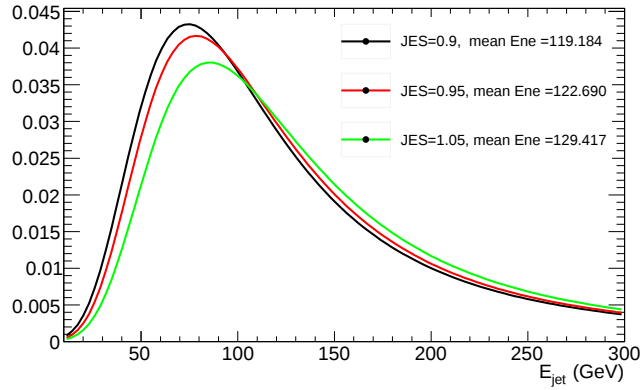


FIG. 6.29: Spectre de l'impulsion transverse du jet à plus grand p_T pour trois différentes valeurs du facteur d'échelle d'énergie des jets. La différence des valeurs moyennes est beaucoup plus grande que la différence entraînée par la paramétrisation de la fonction de transfert (voir tableau 5.4).

6.5.4 Résumé

Dans cette section, trois sources principales d'erreur systématique ont été étudiées : la modélisation des radiations de l'état initial et final, l'impact des fonctions de densité partonique et l'échelle d'énergie des jets. L'hypothèse que ces trois sources sont indépendantes a été faite pour obtenir l'erreur systématique totale. L'erreur introduite par la paramétrisation de la fonction de transfert a été déduite de l'impact qu'un facteur d'échelle d'énergie des jets a sur l'impulsion transverse des jets.

Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau 6.5. La valeur totale de l'erreur systématique va dépendre de la précision sur l'échelle d'énergie des jets qui sera atteinte dans ATLAS. Pour une incertitude sur l'échelle d'énergie de jets de 5%, l'erreur systématique sur la mesure de la masse du quark top sera de 3.1 GeV/c² ; c'est l'exemple qui a été choisi dans le tableau 6.5 pour l'évaluation de l'erreur systématique totale.

Une autre source d'erreur systématique a été évaluée : lors du démarrage de l'accélérateur, les sections efficaces globales du signal et du bruit de fond peuvent avoir une grande incertitude. La section efficace du canal $t\bar{t}$ en dileptons a une incertitude d'environ 15% pour une luminosité intégrée de 10 pb⁻¹ ; cette incertitude devient 5% pour une luminosité intégrée de 100 pb⁻¹ [45]. L'incertitude sur la section efficace mesurée a un impact sur la fraction d'événements du signal

présents dans chaque pseudo-expérience (voir équation 6.12). Une limite supérieure a été mise en faisant varier de 15% vers le bas la section efficace du signal contre 15% vers le haut pour la section efficace du bruit de fond principal. Les valeurs centrales des distributions des masses diffèrent de $0.2 \text{ GeV}/c^2$; l'erreur systématique introduite est donc négligeable.

Source	Valeur
modélisation ISR-FSR	$2 \text{ GeV}/c^2$
JES	$0.8 \text{ GeV}/c^2/\%$
PDF	$\simeq 1 \text{ GeV}/c^2$
TF paramétrisation	$\simeq 1 \text{ GeV}/c^2$
Mesure section efficace	$\simeq 0.1 \text{ GeV}/c^2$
Total (JES 5%)	$3.3 \text{ GeV}/c^2$

TAB. 6.5: Résumé des différentes source de l'erreur systématique sur la mesure de la masse du quark top.

6.6 Etalonnage de la mesure de la masse

Dans la section 6.4.2, la mesure de la masse du quark top, avec des événements du signal et des différents bruits de fond, a été paramétrée en fonction de la masse du quark top générée dans la simulation. La figure 6.19 (a) montre que la masse mesurée ne correspond pas exactement à la masse générée; de plus, l'ajustement linéaire a une pente différente de 1. Lorsque la mesure brute est effectuée, il faut prendre en compte la calibration de la figure 6.19 (a) qui apporte un facteur correctif nécessaire pour avoir la mesure réelle. Cela est fait en utilisant la correction linéaire suivante :

$$M_{\text{top}}^{\text{corr.}} = 170.0 \text{ GeV}/c^2 + (M_{\text{top}}^{\text{meas.}} - M_0)/s \quad (6.13)$$

où $M_0 = 172.5 \pm 0.2 \text{ GeV}/c^2$ est la masse mesurée pour les événements produits avec une masse du quark top de $170 \text{ GeV}/c^2$ et $s = 0.845$ est la pente de l'ajustement linéaire.

De plus, comme il est possible de le voir sur les figures dans l'annexe B, la largeur de l'erreur statistique dépend de la masse du quark top. Il faut alors paramétrer cette erreur en fonction de la masse; l'ajustement linéaire des erreurs moyennes pour les quatre masses générées donne les valeurs suivantes :

$$E_{\text{stat}} = 0.75 \text{ GeV}/c^2 + 0.02 \cdot M_{\text{top}}^{\text{corr.}} \quad (6.14)$$

Etant donné que les largeurs des distributions des pulls sont compatibles avec 1, les erreurs ne doivent pas être multiplié par un facteur correctif. En résumé, pour une masse générée de $175 \text{ GeV}/c^2$ et mesurée brutalement de $178.1 \text{ GeV}/c^2$, la masse corrigée devient

$$176.7 \text{ GeV}/c^2 \pm 4.2 \text{ GeV}/c^2(\text{stat.}) \pm 3.3 \text{ GeV}/c^2(\text{syst.}) \quad (6.15)$$

Ce résultat correspond à une luminosité intégrée de 20 pb^{-1} , qui équivaut à une mesure faite sur environ 90 événements, et à une incertitude sur l'échelle en énergie de jets égale à 5%.

6.7 Amélioration de la mesure de la masse du quark top

L'analyse développée dans ce chapitre permet une mesure de la masse du quark top dans le canal en dileptons. Pour réaliser cette analyse, un certain nombre de choix a été fait : une

luminosité de 20 pb^{-1} , ne pas utiliser d’algorithmes de sélection de jets de b, pour se placer dans des conditions proches du démarrage. Toutefois il est clair que plusieurs aspects peuvent être améliorés, notamment dans les hypothèses d’analyse à plus long terme, au delà du démarrage du LHC.

Dans la section 6.2.2, il a été montré que la méthode d’analyse utilisée est linéaire et statistiquement correcte si les jets sélectionnés sont issus des quarks b. De plus, aucun décalage significatif par rapport aux valeurs de masses générées n’est alors mesuré. Dans ce cas, la méthode exploite au maximum toutes les informations cinématiques des objets de l’état final permettant une bonne mesure de la masse du quark top même avec peu d’événements.

Cependant, quand cette contrainte sur les jets n’est plus considérée, la présence de jets issus de la radiation de l’état initial ou final introduit un biais non constant dans la mesure de la masse.

Dans la suite, deux stratégies d’amélioration de la mesure de la masse du quark top sont présentées. Il serait nécessaire, dans les deux cas, de disposer d’autres valeurs de masses générées pour un ajustement linéaire plus précis, ainsi que d’une statistique plus grande pour permettre des études à une luminosité intégrée plus élevée, correspondant mieux aux scénarii exposés ci-dessous.

Etiquetage des jets de b

La solution la plus naturelle serait celle d’utiliser les algorithmes d’étiquetage des jets de b, vu que la radiation de l’état initial est principalement due aux gluons et aux quarks légers. Comme cela a déjà été introduit dans le chapitre 3, l’utilisation d’un algorithme d’étiquetage des jets de b lors du démarrage présente deux points faibles :

- il réduit énormément la statistique ; si un seul jet est étiqueté, les efficacités de sélection et d’identification sont égales à celle qu’on obtient en considérant uniquement les événements ayant deux jets. Si les deux jets sont étiquetés, il est impossible de faire une étude à basse luminosité intégrée, faute d’événements ;
- les algorithmes d’étiquetage des jets de b sont souvent réglés sur des événements $t\bar{t}$; lors du démarrage, cela peut introduire des biais systématique dans la mesure.

L’utilisation de ces algorithmes sera donc envisageable seulement pour des études à long terme, avec une luminosité intégrée plus élevée. D’autre part, elle ajoute une erreur systématique potentielle à la mesure qu’il faudra évaluer.

Analyse multivariée

L’amélioration de la pureté des événements utilisés peut également se faire avec des coupures sur certaines quantités cinématiques discriminantes. Les variables suivantes ont été étudiées :

- pseudo-rapacité des jets ; la distribution des pseudo-rapidités des jets issus de la radiation de l’état initial (figure 6.30 (a) en rouge) est beaucoup plus plate que celle des pseudo-rapidités des jets provenant des quarks b (figure 6.30 (a) en noir) ;
- l’impulsion transverse du jet ayant le plus grand p_T a, en moyenne, une valeur plus grande si le jet provient d’un quark b (figure 6.30 (b) en noir) que s’il est issu de l’ISR (en rouge).
- la masse invariante du jet et du lepton associé a un spectre plus piqué dans le cas des jets de b (figure 6.31 (a) en noir) que pour les jets dus à l’ISR⁷ (en rouge) ;

⁷ Dans le cas de l’ISR, parler de lepton associé n’est pas correct. Puisque la fraction d’événements pour lesquels aucun de deux jets sélectionnés ne vient d’un quark b est négligeable, l’association a d’abord été faite pour le jet de b et ensuite la masse invariante pour les deux particules restantes a été calculée

- la distance en $\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$ entre le deux jets (figure 6.31 (b)).

De nombreux tests ont été faits pour améliorer la pureté du lot d'événements en coupant sur ces variables. Cependant, pour atteindre des résultats satisfaisants, la statistique devenait insuffisante.

Une solution peut être une analyse multivariée qui favorise le processus d'optimisation des coupures sur les variables discriminantes, en utilisant un ensemble de règles pour séparer les événements du signal de ceux du bruit de fond. Les techniques d'analyses multivariées le plus prometteuses sont les *Boosted Decision Tree* [86] et les réseaux de neurones [87].

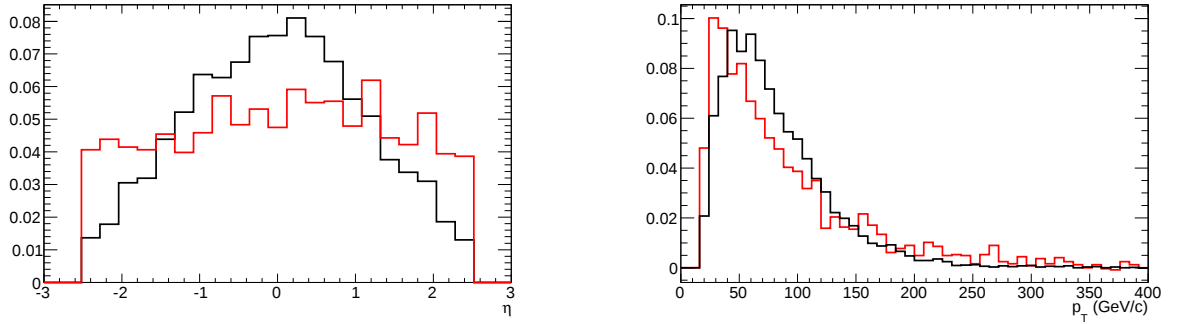


FIG. 6.30: (a) Valeurs de pseudo-rapidité pour des jets issus des quarks b (en noir) et pour des jets provenant de la radiation de l'état initial et final qui ont été à tort identifiés comme des jets de b (en rouge). Ces derniers ont une distribution plus plate. (b) Impulsion transverse du jet de plus grand p_T quand il est issu d'un quark b (en noir) ou d'ISR et de FSR (en rouge).

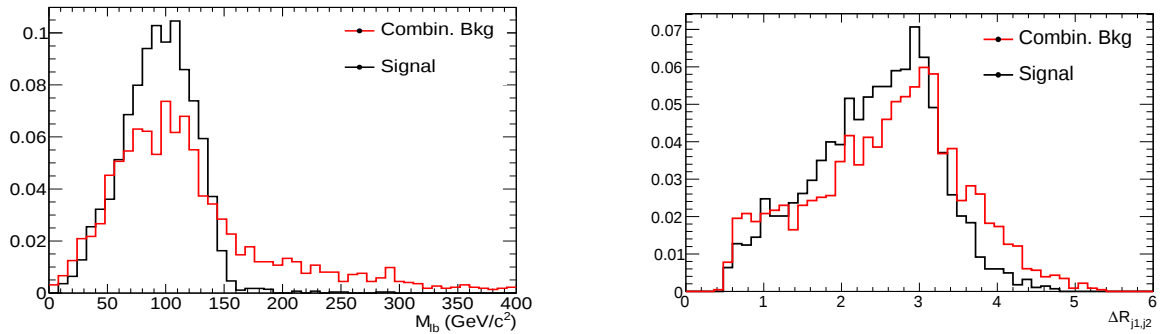


FIG. 6.31: (a) Masse invariante du jet et du leptons chargé associé pour des jets de b (en noir) et des jets provenant de l'ISR (en rouge). (b) Distance en $\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$ (même code couleur).

Conclusions

Ever tried. Ever failed. No matter.

Try again. Fail again. Fail better.

Samuel Beckett

Le LHC devrait permettre de produire un grand nombre de quarks top dès ses premières années de fonctionnement. Le taux très élevé de production devrait permettre de réduire l'erreur statistique sur la mesure de sa masse et de sa section efficace ; des études sur ses propriétés comme le spin, la charge et la polarisation pourront être réalisées.

Le canal choisi dans cette thèse pour la mesure de la masse du quark top est celui en électron-muon. L'avantage de ce canal est le rapport signal sur bruit de fond très élevé. Le fait de demander un électron et un muon permet de supprimer les bruits de fond des processus Drell-Yan tels que $Z \rightarrow e^+e^-$ ou $Z \rightarrow \mu\mu$ ayant une section efficace très grande ; les bruits de fond qui restent à étudier sont alors $Z \rightarrow \tau\tau$ (où les τ se désintègrent leptoniquement), WW +jets et $t\bar{t} \rightarrow \text{lepton} + \text{jets}$ (avec un faux lepton provenant d'un jet), ainsi que le bruit de fond QCD, bien que son étude sur des événements simulés soit difficile. Avec la sélection implémentée, le rapport signal sur bruit de fond atteint une valeur de 10.1.

La présence de deux neutrinos dans l'état final ne permet pas la reconstruction de la masse invariante : à cause de cela, la technique d'analyse appelée méthode des éléments de matrice a été utilisée. Cette méthode se base sur le calcul d'une densité de probabilité en fonction de la valeur de la masse nue du quark top comme paramètre. La densité de probabilité est obtenue grâce à la convolution de l'élément de matrice du processus $t\bar{t}$ par les fonctions de résolution du détecteur et en intégrant numériquement sur les impulsions des neutrinos qui ne sont pas mesurées.

La résolution du détecteur pour les différents objets de l'état final a été étudiée. La résolution angulaire du détecteur ATLAS est très bonne pour toutes les particules reconstruites. La résolution en énergie est cependant très différente selon l'objet considéré ; l'énergie des leptons chargés est mesurée avec une très grande précision, tandis que celle de jets peut être très différente de l'énergie des partons correspondants. La paramétrisation de cette différence, nécessaire pour une évaluation correcte de la densité de probabilité, a été implémentée pour trois secteurs de pseudo-rapacité.

La méthode d'analyse est très stable et linéaire si les objets reconstruits sélectionnés correspondent aux partons du processus $t\bar{t}$: pour les quatre lots de données utilisés, la masse mesurée du quark top coïncide avec la valeur de masse générée.

Cependant, si cette correspondance n'est plus imposée, des jets qui ne proviennent pas des quarks b peuvent être sélectionnés par erreur. La grande énergie à disposition des collisions fait que les paires $t\bar{t}$ peuvent être produites avec une grande impulsion transverse ; les jets issus de la radiation responsable de cette impulsion transverse peuvent être sélectionnés par erreur

comme des jets de b, puisqu'aucun algorithme d'étiquetage n'est utilisé ici. Quand seules les informations des objets reconstruits sont utilisées, une dégradation de la linéarité de la méthode est observée ainsi qu'un décalage de la masse mesurée par rapport à la masse utilisée dans la génération des événements. Ce dernier point est facilement compensé par la calibration de la mesure grâce aux événements simulés à des masses différentes.

Des événements des bruits de fond ont été ensuite ajoutés dans le calcul de la densité de probabilité, suivant le rapport signal sur bruit de fond calculé. L'introduction des événements du bruit de fond et de la densité de probabilité qui le décrit ne dégrade pas significativement la mesure de la masse ni la linéarité de la méthode. La source d'erreur principale est alors donnée par le bruit de fond combinatoire, c'est-à-dire la mauvaise identification des jets de b. Les valeurs des masses mesurées pour chaque lot de données sont ensuite ajustées par une droite ; cet ajustement permet de prendre en compte le décalage introduit par les bruits de fond et de corriger la valeur de la masse mesurée.

Plusieurs sources d'erreurs systématiques ont été étudiées. Deux d'entre elles contribuent le plus à l'incertitude : l'échelle d'énergie de jets et la modélisation de la radiation de l'état initial et final. La première entraîne une mauvaise mesure de l'énergie des jets reconstruits, la deuxième a un impact sur l'impulsion transverse de la paire $t\bar{t}$, sur la multiplicité de jets présents dans chaque événement et, donc, sur l'efficacité de sélectionner les jets issus de quarks b.

Pour une masse brute mesurée de $178.1 \text{ GeV}/c^2$, la masse corrigée prend une valeur de $176.7 \text{ GeV}/c^2$ pour un lot de 90 événements comprenant environ 80 événements du signal générés avec une masse du quark top de $175 \text{ GeV}/c^2$. L'erreur statistique est de $\pm 4.2 \text{ GeV}/c^2$ et l'erreur systématique de $\pm 3.3 \text{ GeV}/c^2$; ce résultat est obtenu pour une luminosité intégrée de 20 pb^{-1} .

A moyen terme, à l'approche de premières collisions du LHC et compte tenu des plusieurs scénarii de démarrage possible, l'étude de faisabilité de la mesure de la masse décrite dans cette thèse sera adaptée aux configurations réelles de l'expérience : avec une énergie dans le centre de masse de 7 à 10 TeV et une luminosité plus faible, la méthode sera testée et optimisée sur les premières données réelles du LHC.

Pour des études à long terme, avec une luminosité intégrée plus élevée, cette mesure peut être améliorée notamment grâce à l'utilisation d'un algorithme d'étiquetage de jets de b ou grâce à des techniques d'analyse multi variée, qui permettent de réduire le bruit de fond combinatoire, source principale de l'erreur statistique.

Bibliographie

- [1] TeVatron collider : <http://www-bdnew.fnal.gov/tevatron/>.
- [2] S. Fukuda *et al.*, Phys. Rev. Lett. **86**, 5651 (2001).
- [3] O. W. Greenberg, Phys. Rev. Lett. **13**, 598 (1964).
- [4] C. e. a. Amsler, Physics Letters B **667**, 1 (2008), LAL 08-113.
- [5] Tevatron Electroweak Working Group, (2009), 0903.2503.
- [6] M. E. Peskin and D. V. Schroeder, *An Introduction to Quantum Field Theory; 1995 ed.* (Westview, Boulder, CO, 1995), Includes exercises.
- [7] C.-N. Yang and R. L. Mills, Phys. Rev. **96**, 191 (1954).
- [8] S. L. Glashow, Nucl. Phys. **22**, 579 (1961).
- [9] F. Halzen and A. D. Martin, *Quarks and leptons : an introductory course in modern particle physics* .
- [10] P. W. Higgs, Phys. Rev. Lett. **13**, 508 (1964).
- [11] M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49**, 652 (1973).
- [12] L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. **51**, 1945 (1983).
- [13] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10**, 531 (1963).
- [14] BaBar, B. Aubert *et al.*, Phys. Rev. Lett. **99**, 251801 (2007), hep-ex/0703037.
- [15] M. Gell-Mann, Phys. Rev. **125**, 1067 (1962).
- [16] D. J. Gross and F. Wilczek, Phys. Rev. **D8**, 3633 (1973).
- [17] D. J. Gross and F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. **30**, 1343 (1973).
- [18] Electroweak working group, <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/>.
- [19] W. M. Alberico and S. M. Bilenky, Phys. Part. Nucl. **35**, 297 (2004), hep-ph/0306239.
- [20] S. P. Martin, (1997), hep-ph/9709356.
- [21] LHC collider : <http://lhc.web.cern.ch/lhc/>.
- [22] J. D. Bjorken, Phys. Rev. **148**, 1467 (1966).
- [23] S. Bethke, Prog. Part. Nucl. Phys. **58**, 351 (2007), hep-ex/0606035.
- [24] G. Altarelli and G. Parisi, Nucl. Phys. **B126**, 298 (1977).
- [25] CTEQ Collaboration : <http://www.phys.psu.edu/~cteq/>.
- [26] R. S. Thorne, A. D. Martin, W. J. Stirling, and G. Watt, (2009), 0907.2387.
- [27] Durham University, Parton Distribution Generator available at : <http://durpdg.dur.ac.uk/hepdata/pdf3.html>.
- [28] B. Andersson, G. Gustafson, and B. Soderberg, Z. Phys. **C20**, 317 (1983).

- [29] Color confinement, http://en.wikipedia.org/wiki/Colour_confinement.
- [30] J. Butterworth, Introduction to jet algorithms, <http://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=48574>.
- [31] S. Binet, *Environnement logiciel et étalonnage de l'échelle en énergie des jets dans l'expérience ATLAS* (PhD Thesis, LPSC, 2006).
- [32] S. A. et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **506**, 250 (2003).
- [33] M. Leyton, (2009), 14/3/2009.
- [34] A. Quadt, *Top Physics at Hadron Colliders* (CERN, Springer, 2005).
- [35] S. L. Glashow, J. Iliopoulos, and L. Maiani, Phys. Rev. **D2**, 1285 (1970).
- [36] PLUTO, C. Berger *et al.*, Z. Phys. **C27**, 341 (1985).
- [37] ALEPH, Phys. Rept. **427**, 257 (2006), hep-ex/0509008.
- [38] LEP, (2004), hep-ex/0412015.
- [39] CDF, T. Aaltonen *et al.*, (2009), 0903.0885.
- [40] J. M. Campbell, J. W. Huston, and W. J. Stirling, Reports on Progress in Physics **70**, 89 (2007).
- [41] J. Huston, Top cross-sections at the lhc : correlations and normalisations, <http://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=25485>.
- [42] M. Cacciari, S. Frixione, M. L. Mangano, P. Nason, and G. Ridolfi, JHEP **04**, 068 (2004), hep-ph/0303085.
- [43] N. Kidonakis and R. Vogt, Phys. Rev. **D68**, 114014 (2003), hep-ph/0308222.
- [44] B. I. Mele, Top quark rare decays in the standard model and beyond.
- [45] G. Aad *et al.*, *Expected Performance of the ATLAS Experiment : Detector, Trigger and Physics* (CERN, Geneva, 2008).
- [46] A.-I. Etienvre, A. Marzin, J.-P. Meyer, and J. Schwindling, CERN Report No. ATL-PHYS-INT-2009-025. ATL-COM-PHYS-2009-028, 2009 (unpublished).
- [47] O. S. Brüning *et al.*, (2004), CERN-2004-003-V-1.
- [48] Cern homepage, <http://public.web.cern.ch>.
- [49] G. Unal *et al.*, *La physique au LHC* (, 2006).
- [50] ATLAS, G. Aad *et al.*, JINST **3**, S08003 (2008).
- [51] CMS, R. Adolphi *et al.*, JINST **3**, S08004 (2008).
- [52] LHCb, A. A. Alves *et al.*, JINST **3**, S08005 (2008).
- [53] ALICE, K. Aamodt *et al.*, JINST **3**, S08002 (2008).
- [54] A. Foussat *et al.*, *Mechanical Commissioning of the ATLAS Barrel Toroid Magnet* (, 2007).
- [55] The ATLAS collaboration, (2008), com-phys-2008-105.
- [56] ATLAS, CERN-LHCC-96-41.
- [57] ATLAS Electromagnetic Barrel Calorimeter, M. Aharrouche *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. **A568**, 601 (2006), physics/0608012.
- [58] L. R. Flores-Castillo, B. Mellado, W. Quayle, and S. L. Wu, CERN Report No. ATL-COM-PHYS-2006-042, 2006 (unpublished).

-
- [59] P. Adragna *et al.*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **53**, 1275 (2006).
- [60] P. Adragna *et al.*, CERN Report No. ATL-TILECAL-PUB-2009-002. ATL-COM-TILECAL-2009-004, 2009 (unpublished), revised version, includes new author lists.
- [61] G. Bélanger *et al.*, CERN Report No. ATL-LARG-PUB-2006-001. ATL-COM-LARG-2005-009, 2005 (unpublished).
- [62] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/PileupPerformance>.
- [63] J. Engelen, Status of the LHC : <http://ndico.cern.ch/contributionDisplay.py?contribId=2&sessionId=0&confId=17686>".
- [64] F. Gianotti, Status of ATLAS : <http://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=47255>.
- [65] CERN Report No. ATL-PHYS-PUB-2009-004. ATL-COM-PHYS-2009-170, 2009 (unpublished), CSC PUB Note.
- [66] F. Derue and C. Serfon, CERN Report No. ATL-PHYS-PUB-2005-016, 2004 (unpublished).
- [67] *QCD and Collider Physics*.
- [68] H. Torres, Development of an analysis chain for b-tagging studies in atlas, <http://lpnhe-vendredi.in2p3.fr/agenda/passe/2008/>.
- [69] S. Frixione and B. R. Webber, JHEP **06**, 029 (2002), hep-ph/0204244.
- [70] G. Corcella *et al.*, JHEP0101 **010** (2001).
- [71] T. Sjostrand *et al.*, Comput. Phys. Commun. **135**, 238 (2001), hep-ph/0010017.
- [72] M. Mulders *Ensemble testing for the top mass measurement* No. D0 note 4460 (Tevatron, 2005).
- [73] P. Schieferdecker, FERMILAB-THESIS-2005-46.
- [74] J. Alwall *et al.*, (2008), 0809.2410.
- [75] P. M. Nadolsky *et al.*, Phys. Rev. **D78**, 013004 (2008), 0802.0007.
- [76] B. A. Jayatilaka, UMI-32-37982.
- [77] L. Sonnenschein, Phys. Rev. **D73**, 054015 (2006), hep-ph/0603011.
- [78] G. P. Lepage, Cornell preprint CLNS 80-447, March 1980.
- [79] M. F. Canelli, UMI-31-14921.
- [80] P. Artoisenenet, V. Lemaître, F. Maltoni, O. Mattelaer, (2009) en préparation.
- [81] B. P. Poe, *Probability and Statistics in Experimental Physics*.
- [82] S. Frixione, An overview of mc@nlo, <http://www.wlap.org/file-archive//atlas/20040622-umwlap002-05-frixione.pdf>.
- [83] M. Baak, Error calculation for weighted unbinned ml fits, <http://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=55641>.
- [84] G. Lepage, Importance sampling, http://en.wikipedia.org/wiki/Importance_sampling.
- [85] B. P. Kersevan and E. Richter-Was, (2004), hep-ph/0405247.
- [86] H.-J. Yang, B. P. Roe, and J. Zhu, NUCL.INSTRUM.METH.A **555**, 370 (2005).
- [87] P. Gay, B. Michel, J. Proriot, and O. Deschamps, Prepared for 4th International Workshop on Software Engineering and Artificial Intelligence for High-energy and Nuclear Physics (AIHENP 95), Pisa, Italy, 3-8 April 1995.

Annexe A

Fonctions de transfert

Dans le chapitre 5, section 5.1.1, les fonctions de résolution du détecteur (fonctions de transfert) ont été paramétrées. Ces fonctions décrivent la probabilité qu'un parton d'impulsion donnée soit reconstruit comme un jet d'une certaine énergie. Elles sont nécessaires pour pouvoir évaluer correctement la densité de probabilité en fonction des objets reconstruits.

Les paramètres des fonctions de transfert sont obtenus grâce à un ajustement de maximum de vraisemblance de la différence entre l'énergie du parton et celle du jet en fonction de l'énergie du parton.

A.1 Jets issus des quarks b

Dans cette section, plusieurs projections sur la coordonnée $E_p - E_j$ de l'ajustement de la figure 5.1 (b) sont présentées. Ces projections sont faites pour différents intervalles d'énergie des partons :

- la figure A.1 montre ces projections pour de jets qui ne contiennent pas un muon et ayant une pseudo-rapacité $|\eta| < 1.4$;
- la figure A.2 montre ces projections pour de jets qui ne contiennent pas un muon et ayant une pseudo-rapacité $1.4 < |\eta| < 1.8$;
- la figure A.3 montre ces projections pour de jets qui ne contiennent pas un muon et ayant une pseudo-rapacité $|\eta| > 1.8$;
- la figure A.4 montre ces projections pour de jets contenant un muon et ayant une pseudo-rapacité $|\eta| < 1.4$;
- la figure A.5 montre ces projections pour de jets contenant un muon et ayant une pseudo-rapacité $1.4 < |\eta| < 1.8$;
- la figure A.6 montre ces projections pour de jets contenant un muon et ayant une pseudo-rapacité $|\eta| > 1.8$;

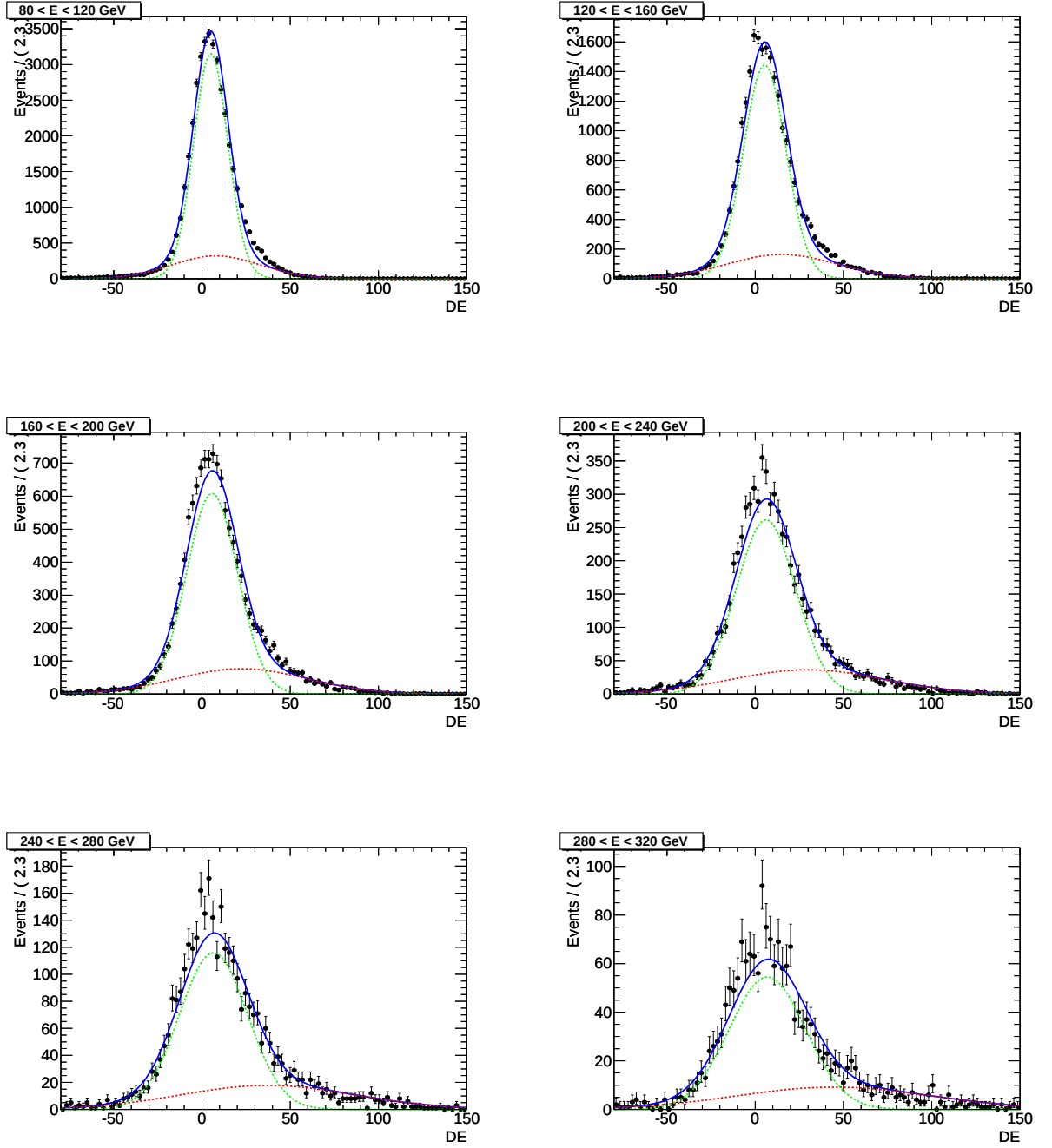


FIG. A.1: Projections de la figure 5.1 (a) pour différents intervalles d'énergie des quarks b dans la partie centrale du détecteur ($|\eta| < 1.4$) et sans muons dans le cône utilisé pour la reconstruction des jets.

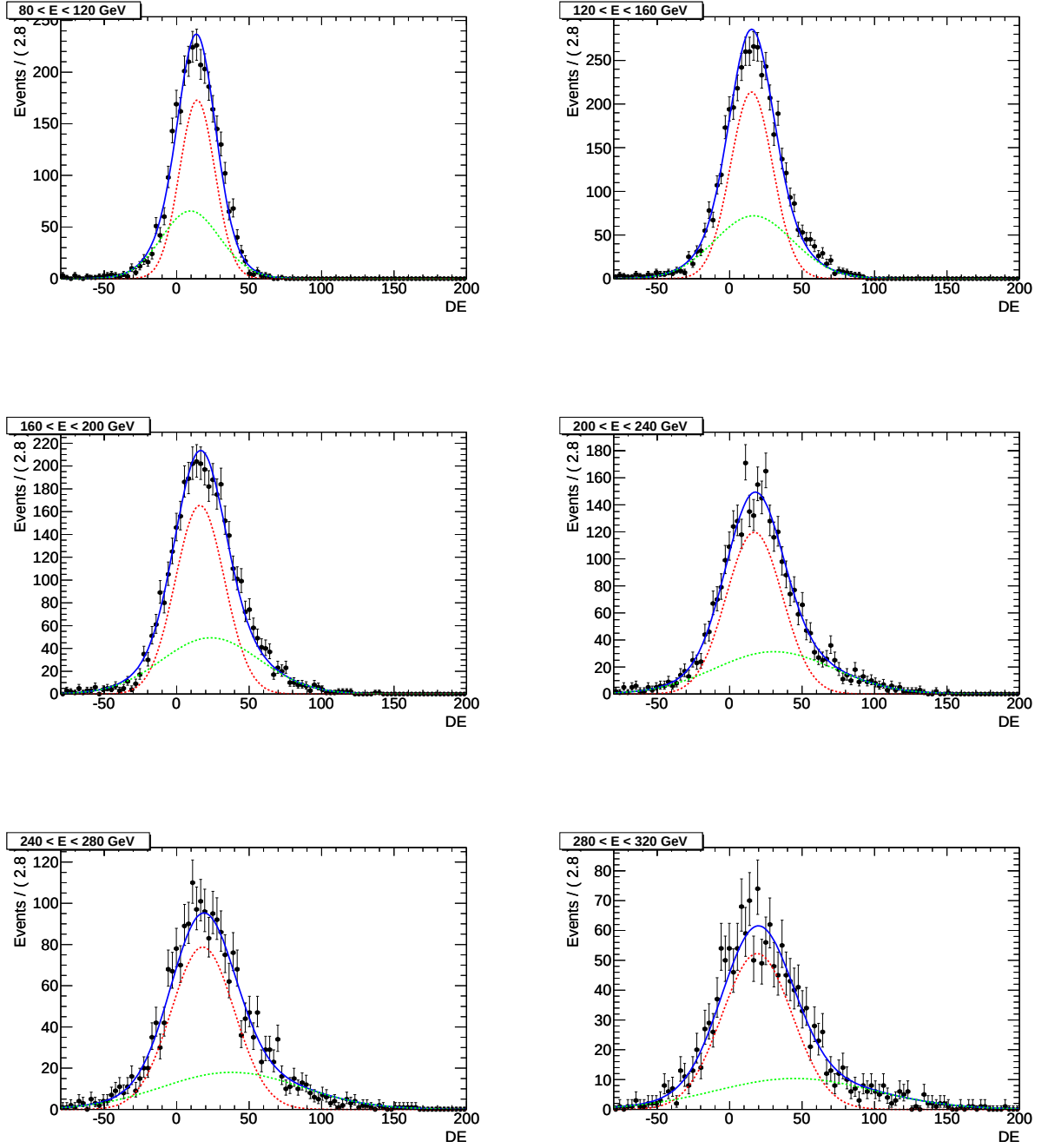


FIG. A.2: Projections de la figure 5.1 (a) pour différents intervalles d'énergie des quarks b dans la partie *crack* du détecteur ($1.4 < |\eta| < 1.8$) et sans muons dans le cône utilisé pour la reconstruction des jets.

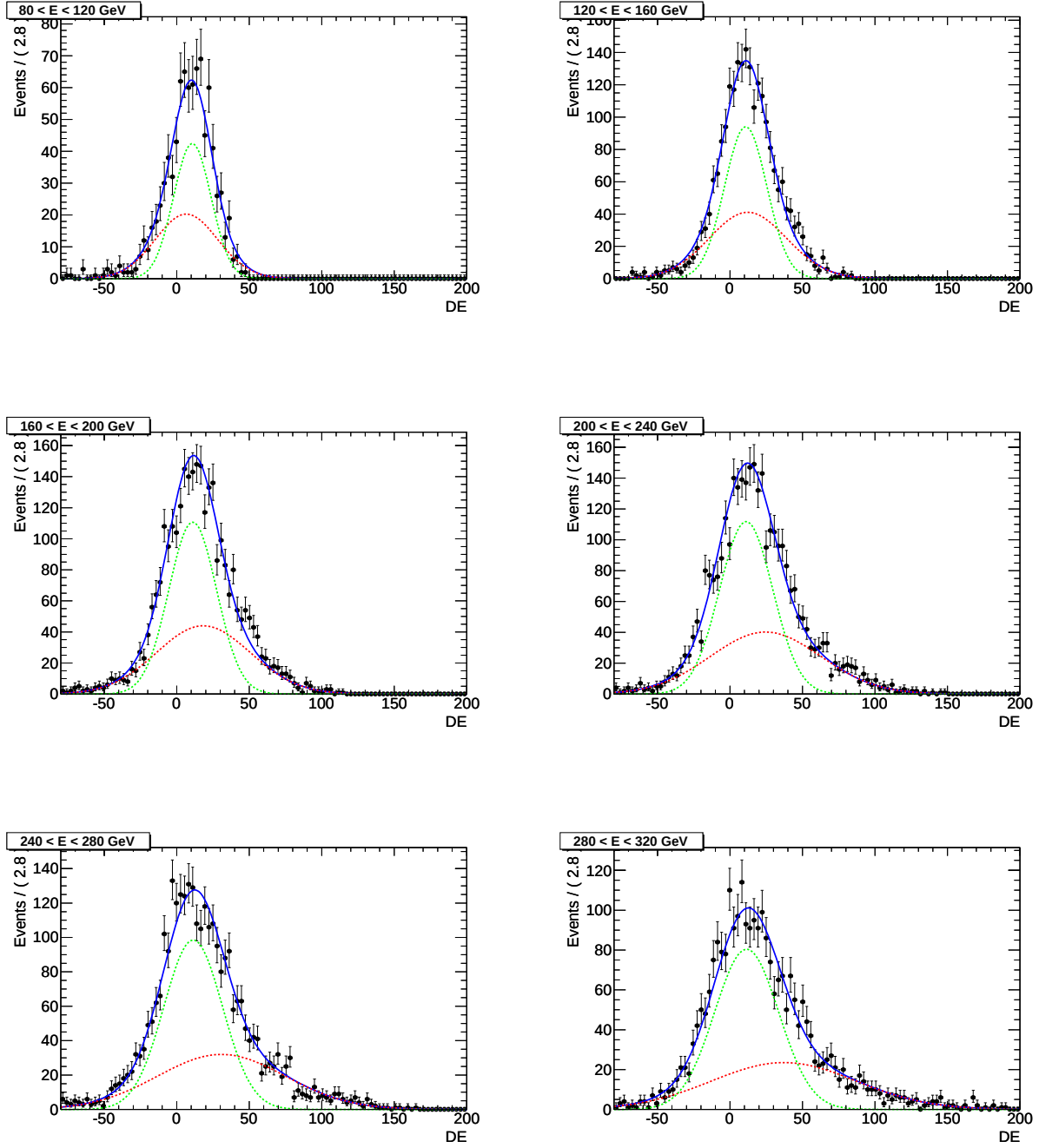


FIG. A.3: Projections de la figure 5.1 (a) pour différents intervalles d'énergie des quarks b dans la partie en avant du détecteur ($1.8 < |\eta| < 2.5$) et sans muons dans le cône utilisé pour la reconstruction des jets.

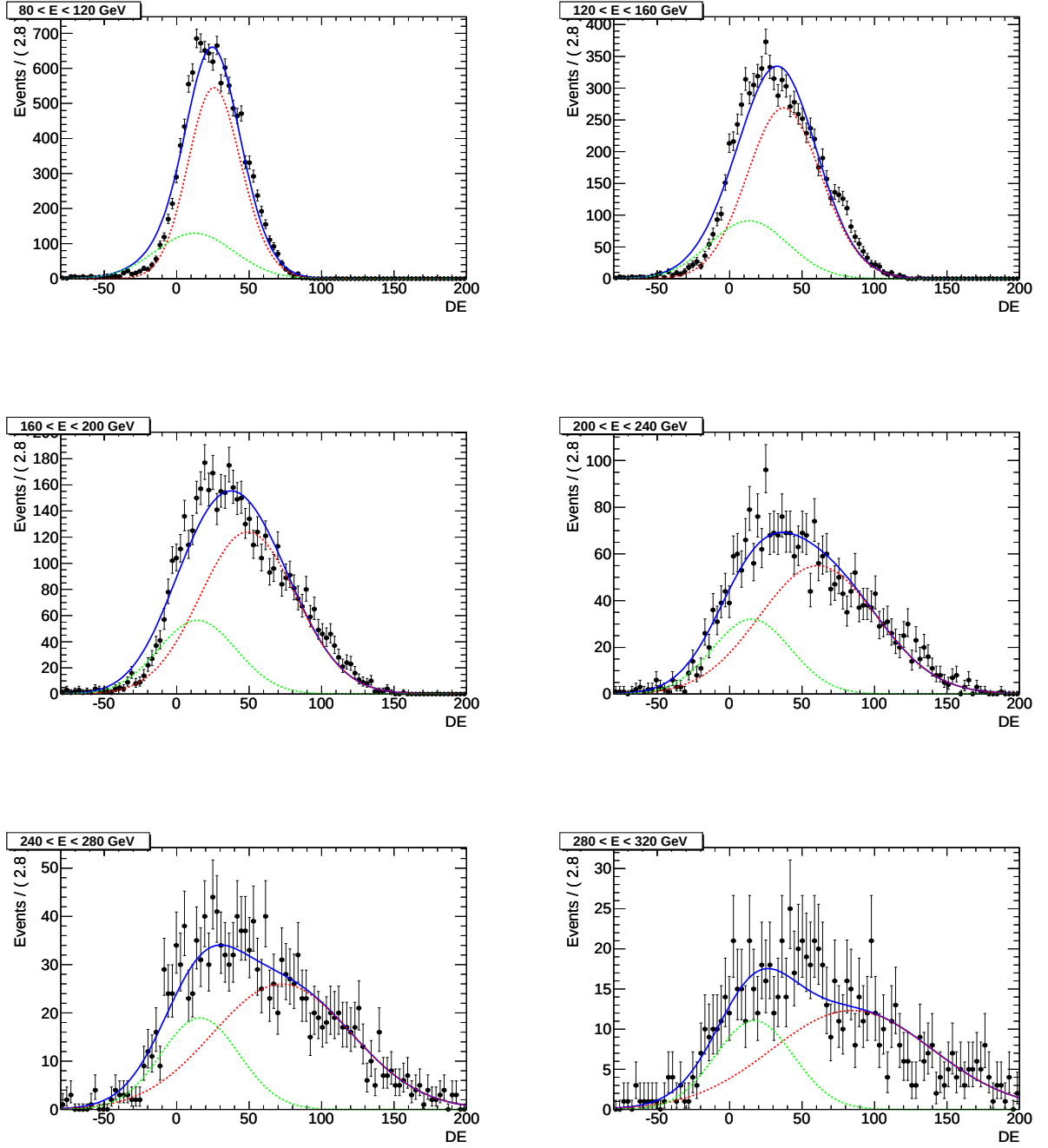


FIG. A.4: Projections de la figure 5.1 (a) pour différents intervalles d'énergie des quarks b dans la partie centrale du détecteur ($|\eta| < 1.4$) avec un muon dans le cône utilisé pour la reconstruction des jets.

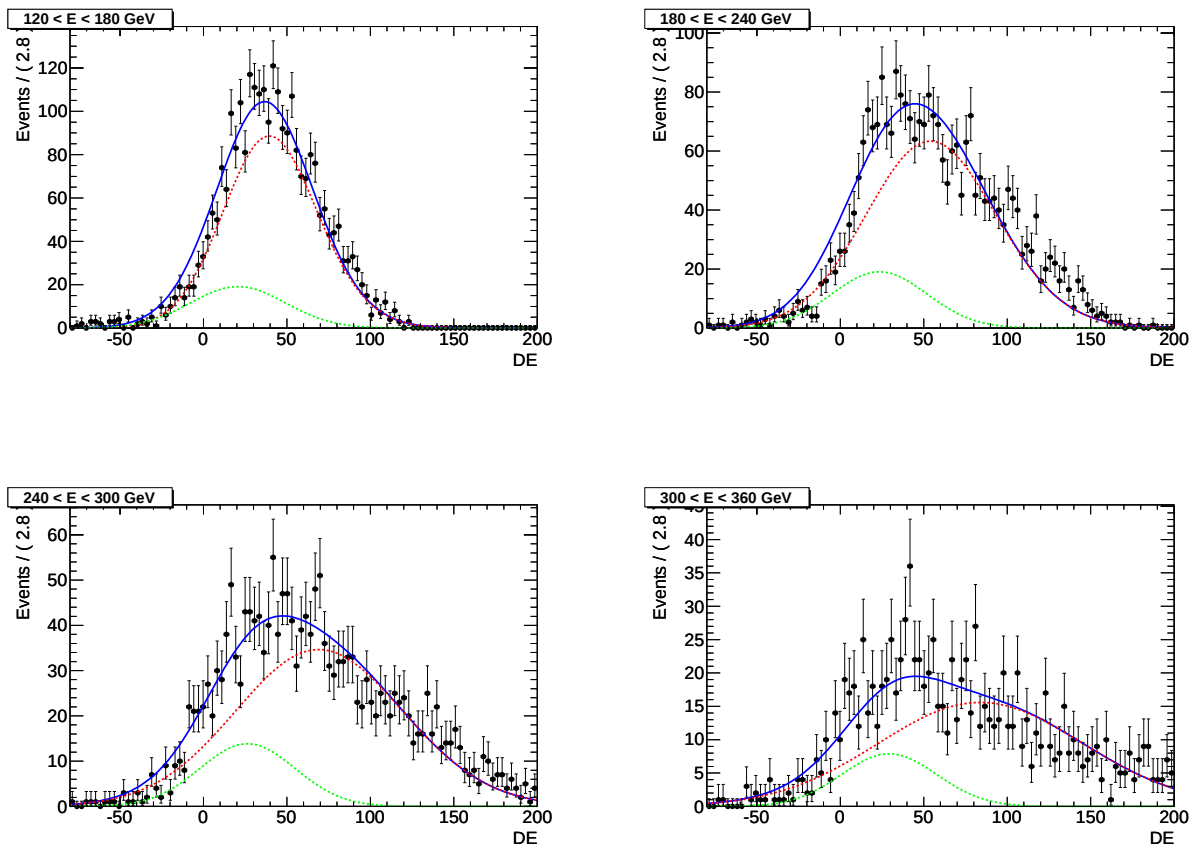


FIG. A.5: Projections de la figure 5.1 (a) pour différents intervalles d'énergie des quarks b dans la partie *crack* du détecteur ($1.4 < |\eta| < 1.8$) et avec un muon dans le cône utilisé pour la reconstruction des jets.

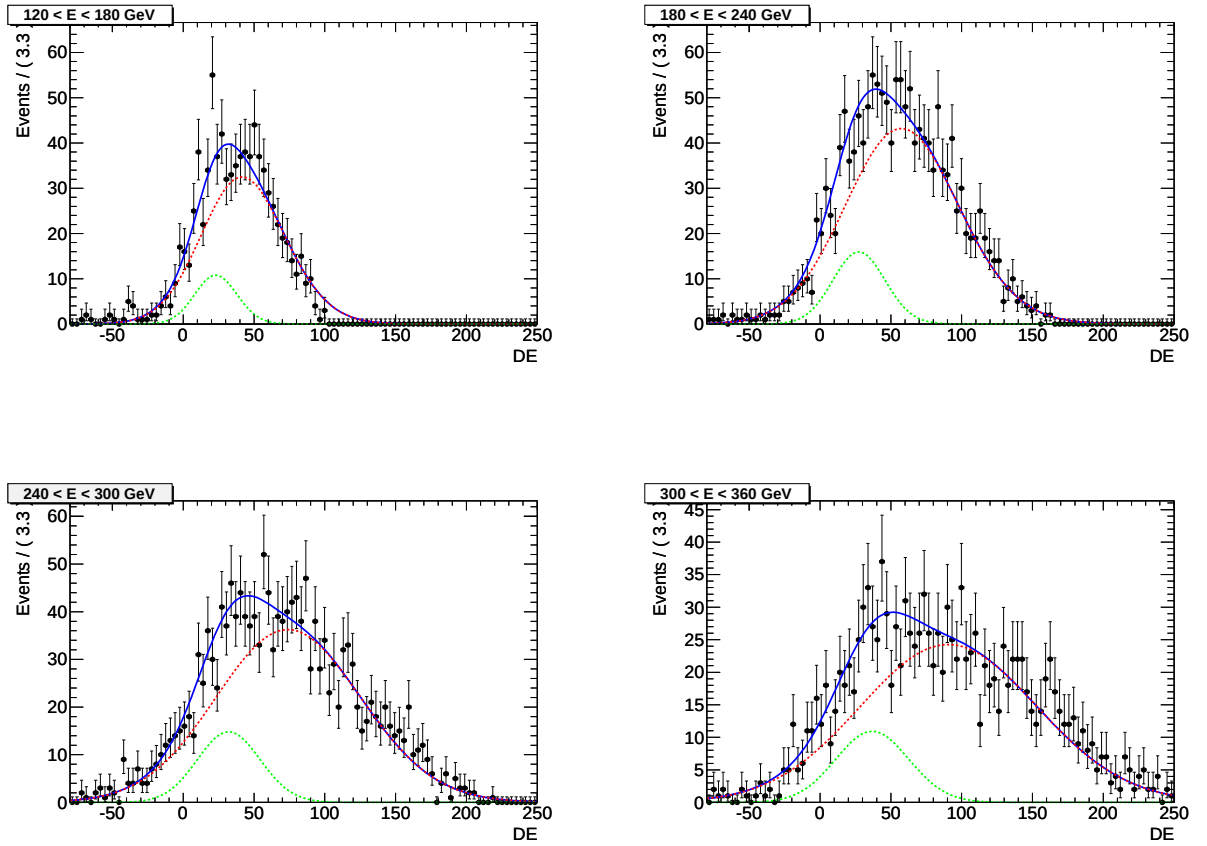


FIG. A.6: Projections de la figure 5.1 (a) pour différents intervalles d'énergie des quarks b dans la partie en avant du détecteur ($1.8 < |\eta| < 2.5$) et avec un muon dans le cône utilisé pour la reconstruction des jets.

A.2 Jets légers

Comme dans la section précédente, dans la suite sont reportées les projections de la fonction de transfert pour des jets légers, nécessaires à l'évaluation de la densité de probabilité pour le bruit de fond dominant. Trois régions différentes en pseudo-rapidité ont été considérées.

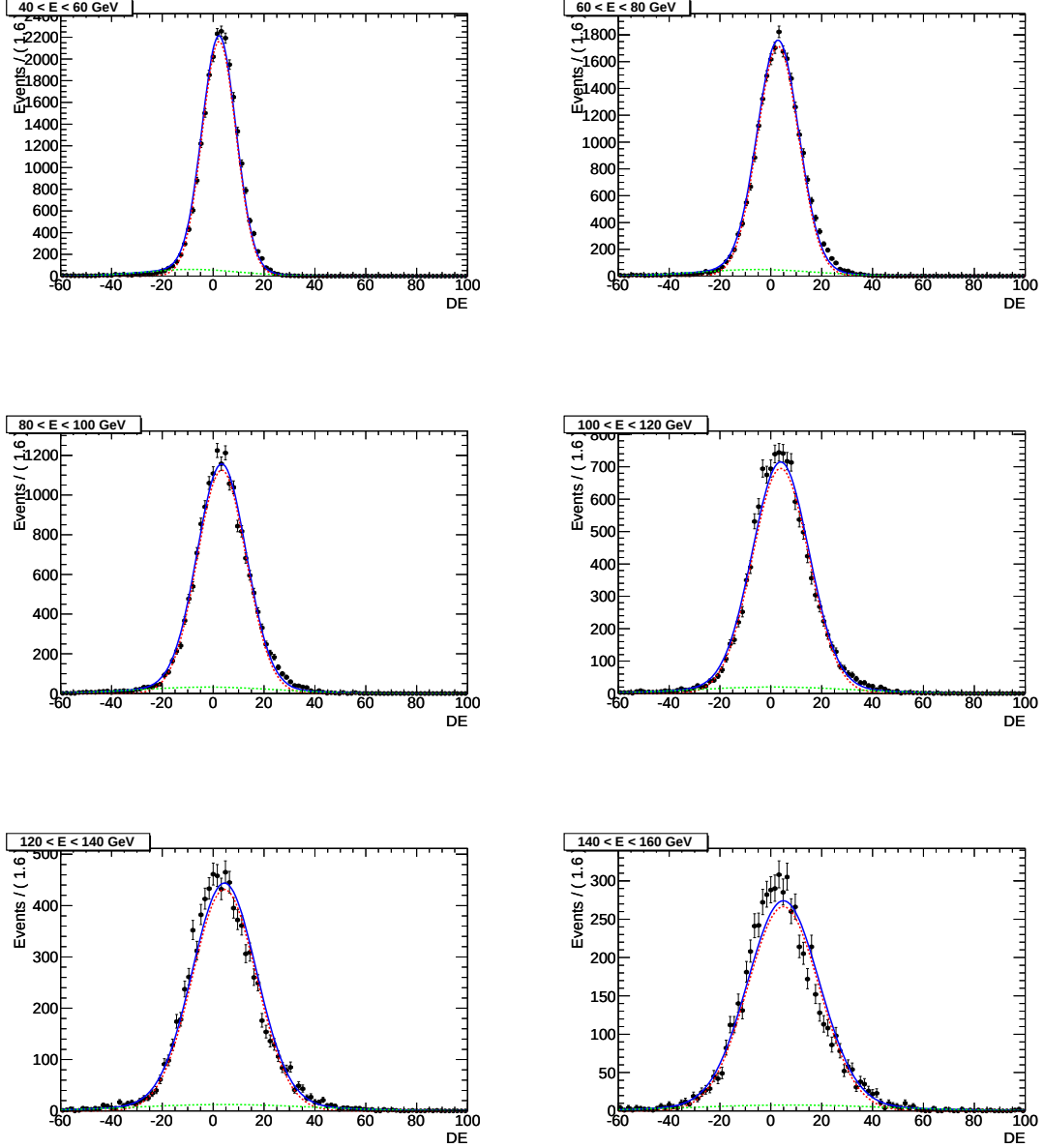


FIG. A.7: Projections de la figure 5.1 (c) pour différents intervalles d'énergie des partons légers ayant pseudorapidité $|\eta| < 1.4$.

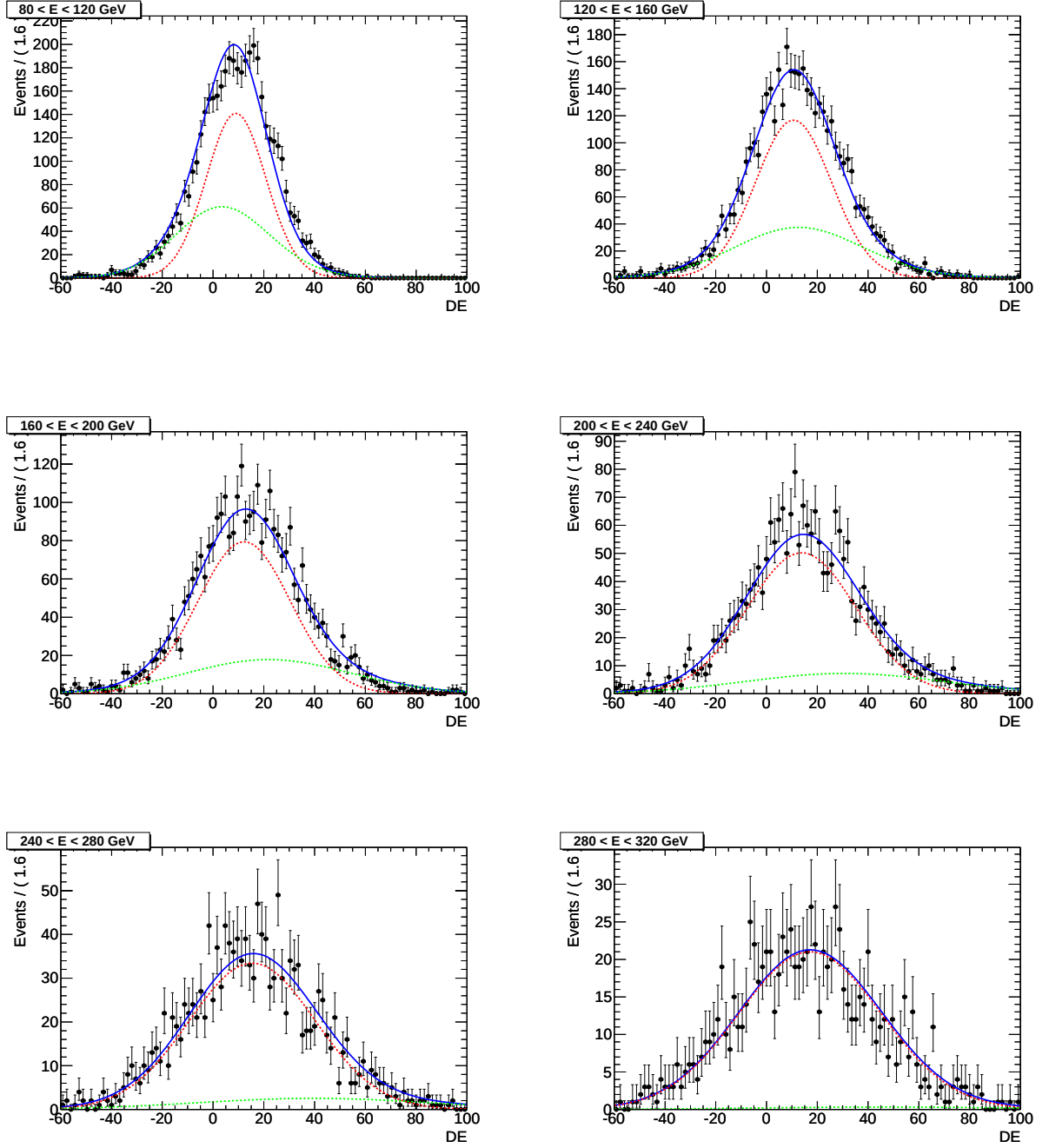


FIG. A.8: Projections de la figure 5.1 (c) pour différents intervalles d'énergie des partons légers ayant pseudorapidité $1.4 < |\eta| < 1.8$.

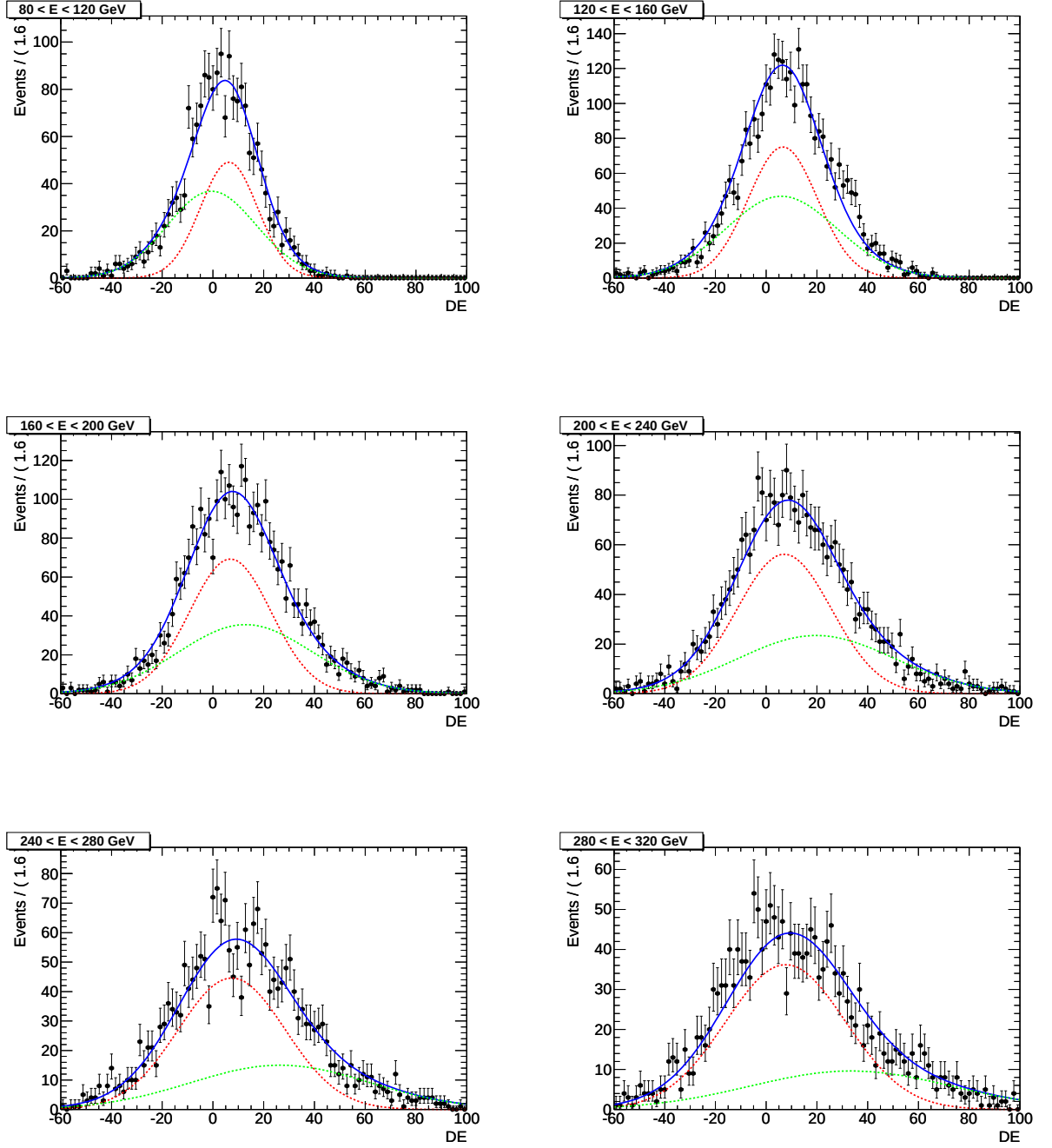


FIG. A.9: Projections de la figure 5.1 (c) pour différents intervalles d'énergie des partons légers ayant pseudorapidité $|\eta| > 1.8$.

A.3 Fonction de transfert pour le canal $Z \rightarrow \tau\tau + \text{jets}$

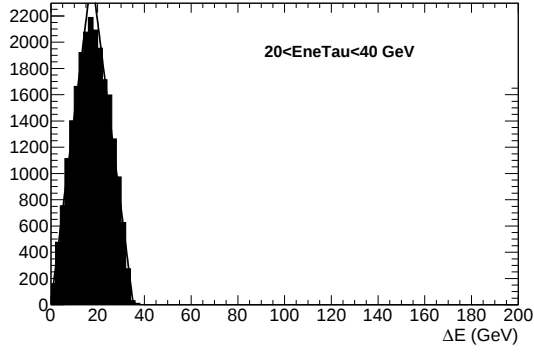
L'évaluation de la densité de probabilité pour le bruit de fond $Z \rightarrow \tau\tau + \text{jets}$ comporte la paramétrisation de deux autres fonctions de transfert. Les leptons chargés reconstruits, issus des deux τ , ne sont pas les objets qui entrent dans l'évaluation de l'élément de matrice ; il faut alors paramétrer des fonctions qui donnent la probabilité qu'un électron (ou un muon) d'une énergie donnée soit issu d'un τ ayant une certaine impulsion.

Comme il a été montré dans la figure 5.6, les τ et les leptons issus de sa désintégration sont colinéaires mais leur énergie peut être très différente. De plus, cette différence varie avec l'énergie du τ . Tandis que pour les jets la différence entre l'énergie du parton et celle de l'objet reconstruit est due aux effets du détecteur, dans ce cas ce sont les deux neutrinos qui l'emportent.

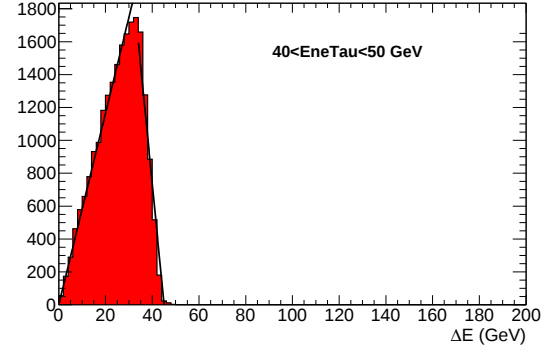
L'ajustement de la figure 5.6 (b) n'est plus fait par une somme de deux fonctions gaussiennes. La stratégie utilisée dans cette thèse est la suivante :

- la distribution des différences des énergies a été divisée en intervalles d'énergie des τ ;
- chaque distribution a été ajustée par deux droites ;
- les valeurs des pentes de ces droites sont ensuite utilisées pour permettre un ajustement de la distribution globale.

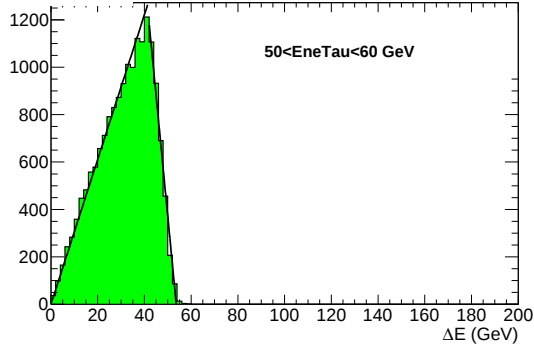
La figure A.10 montre les projections de la distribution $E_\tau - E_{lept}$ en fonction de E_τ pour différents intervalles d'énergie de τ (de la figure A.10 (a) à la figure A.10 (e)). La figure A.10 (f) est la somme des projections effectuées.



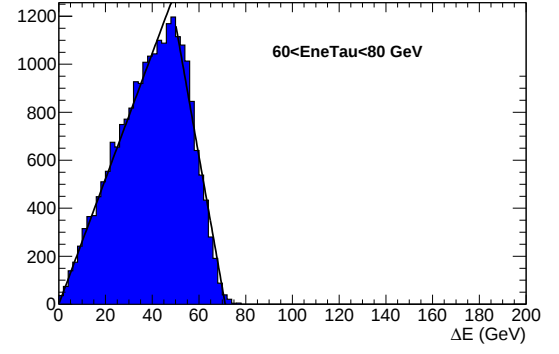
(a)



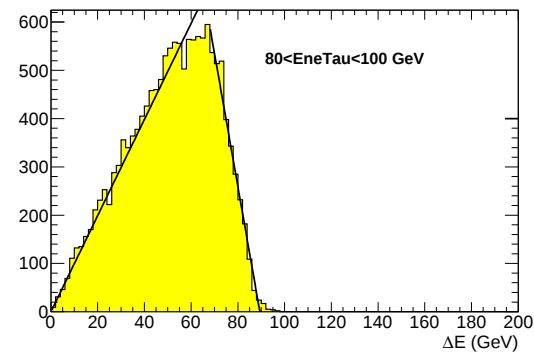
(b)



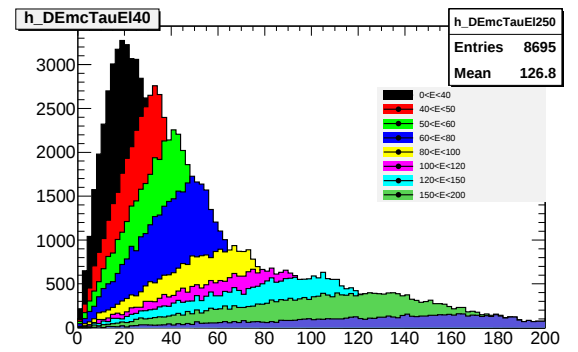
(c)



(d)



(e)



(f)

FIG. A.10: (a), (b), (c), (d), (e) : projections de la distribution $E_\tau - E_{lept}$ en fonction de E_τ pour différents intervalles d'énergie de τ . (f) : somme des projections précédentes.

Annexe B

Distributions complémentaires sur la masse du quark top

Une étude de faisabilité de la mesure de la masse du quark top a été développée en utilisant quatre lots de données produits par le générateur MC@NLO avec quatre masses du quark top différentes : 160, 170, 175, 190 GeV/c². Dans le chapitre 6, seules les distributions concernant la masse à 170 GeV/c² ont été présentées. Dans cette annexe, les distributions des masses mesurées, ainsi que les erreurs et les pulls pour les trois autres lots de données sont présentées. Le nombre d'événements pour chaque pseudo-expérience est de 90.

B.1 Test de la méthode

Dans cette section, la méthode est testée d'abord avec les quantités partoniques, pour que les effets dus à la résolution du détecteur n'entrent pas dans le calcul de la densité de probabilité (section B.1.1). Ensuite, dans la section B.1.2, sont présentées les distributions des masses et des erreurs pour des événements ayant, comme particules de l'état final, deux quarks b et deux leptons reconstruits : cela permet de montrer que l'énergie des leptons est mesurée avec une très grande précision et aucune fonction de transfert pour leur énergie n'est nécessaire.

Finalement, dans les distributions de la section B.1.3, des quantités reconstruites ont été utilisées aussi pour les jets de b et les fonctions de transfert correspondantes ont été introduites. Cependant, il est demandé que les objets reconstruits soient réellement issus des partons de l'événement $t\bar{t}$.

B.1.1 Objets au niveau partonique

La figure B.1 présente, pour des pseudo-expériences de 90 événements chacune, les distributions des masses mesurées, des erreurs et des pulls pour les lots de données avec une masse du quark top de 160 (figures B.1 (a), (b) et (c)), 175 (figures B.1 (d), (e) et (f)) et 190 (figures B.1 (g), (h) et (i)) GeV/c^2 . Seules des quantités partoniques ont été utilisées ; la résolution du détecteur n'est pas prise en compte.

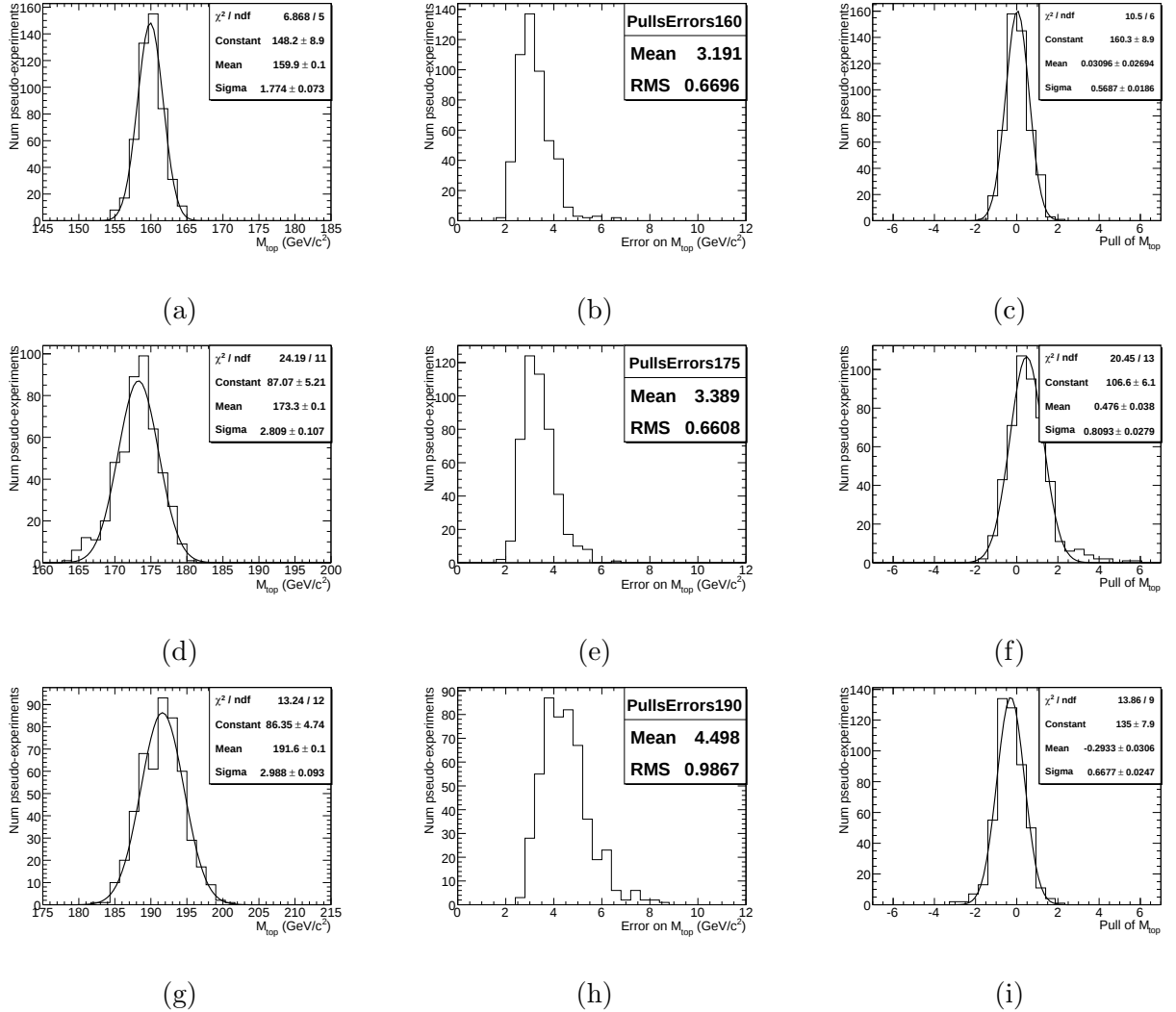


FIG. B.1: Valeurs de masse reconstruite pour des pseudo-expériences de 90 événements chacune, erreurs et distribution des pulls pour une masse de quark top générée à 160 GeV/c^2 (histogrammes (a), (b) et (c)), 175 GeV/c^2 (histogrammes (d), (e) et (f)) et 190 GeV/c^2 (histogrammes (g), (h) et (i)).

B.1.2 Leptons reconstruits

Sur la figure B.2, les distributions des masses mesurées, des erreurs et de pulls pour des pseudo-expériences de 90 événements chacune ont été reportées ; des quantités reconstruites ont été utilisées pour les leptons, tandis que pour les jets ont été gardées les quantités partoniques. Aucune fonction de transfert n'a été introduite.

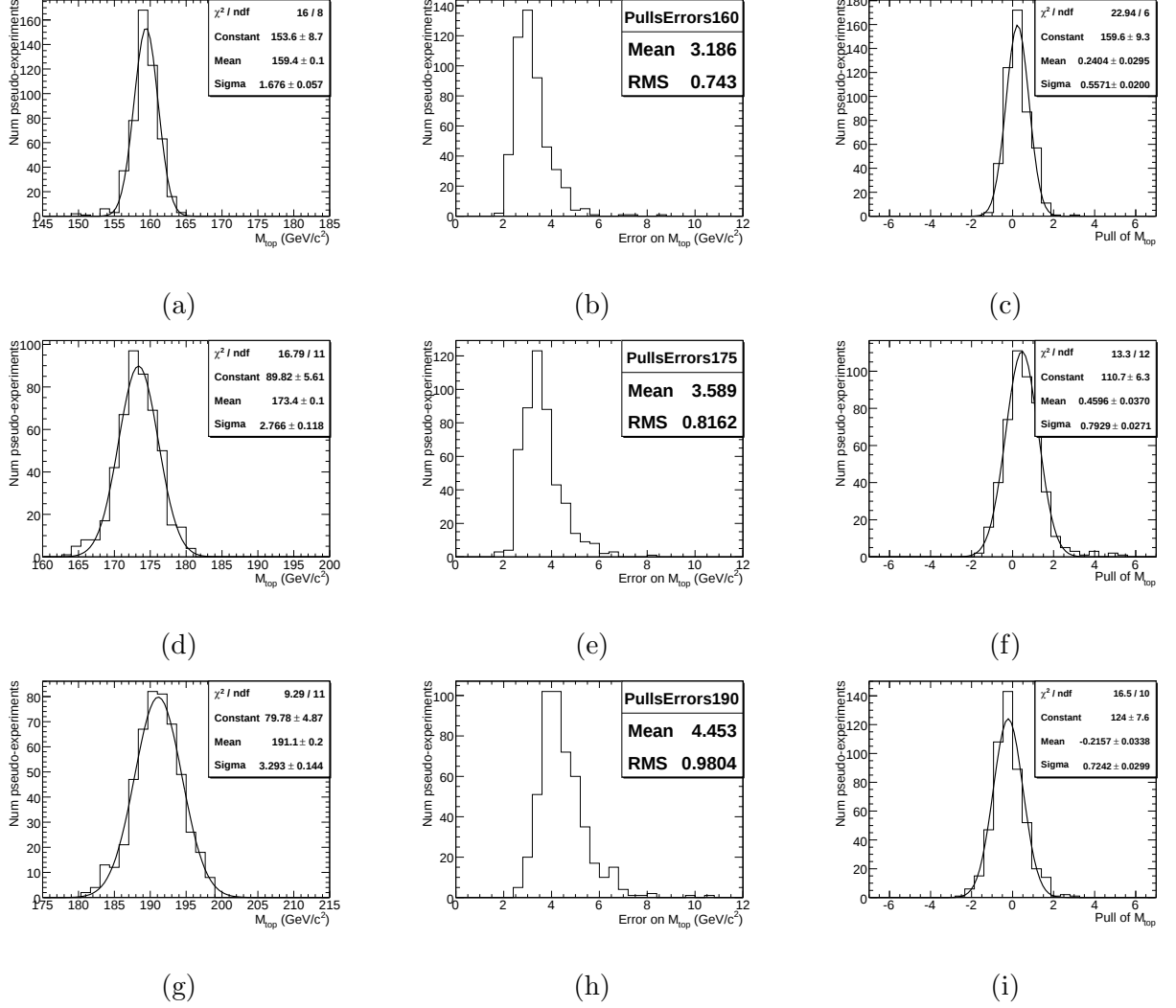


FIG. B.2: Valeurs de masse reconstruite pour des pseudo-expériences de 90 événements chacune, erreurs et distribution des pulls pour une masse de quark top générée à 160 GeV/c² (histogrammes (a), (b) et (c)), 175 GeV/c² (histogrammes (d), (e) et (f)) et 190 GeV/c² (histogrammes (g), (h) et (i)).

B.1.3 Tous les objets reconstruits

Tous les objets de l'état final ont été pris au niveau reconstruit. Deux intégrations supplémentaires sur les énergies des jets (et les fonctions de transfert correspondantes) ont été ajoutées. Cependant, il est demandé que les jets reconstruits soient réellement issus des quarks b. Pour aucun des lots de données considérés, un décalage entre la masse mesurée et celle générée n'est observé.

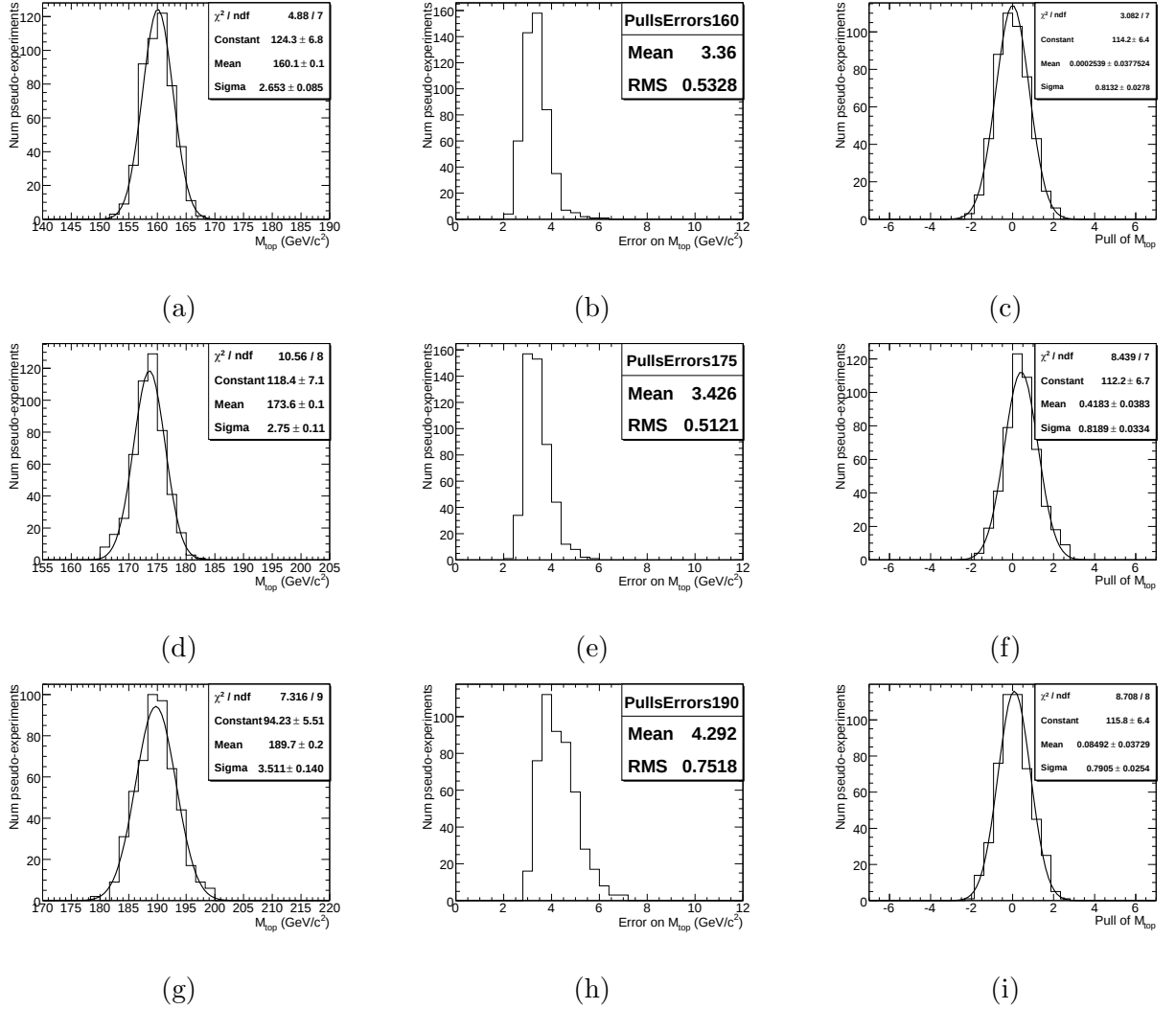


FIG. B.3: Valeurs des masses reconstruites pour des pseudo-expériences de 90 événements chacune, erreurs et distribution des pulls pour une masse de quark top générée à 160 GeV/c^2 (histogrammes (a), (b) et (c)), 175 GeV/c^2 (histogrammes (d), (e) et (f)) et 190 GeV/c^2 (histogrammes (g), (h) et (i)).

B.2 Événements du signal

Dans le chapitre 6, section 6.3, il a été montré que, dès que la correspondance jet-quark n'est plus considérée, un décalage significatif apparaît entre la masse mesurée et la masse générée. Deux causes expliquent ce décalage : d'une part, l'introduction dans le signal des événements des processus $t\bar{t} \rightarrow b\tau\nu, b\bar{\nu}$ et $t\bar{t} \rightarrow b\tau\nu, b\tau\nu$, avec le τ qui se désintègre leptoniquement. Bien que le τ et le lepton issu de sa désintégration soient colinéaires, leur énergie peut être très différente à cause des neutrinos qui ne sont pas détectés. La figure B.4 présente les fonctions de vraisemblances pour ces événements pour les trois différents lots de données.

D'autre part, la présence de radiation de l'état initial, peut se manifester en jets de très grande impulsion transverse. Ces jets, responsables entre autre de l'impulsion transverse des paires $t\bar{t}$, peuvent être à tort sélectionnés comme des jets de b, vu qu'aucun algorithme d'étiquetage des jets n'est utilisé dans cette analyse. L'élément de matrice, dans ce cas, n'est pas évalué correctement, puisque le jet sélectionné par erreur ne provient pas d'un quark b.

La figure B.5 montre les distributions des masses mesurées, des erreurs et des pulls pour des pseudo-expériences de 90 événements chacune pour les trois lots de données. Aucune contrainte sur la correspondance entre quark et jet n'est retenue.

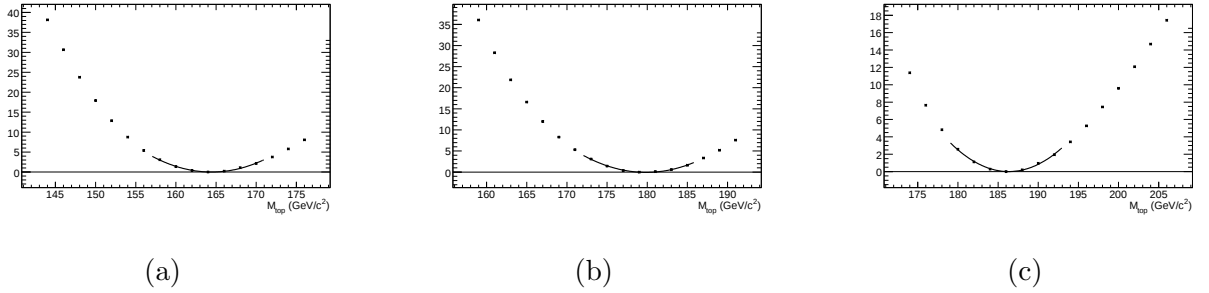


FIG. B.4: Fonction de vraisemblance pour les événements $t\bar{t} \rightarrow \tau + l$ pour l'ensemble de données de la simulation officielle avec une masse du quark top à 160 GeV/c^2 (a), 175 GeV/c^2 (b), 190 GeV/c^2 (c).

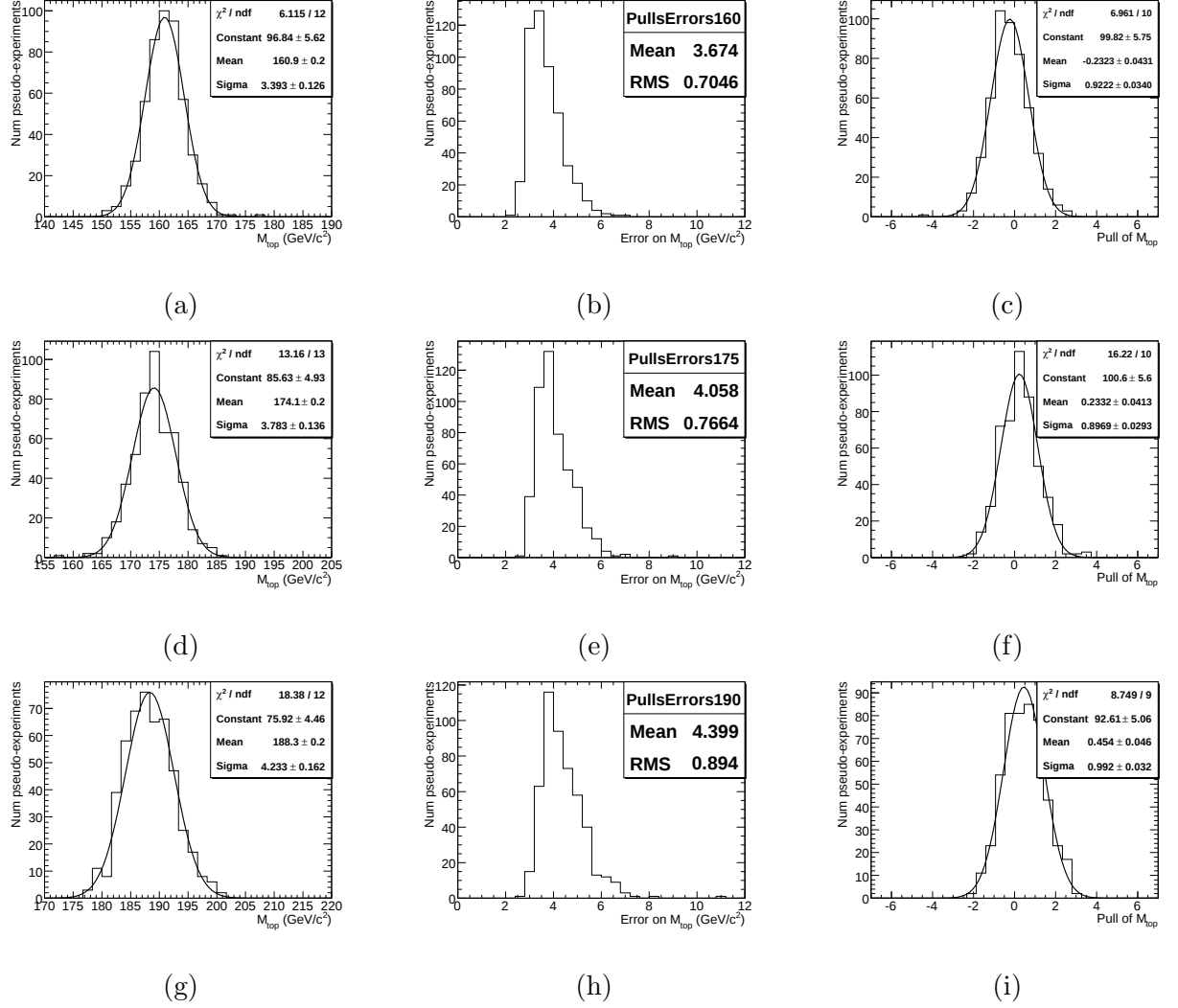


FIG. B.5: Valeurs des masses reconstruite pour des pseudo-expériences de 90 événements chacune, erreurs et distribution des pulls pour une masse de quark top générée à $160 \text{ GeV}/c^2$ (histogrammes (a), (b) et (c)), $175 \text{ GeV}/c^2$ (histogrammes (d), (e) et (f)) et $190 \text{ GeV}/c^2$ (histogrammes (g), (h) et (i)).

B.3 Combinaison signal et bruit de fond

B.3.1 Signal et $Z \rightarrow \tau\tau$ avec P_{sig}

Les événements du signal et ceux du bruit de fond qui passent les coupures décrites dans le chapitre 3 sont combinés comme il a été illustré dans le chapitre 6.

D'abord, seuls les événements du bruit de fond principal ont été ajoutés. La densité de probabilité utilisée est celle des événements $t\bar{t}$. Le rapport signal sur bruit de fond très élevé fait que la présence des événements $Z \rightarrow \tau\tau$ +jets ne modifie pas significativement la mesure de la masse du quark top. La figure B.6 présente les valeurs des masses mesurées, erreurs et pulls pour des pseudo-expériences contenant 90 événements du signal et du bruit de fond principal.

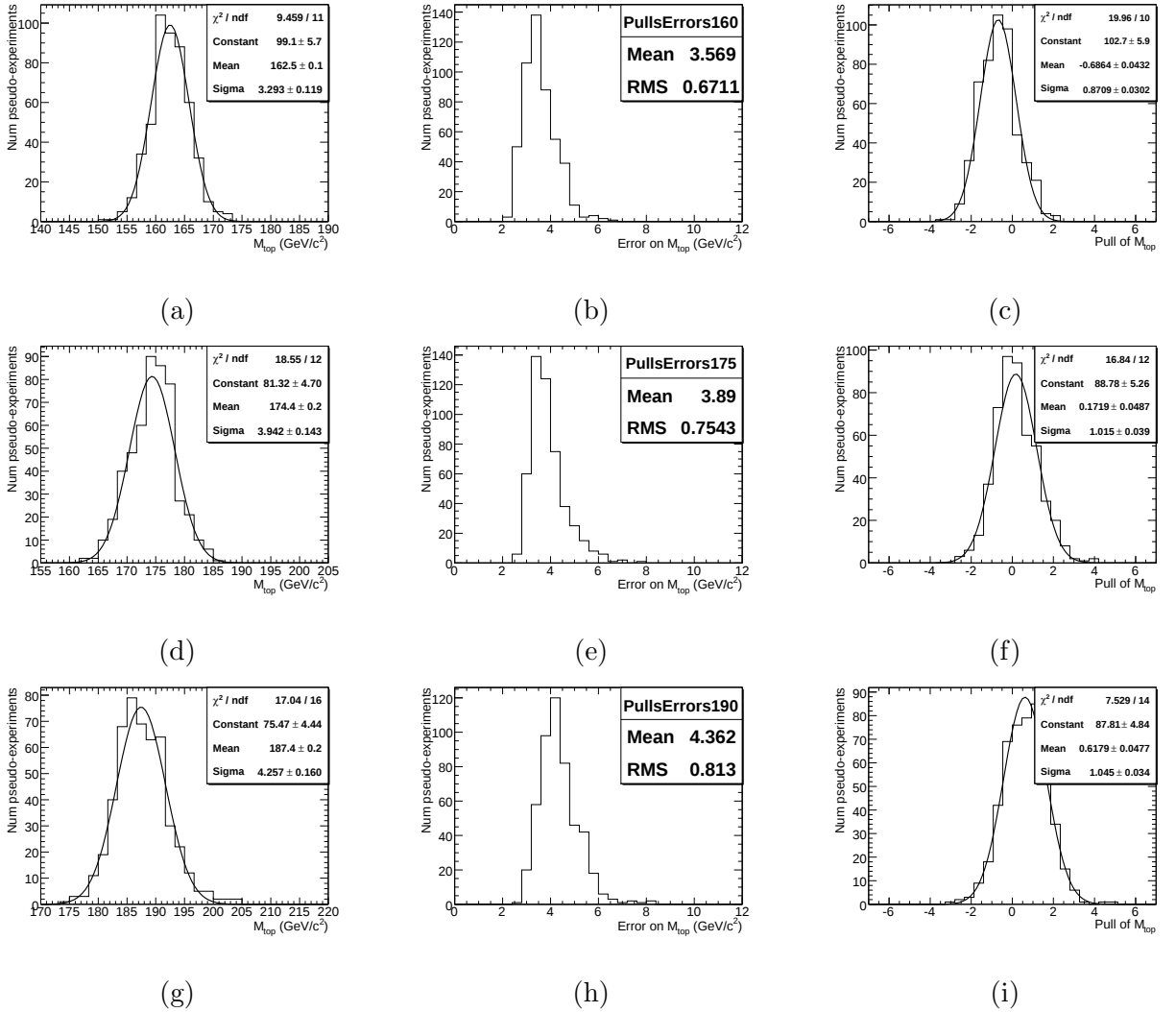


FIG. B.6: Valeurs des masses reconstruites pour des pseudo-expériences de 90 événements chacune, erreurs et distribution des pulls pour une masse de quark top générée à 160 GeV/c² (histogrammes (a), (b) et (c)), 175 GeV/c² (histogrammes (d), (e) et (f)) et 190 GeV/c² (histogrammes (g), (h) et (i)).

B.3.2 Signal et $Z \rightarrow \tau\tau$ avec P_{sig} et P_{bkg}

Pour avoir une description plus réaliste et complète des événements qui passent les coupures de sélection, l'évaluation de la densité de probabilité pour le processus $Z \rightarrow \tau\tau$ +jets est ajoutée.

La figure B.7 présente les distributions des masses mesurées, des erreurs et des pulls pour des pseudo-expériences de 90 événements dont les fonctions de vraisemblance ont été construites en prenant en compte les densités de probabilité du signal et du bruit de fond dominant.

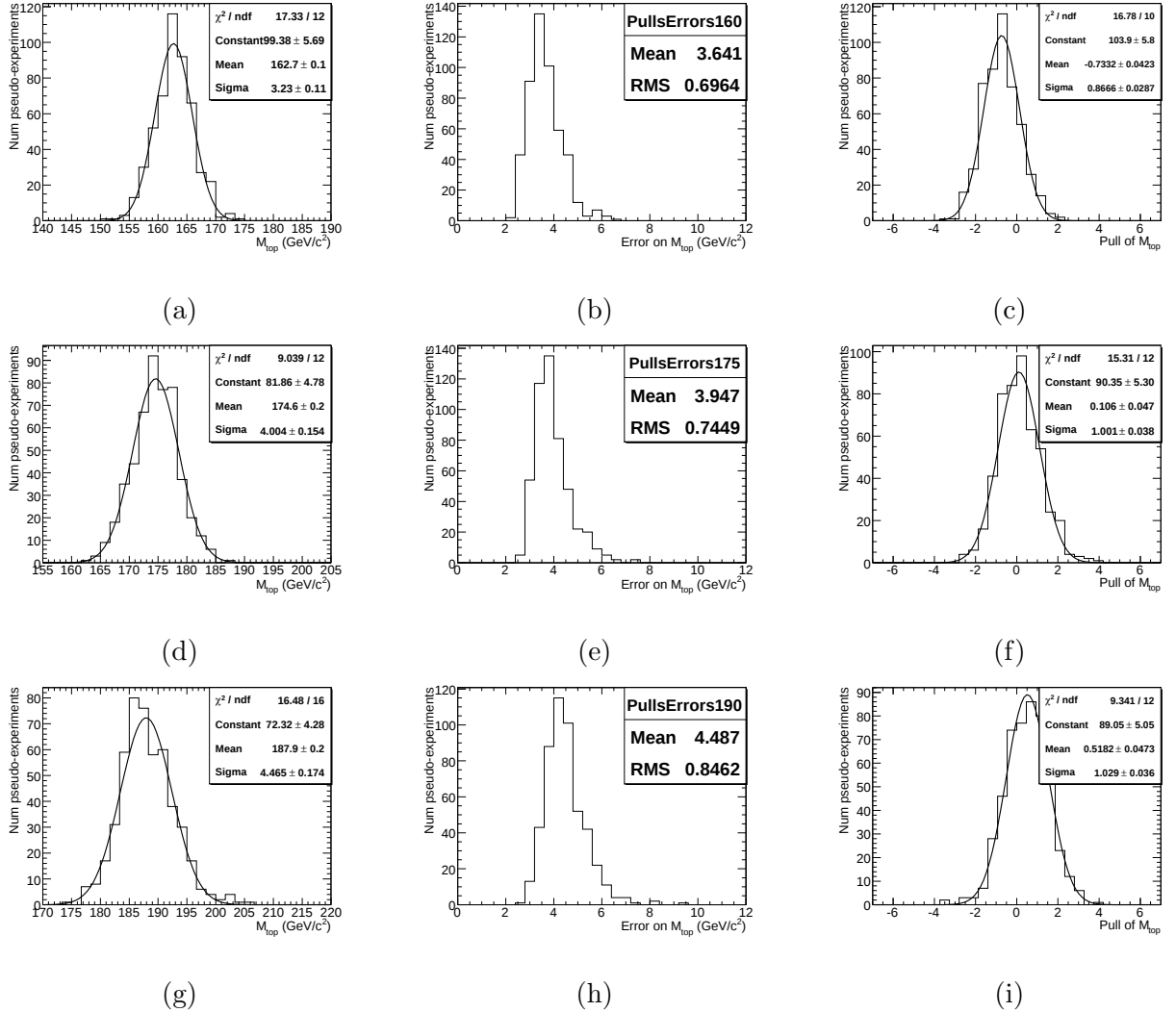


FIG. B.7: Valeurs des masses reconstruites pour des pseudo-expériences de 90 événements chacune, erreurs et distribution des pulls pour une masse de quark top générée à 160 GeV/c² (histogrammes (a), (b) et (c)), 175 GeV/c² (histogrammes (d), (e) et (f)) et 190 GeV/c² (histogrammes (g), (h) et (i)).

B.3.3 Signal avec l'ensemble des bruits de fond de physique

Pour avoir une mesure plus correcte de la masse du quark top, tous les processus dont les événements peuvent passer les coupures de la sélection implémentée doivent être pris en compte. Dans les pseudo-expériences effectuées, les événements des processus listés dans le tableau 6.3 sont présents. Cependant, seule la densité de probabilité du bruit de fond dominant a été utilisée pour la modélisation du bruit de fond.

La figure B.8 présente les distributions des masses mesurées, des erreurs et des pulls pour des pseudo-expériences contenant des événements des processus listés dans le tableau 6.3.

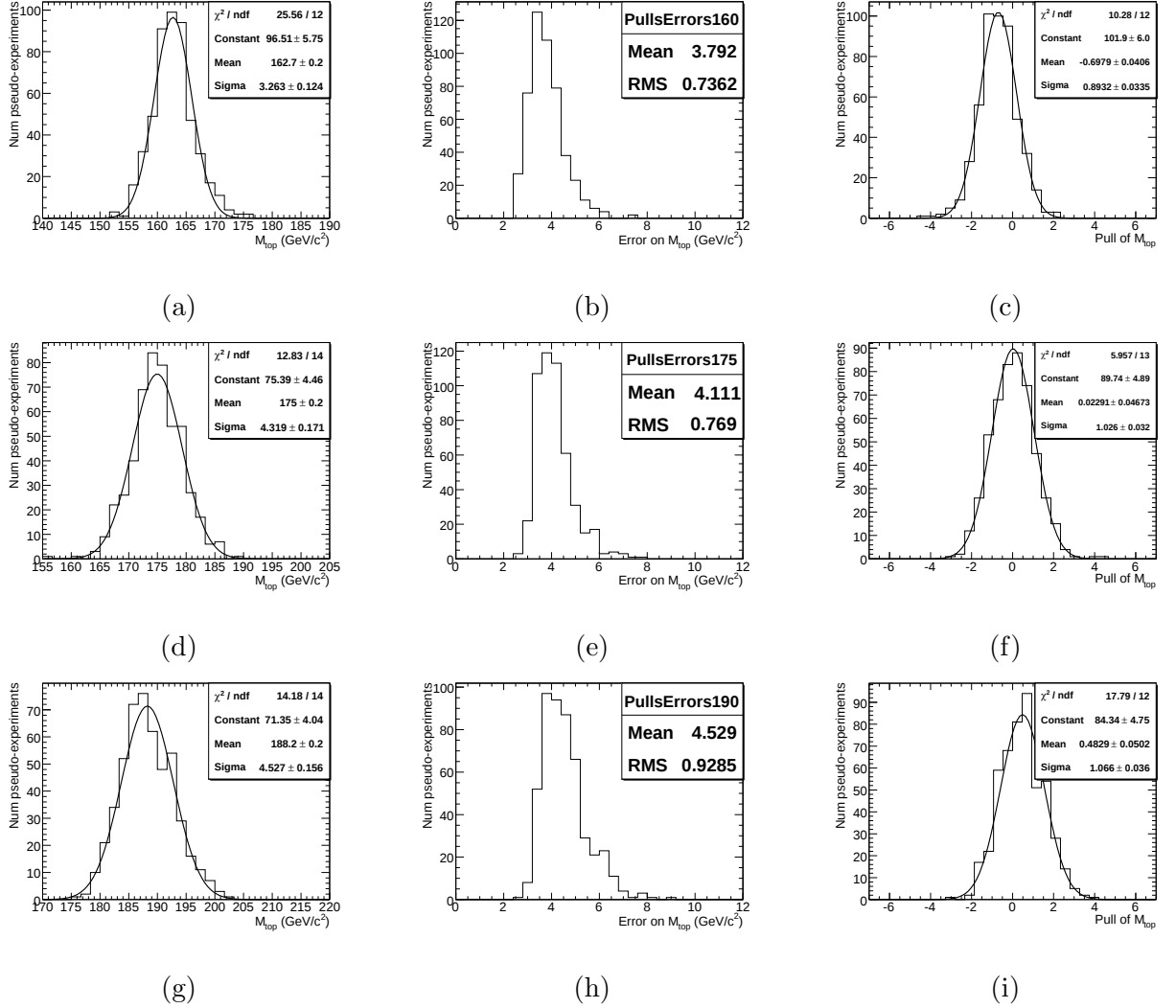


FIG. B.8: Valeurs des masses reconstruites pour des pseudo-expériences de 90 événements chacune, erreurs et distribution des pulls pour une masse de quark top générée à 160 GeV/c² (histogrammes (a), (b) et (c)), 175 GeV/c² (histogrammes (d), (e) et (f)) et 190 GeV/c² (histogrammes (g), (h) et (i)).

B.3.4 Signal, bruits de fond de physique et bruit de fond QCD

Les événements QCD à plusieurs jets représentent également un bruit de fond pour la mesure des caractéristiques du quark top. Etant donné qu'une simulation complète de ces événements n'est pas disponible, des événements $t\bar{t}$ ont été utilisés pour mettre une limite supérieure à l'impact de ce bruit de fond sur la mesure de la masse (chapitre 6, section 6.4.3).

La figure B.9 montre les distributions des masses mesurées, des erreurs et des pulls pour des pseudo-expériences contenant tous les bruits de fond de physique et une estimation de l'impact du bruit de fond QCD.

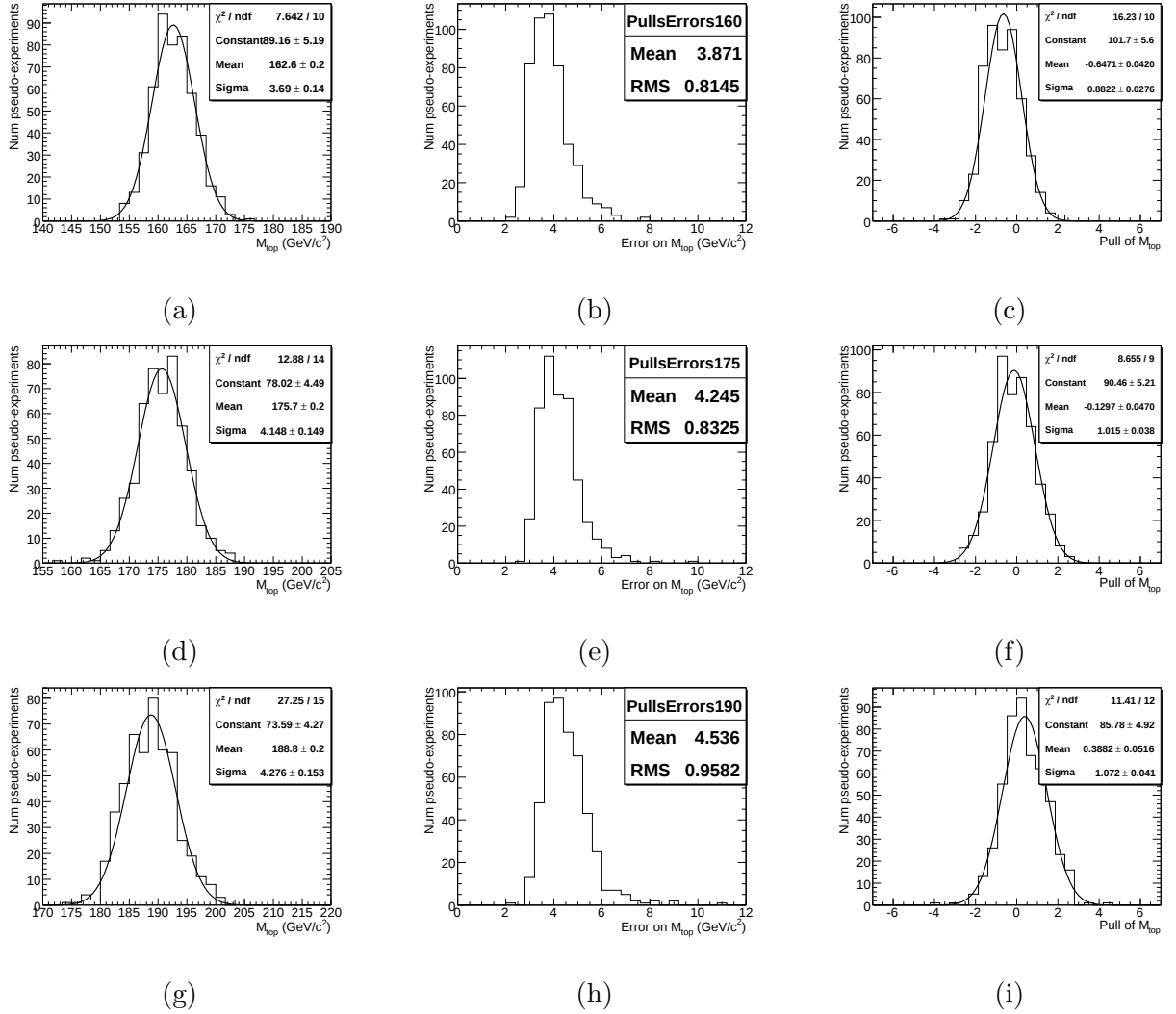


FIG. B.9: Valeurs des masses reconstruites pour des pseudo-expériences de 90 événements chacune, erreurs et distribution des pulls pour une masse de quark top générée à 160 GeV/c² (histogrammes (a), (b) et (c)), 175 GeV/c² (histogrammes (d), (e) et (f)) et 190 GeV/c² (histogrammes (g), (h) et (i)).

Annexe C

Distributions cinématiques pour les événements sélectionnés

Dans cette annexe, les distributions des impulsions transverses et des valeurs de pseudo-rapidité sont présentées pour les événements qui passent la sélection implementée dans le chapitre 3. La figure C.1 montre ces valeurs pour l'électron sélectionné tandis que la figure C.2 celles pour le muon sélectionné. Les figures C.3, C.4 et C.5 montrent, respectivement, les valeurs d'impulsion transverse et de pseudo-rapidité pour le jet à plus grande impulsion transverse, pour le jet ayant la seconde plus grande impulsion transverse et pour le jet ayant la troisième plus grande impulsion transverse.

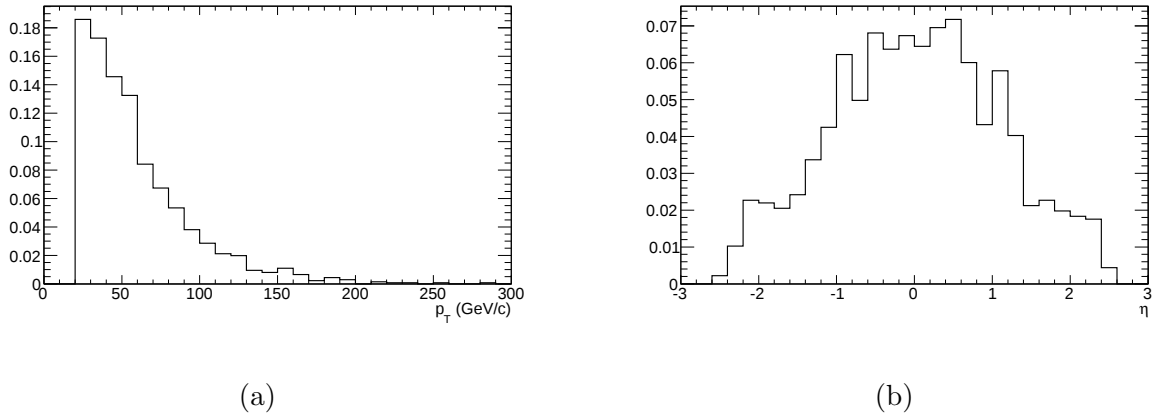
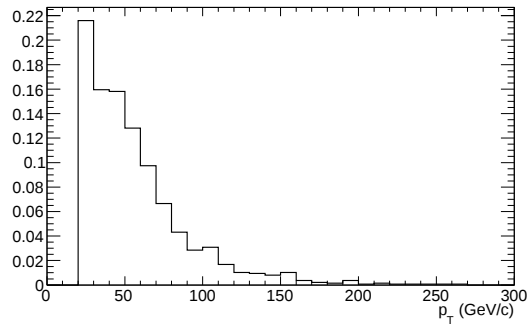
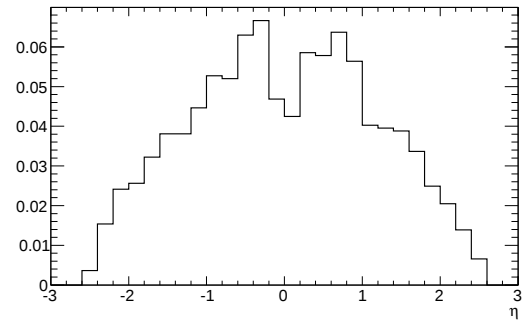


FIG. C.1: (a) Impulsion transverse de l'électron et (b) sa valeur de pseudo-rapidité.

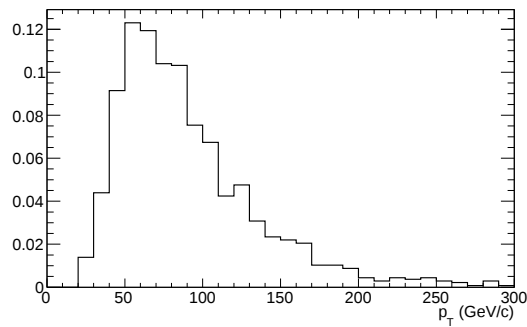


(a)

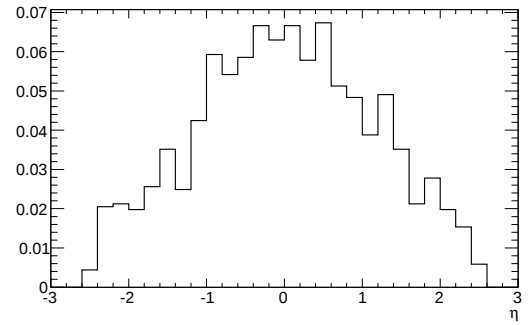


(b)

FIG. C.2: Impulsion transverse du muon et (b) sa valeur de pseudo-rapidité.

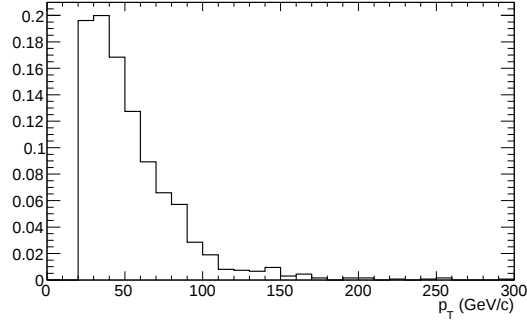


(a)

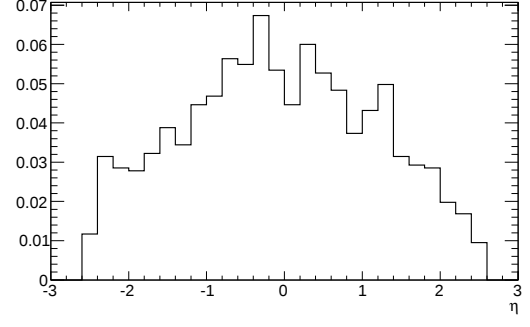


(b)

FIG. C.3: Impulsion transverse du jet ayant la plus grande impulsion transverse et (b) sa valeur de pseudo-rapidité.

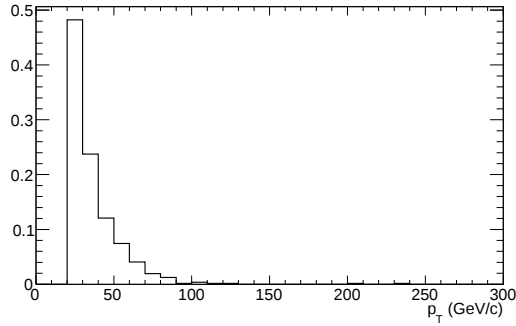


(a)

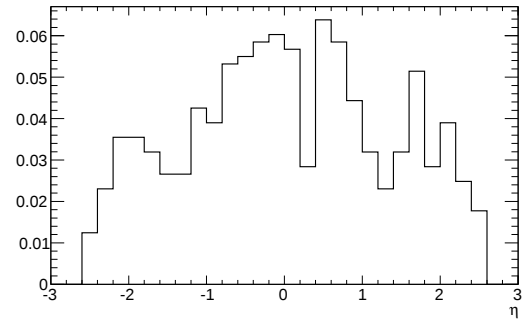


(b)

FIG. C.4: Impulsion transverse du jet ayant la seconde plus grande impulsion transverse et (b) sa valeur de pseudo-rapidité.



(a)



(b)

FIG. C.5: Impulsion transverse du jet ayant la troisième plus grande impulsion transverse et (b) sa valeur de pseudo-rapidité