



UNIVERSITÉ DE LA MÉDITERRANÉE
AIX-MARSEILLE II

Faculté des Sciences de Luminy

HABILITATION À
DIRIGER DES RECHERCHES

Spécialité : Physique des Particules

présentée par

Laurent VACAVANT

Quelques aspects de la physique auprès
des collisionneurs hadroniques en
préparation à la physique au LHC

soutenue publiquement le 18 mai 2009 devant le jury composé de :

<i>Président :</i>	Dr. Eric KAJFASZ	CPPM, Marseille
<i>Rapporteurs :</i>	Dr. Daniel BLOCH	IPHC, Strasbourg
	Pr. Joseph INCANDELA	University of California, Santa Barbara
	Dr. Guillaume UNAL	CERN, Genève
<i>Examineurs :</i>	Dr. Daniel FOURNIER	LAL, Orsay
	Dr. Daniel FROIDEVAUX	CERN, Genève
	Dr. Marie-Hélène SCHUNE	LAL, Orsay
	Pr. Mossadek TALBY	Université de la Méditerranée, Marseille

Remerciements

Je remercie tout d'abord Daniel Bloch, Joe Incandela et Guillaume Unal qui ont eu la gentillesse d'accepter d'être rapporteurs de ce mémoire ainsi que pour leurs suggestions et corrections. Merci également à tous les autres membres du jury qui ont accepté avec enthousiasme d'y participer : Eric Kajfasz, directeur du laboratoire mais aussi tuteur de cette habilitation, Daniel Fournier, Daniel Froidevaux, Marie-Hélène Schune et Mossadek Talby.

Depuis la soutenance de ma thèse de doctorat, douze années se sont écoulées au cours desquelles j'ai participé à trois projets en physique des particules dans trois laboratoires et environnements différents. Il va sans dire que cette expérience a été très formatrice et riche en rencontres. Je tiens à remercier tout ceux avec qui j'ai travaillé et auprès desquels j'ai beaucoup appris, en m'excusant par avance pour les inévitables oublis.

La première moitié du mémoire correspond aux travaux réalisés au cours des cinq années que j'ai eu la chance et le plaisir de passer à Berkeley dans les groupes ATLAS et CDF du LBL. Mes remerciements vont tout d'abord à Ian Hinchliffe, grâce à qui cette aventure a commencé, et à Marjorie Shapiro qui a pris le relais lorsque j'ai rejoint CDF. Le talent et la passion de Ian pour la physique sont légendaires et j'ai eu le privilège durant ces années d'être exposé à un flux incessant d'idées, d'explications et de conseils. Je ne saurais trop l'en remercier, ainsi que pour sa disponibilité et son soutien. Marjorie a été le meilleur guide qui puisse être pour mon immersion dans CDF, tant elle en maîtrise tous les aspects instrumentaux et informatiques et a une vision claire et complète de la physique que l'on peut y faire. J'ai beaucoup appris à son contact et lui en suis infiniment redevable.

L'analyse des moments hadroniques lui doit énormément, ainsi qu'au groupe des 'bees' : un immense merci à Alex Cerri pour ses contributions essentielles et tout ce qu'il m'a appris sur le SVT, CDF et la physique des B entre autres ; à Ramon Miquel en particulier pour sa vision synthétique de l'analyse et pour les nombreux échanges intéressants que nous avons eu ; et à Hung-Chung Fang pour toutes ses contributions. Merci à Karim Trabelsi pour sa relecture du chapitre et ses suggestions.

Le soutien indéfectible des deux groupes, dirigés par Lina Galtieri et Murdock Gilchriese, a été précieux, ainsi que celui de Jim Sigrist et de la division de physique. Un grand merci à Lina pour sa gestion dynamique et très conviviale du groupe, et pour son soutien constant. Je tiens à remercier également les pionniers du groupe "core software" pour l'aventure de ce qui allait devenir Athena, en particulier Paolo Calafiura, David Quarrie et Craig Tull ; Sandra Cioccio et Bob Ely pour le travail sur les modules du SCT ; mais aussi : Henri Bachacou, Davide Costanzo, Charles Currat, Kevin Einsweiler, Carl Haber, Young-Kee Kim, Andreas Korn, Jeremy Lys, Manfred Paulini, Sven Vahsen et Wei-Ming Yao. Au-delà de Berkeley, je tiens aussi à remercier d'autres collaborateurs d'ATLAS et/ou CDF dont l'aide a été précieuse à un moment au cours de ces années : Georges Azuelos, Joe Boudreau, Petar Maksimovic, Frank Paige, Christoph Paus, David Stuart, Barry Wicklund.

Mon retour en Europe a été rendu possible grâce à l'aide de nombreuses personnes. Outre Ian, Marjorie et Lina, je suis reconnaissant en particulier à Daniel Fournier, Daniel Froidevaux et Fabiola Gianotti de leurs soutien et encouragements. Merci spécialement à Daniel Froidevaux qui suit et encourage mon travail depuis de longues années.

Je remercie Roy Aleksan de m'avoir accueilli au Centre de Physique des Particules de Marseille, et de m'avoir encouragé à écrire cette habilitation. Merci à son successeur, Eric, pour sa confiance et pour ses encouragements également. Ne pouvant être exhaustif, je

remercie ici aussi l'ensemble du personnel du laboratoire.

Au sein du groupe ATLAS je remercie Sylvain Tisserant pour son accueil et son successeur Mossadek, en particulier pour son aide enthousiaste à chaque fois que cela fût nécessaire. J'ai eu grand plaisir à retrouver Alexandre Rozanov, que je remercie pour sa confiance lorsque j'ai pris la relève à la tête du groupe d'étiquetage des jets b d'ATLAS, mais aussi pour ses conseils avisés et pour les toujours passionnantes discussions de physique. Durant les premières années au CPPM j'ai travaillé quotidiennement avec Jean-Baptiste de Vivie, dont j'ai beaucoup apprécié les grandes compétences et qui m'a fait profiter de ses connaissances en physique. Les logiciels d'étiquetage comme les analyses de performances lui doivent beaucoup. Un grand merci également à Jean-Baptiste pour avoir relu une bonne partie de ce manuscrit. Les renforts pour l'analyse $t\bar{t}H$ que constituaient Lorenzo Feligioni et Georges Aad se sont vite transformés en moteurs pour cette analyse difficile et je leur suis reconnaissant des trois années de travail, discussions et échanges d'idées sur ce canal. Merci aussi à Karim Bernardet pour son aide constante et efficace sur les aspects informatiques. Je remercie les étudiants que j'ai eu le plaisir d'encadrer, au moins partiellement : Georges Aad et Rémi Zaidan qui terminent cette année (bonne chance pour la suite!) et Cécile Lapoire.

La coordination du groupe de b -tagging d'ATLAS est très intéressante mais n'est pas de tout repos. C'est un plaisir de remercier Gordon Watts, qui coordonne le groupe avec moi depuis septembre 2008, pour son aide et son dynamisme. Merci aussi pour les échanges fructueux lors de son séjour au CPPM, et d'avoir assuré plus que sa part de la gestion du groupe durant ces dernières semaines. Je remercie également le management d'ATLAS pour son soutien et sa confiance à différents moments critiques : Dave Charlton, Fabiola, Karl Jacobs et Leonardo Rossi. Au sein du groupe, merci à Henri, Lorenzo, Vadim Kostyukhin, Fabrizio Parodi, Giacinto Piacquadio, Marcel Vos et Christian Weiser pour des interactions enrichissantes.

Bien que mes activités à Lausanne sur NOMAD ne soient pas décrites dans ce mémoire, je tiens à remercier mes collègues du LPHE de l'EPFL pour ces deux années passées chez eux comme coopérant du service national. Merci en particulier à Claude Joseph et à Aurélio Bay pour leur accueil au laboratoire et pour m'avoir donné l'occasion d'enseigner. Je suis très reconnaissant à Minh-Tâm Tran de son accueil chaleureux dans le groupe NOMAD et de tout ce que j'ai pu y apprendre sur les neutrinos et l'identification des électrons avec le détecteur de pied de gerbes.

Finalement un grand merci à ma famille et mes amis. Quelques remerciements spéciaux, aux californiens d'abord : Hank, Norie, Tiffany et JD, Alika, Jennifer, Charles, Tony, Osni, Noriko, Nicolas, Alex, Aldo, Hung-Chung, Amanda et Johannes. Et également à Fanny, Henri, the K., Karim, Claire, Maria-Jose, Pepe, JB, Lorenzo ainsi qu'aux équipiers d'Hydrofil et Syspéo.

Table des matières

Curriculum vitae détaillé	1
1 Introduction	5
1.1 Le Modèle Standard	5
1.1.1 La construction théorique	5
1.1.2 Un succès indéniable	6
1.1.3 Le chaînon manquant	8
1.1.4 Au-delà du Modèle Standard	8
1.2 Le LHC	9
1.3 Aperçu des travaux présentés et organisation du mémoire	10
Bibliographie	12
2 Dimensions supplémentaires	17
2.1 Introduction	17
2.1.1 Le problème de la hiérarchie	18
2.1.2 L'approche des dimensions supplémentaires	19
2.1.3 Caractéristiques générales des modèles	19
2.2 Grandes dimensions supplémentaires	20
2.2.1 Théorie effective	22
2.2.2 Production directe de gravitons	23
2.2.3 Implémentation dans un générateur	23
2.2.4 Étude de la signature de monojet	24
2.2.5 Étude de la signature de monophoton	26
2.2.6 Détermination des paramètres du modèle	27
2.2.7 Échange de gravitons virtuels	29
2.2.8 Au-delà du LHC	29
2.3 Dimensions supplémentaires courbées	30
2.3.1 Phénoménologie du modèle Randall-Sundrum	31
2.3.2 Recherche du radion	32
2.4 Discussion et conclusion	36
2.4.1 Contraintes expérimentales	36
2.4.2 Conclusion	37
Autres contributions dans ATLAS de 1999 à 2004	38
Publications, conférences et contributions personnelles	42
Bibliographie	44
3 Mesure des moments hadroniques avec CDF	49
3.1 Introduction	50
3.1.1 La matrice CKM et $ V_{cb} $	50
3.1.2 Désintégrations semi-leptoniques inclusives	54

3.1.3	Moments hadroniques	55
3.1.4	Principe de l'analyse des moments hadroniques	56
3.2	Dispositif expérimental	59
3.2.1	Le collisionneur Tevatron	59
3.2.2	Le détecteur CDF	59
3.3	Reconstruction des canaux $B^- \rightarrow D^{*0} \ell^- \bar{\nu}_\ell$	63
3.3.1	Lots de données et pré-sélection	63
3.3.2	Reconstruction des canaux $D^{(*)+} \ell^-$	65
3.3.3	Validation du Monte-Carlo	67
3.3.4	Reconstruction des D^{*0}	70
3.4	Détermination des moments	73
3.4.1	Soustraction des bruits de fond	75
3.4.2	Corrections en efficacité	78
3.4.3	Extraction des moments	80
3.4.4	Systématiques	82
3.5	Extraction des paramètres de HQET	84
3.6	Discussion et conclusions	87
	Contributions techniques dans CDF	89
	Publications, conférences et contributions personnelles	94
	Bibliographie	96
4	Recherche du boson de Higgs dans le canal $t\bar{t}H(b\bar{b})$	99
4.1	Introduction	100
4.1.1	Le boson de Higgs du Modèle Standard	100
4.1.2	Signal $t\bar{t}H(b\bar{b})$	103
4.1.3	Bruits de fond	105
4.1.4	Lots Monte-Carlo et sections efficaces	106
4.1.5	Simulation du détecteur ATLAS	107
4.2	Pré-sélection	108
4.2.1	Déclenchement	108
4.2.2	Lepton isolé	108
4.2.3	Jets	108
4.2.4	Résultats de la pré-sélection	110
4.3	Reconstruction et analyse	110
4.3.1	Reconstruction des deux bosons W	110
4.3.2	Reconstruction des deux quarks top	111
4.3.3	Candidats boson de Higgs	112
4.4	Potentiel du canal et discussion	113
4.4.1	Significance statistique	113
4.4.2	Erreurs systématiques estimées	114
4.4.3	Connaissance des bruits de fond	115
4.4.4	Conclusion et perspectives	116
	Publications, conférences et contributions personnelles	118
	Bibliographie	119

5	Étiquetage des jets issus de quarks b	123
5.1	Introduction	123
5.2	Trajectographie avec ATLAS	125
5.2.1	Le détecteur interne	125
5.2.2	La reconstruction des traces	127
5.2.3	Performances	128
5.3	Méthodes d'étiquetage des jets b	132
5.3.1	Paramètre d'impact des traces	132
5.3.2	Reconstruction du vertex secondaire	135
5.3.3	Les aspects logiciels	136
5.4	Performances attendues	138
5.4.1	Synthèse des performances	139
5.4.2	Dépendance en impulsion et rapidité	139
5.5	Préparation aux premières données	141
5.5.1	Étiqueteurs pour le démarrage	141
5.5.2	Alignement	142
5.5.3	Impact de la quantité de matière	143
5.5.4	Impact de l'état du détecteur à pixels	144
5.5.5	Qualité des traces reconstruites	145
5.5.6	Effets des événements d'empilement	147
5.5.7	Mesure des performances dans les données	147
5.6	Conclusion et perspectives	149
	Publications, conférences et contributions personnelles	150
	Bibliographie	152
6	Conclusion et perspectives	153

Curriculum vitae détaillé

Laurent VACAVANT

Né le 3 avril 1971 à Guilherand (Ardèche), France

Nationalité française

Célibataire

Parcours scientifique

- 2009-2010 **Attaché scientifique au CERN**
- 2004- **Chargé de recherche de première classe au CNRS**
Centre de Physique des Particules de Marseille, CNRS/IN2P3 et Université de la Méditerranée
Recherche du boson de Higgs et étiquetage des jets b avec l'expérience ATLAS auprès du collisionneur LHC au CERN
- 1999-2004 **Séjour post-doctoral**
Physics Division, Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley, Californie, États-Unis
Développements informatiques pour l'expérience ATLAS
Recherche de dimensions supplémentaires avec ATLAS
Désintégrations semi-leptoniques des hadrons B avec l'expérience CDF auprès du Tevatron
Sup. : Ian Hinchliffe, Marjorie Shapiro
- 1997-1998 **Service National de la Coopération**
Laboratoire de Physique des Hautes Énergies, École Polytechnique Fédérale de Lausanne, Suisse
Opération et maintenance du détecteur de pieds de gerbes de l'expérience NOMAD, identification des électrons
Enseignements à l'Université de Lausanne et à l'EPFL
Sup. : Minh-Tâm Tran
- 1994-1997 **Thèse de doctorat de 3ème cycle**
Centre de Physique des Particules de Marseille, CNRS/IN2P3 et Université de la Méditerranée
Tests en faisceaux de détecteurs à pixels, trajectographie et étiquetage des jets b dans l'expérience ATLAS
Dir. : Pierre Delpierre, Alexandre Rozanov

Cursus universitaire

- 1993-1997 **D.E.A. et Doctorat de 3ème cycle en Physique des Particules, Physique Mathématique et Modélisation**
Université de la Méditerranée Aix-Marseille II
- 1989-1993 **Études pré-doctorales : DEUG, Licence & Maîtrise de Physique Recherche**
Université Joseph Fourier Grenoble I
 1992-1993 : *Université de Montréal, Canada*
- 1989 **Baccalauréat série C**
Lycée Vincent d'Indy, Privas

Activités d'encadrement

Post-doctorants :

- Lorenzo Feligioni, post-doctorant au CPPM (2006-2008) : recherche du boson de Higgs dans le canal $t\bar{t}H(b\bar{b})$ avec ATLAS. Chargé de recherche de 1^{re} classe au CNRS depuis 2008.

Doctorants :

- Cécile Lapoire, doctorante - Université de la Méditerranée (2007-2010, thèse co-dirigée avec A. Rozanov, encadrement principal) : mise en œuvre de l'étiquetage des jets b et mesure de la section efficace de production de paires $t\bar{t}$ avec ATLAS.
- Georges Aad, doctorant - Université de la Méditerranée (2006-2009, thèse co-dirigée avec A. Rozanov, encadrement principal) : recherche du boson de Higgs dans le canal $t\bar{t}H(b\bar{b})$ avec ATLAS.
- Rémy Zaidan, doctorant - Université de la Méditerranée (2006-2009, thèse dirigée par M. Talby, encadrement partiel) : étiquetage des jets b .
- Marc Lehmacher, doctorant - Université de Bonn (2006-2009, thèse dirigée par M. Cristinziani, encadrement ponctuel lors de séjours au CPPM) : étiquetage des jets b dans ATLAS.

Stages de Master 2^e année ou d'ingénieur :

- Cécile Lapoire, Master P3TMA - Universités d'Aix-Marseille (2007) : recherche du boson de Higgs dans le canal $WH(b\bar{b})$ avec ATLAS.
- Georges Aad, Master P3TMA - Universités d'Aix-Marseille (2006) : recherche du boson de Higgs dans le canal $t\bar{t}H(b\bar{b})$ avec ATLAS.
- Rolf Wüthrich, stage de fin d'études - École Polytechnique Fédérale de Lausanne (1998) : étude des pertes d'énergie catastrophiques de muons dans le détecteur NOMAD. Professeur assistant à l'Université Concordia, Montréal.

Autres stages :

- Nicolas Bousson, stage informatique Master 2 P3TMA - Universités d'Aix-Marseille (2009) : méthodes d'étiquetage des jets b par arbres de décision.
- Monika Panuskova, deux stages pour *B.Sc.* - CVUT/FJFI University, Prague (2007-2008) : étiquetage des jets b et alignement.
- Mathieu Marciante, stage informatique Master 2 P3TMA - Universités d'Aix-Marseille (2006) : reconstruction du top hadronique pour la recherche du boson de Higgs dans le canal $t\bar{t}H(b\bar{b})$ avec ATLAS.
- Georges Aad, stage informatique Master 2 P3TMA - Universités d'Aix-Marseille (2005) : identification des leptons pour la recherche du boson de Higgs dans le canal $t\bar{t}H(b\bar{b})$ avec ATLAS.
- Göran Hamann, stage de Master 1 Physique - Université de Provence (2005) : étiquetage des jets b par réseau de neurones pour la recherche du boson de Higgs avec ATLAS.

Responsabilités scientifiques

- Coordinateur du groupe d'étiquetage des jets b dans ATLAS (*ATLAS Flavour Tagging Combined Performance Group*) depuis janv. 2007, co-coordonateur depuis sept. 2008 ; membre *ex officio* de *ATLAS Physics Coordination*
- Membre du *ATLAS Data Preparation Coordination Group* depuis avril 2007
- Membre du *ATLAS Reconstruction Integration Group* depuis juin 2006
- Membre de *ATLAS Fast Simulation Validation Task Force* depuis janv. 2006
- Membre du *ATLAS Software Project Management Board* depuis mars 2009
- Membre du groupe de travail sur le potentiel de physique de SLHC (2001)
- Coordinateur *ATLAS-US Silicon Inner Detector Software* de 1999 à 2001
- Coordinateur des *releases* r11 et r12 d'ATLAS (2006)

Enseignement, animation scientifique et diffusion de la culture scientifique

- Travaux dirigés à l'Université de Lausanne (1^{re} année) en physique générale, physique atomique et à l'École Polytechnique Fédérale de Lausanne (4^e année) en physique nucléaire (1998-1999)
- Membre suppléant de la section 29 du Conseil National des Universités, Aix-Marseille Universités (2005-2007)
- Organisation de deux ateliers sur l'étiquetage des jets b (Marseille 2007, Gênes 2008, 50 pers.)
- Correspondant stages et écoles doctorales au CPPM (depuis fév. 2008)
- Initiateur et organisateur des réunions de physique de groupe ATLAS au CPPM (2004-2007)
- Représentant du CPPM à Physique-ATLAS-France (2004-2007)
- Maître d'œuvre du rapport d'activité 2002-2006 du CPPM
- Conférences NEPAL dans les lycées

Introduction

Avec la mise en service du Grand Collisionneur de Hadrons, le LHC, la physique des particules élémentaires est à l'aube d'une période nouvelle, riche de promesses. Si le Modèle Standard, cadre conceptuel de la physique des particules, a été vérifié expérimentalement avec une grande précision, un de ses éléments-clés, le boson de Higgs, reste encore à découvrir. Conçu pour explorer le domaine d'énergie autour du téra-électron-volt, le LHC doit permettre de trouver le boson de Higgs et de mieux comprendre le mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible dont il est la trace. Cette gamme d'énergies encore inexplorée pourrait révéler aussi quelques surprises de taille. En effet de nombreux arguments laissent à penser que le Modèle Standard est seulement la limite à basse énergie d'un modèle plus fondamental, dont certains phénomènes pourraient se manifester à l'énergie des collisions au LHC. De cette théorie fondamentale pourraient aussi découler des avancées importantes relatives à la description corpusculaire de l'Univers à des échelles cosmologiques.

1.1 Le Modèle Standard

Le siècle dernier a vu l'avènement du Modèle Standard de la physique des particules élémentaires. Cette théorie décrit les interactions entre particules de matière de spin demi-entier (quarks et leptons) avec des particules de spin un médiant les forces : le photon pour l'électromagnétisme, les bosons vecteurs $W^\pm$ et Z^0 pour la force nucléaire faible et les gluons pour la force nucléaire forte.

C'est une théorie des champs quantiques relativiste et renormalisable, basée sur les symétries de jauge : le lagrangien est invariant sous les transformations de phase locale d'un groupe de symétrie. La nature de ce groupe de symétrie caractérise les forces puisque leurs médiateurs sont les générateurs du groupe.

1.1.1 La construction théorique

Dès 1973, les fondations théoriques du Modèle Standard étaient achevées.

Les forces électromagnétique et faible sont décrites par le même formalisme, le modèle de Glashow-Salam-Weinberg [1, 2, 3]. Le groupe de symétrie est $SU(2) \times U(1)$. Au groupe $SU(2)$ correspond le nombre quantique d'isospin faible T avec trois générateurs de masse nulle W_μ^i et la constante de couplage g ; au groupe $U(1)$ l'hypercharge faible Y avec un générateur de masse nulle B_μ et la constante de couplage $g' \equiv g \tan \theta_W$, θ_W étant l'angle de Weinberg ($\sin^2 \theta_W \sim 0.23$).

Le mécanisme de brisure spontanée de la symétrie électrofaible [4, 5, 6] avec l'introduction d'un doublet de champs scalaire permet aux bosons de jauge $W^\pm =$

$(W^1 \mp iW^2)/\sqrt{2}$ et $Z = -B \sin \theta_W + W^3 \cos \theta_W$ d'acquérir leur masse physique m_W et m_Z alors que le photon $\gamma = B \cos \theta_W + W^3 \sin \theta_W$ reste sans masse. Il reste alors un champ scalaire, le boson de Higgs.

Les quarks et leptons sont organisés en doublets de SU(2) de chiralité gauche : $(\nu_i; \ell_i^-)_L$ de nombres quantiques $Y = -1$ et $T_3 = \pm 1/2$ et $(u_i; d_i')_L$ de nombres quantiques $Y = 1/3$, $T_3 = \pm 1/2$; et en singlets de SU(2) pour les quarks et les leptons chargés (absence de neutrinos droits) de chiralité droite : $(\ell_i^-)_R$, $(u_i)_R$ et $(d_i)_R$ de nombres quantiques respectifs $(Y, T_3) = (-2, 0), (4/3, 0)$ et $(-2/3, 0)$. La charge électrique, l'hypercharge et l'isospin faibles sont reliés par la formule de Gell-Man-Nishijima, $Q = T_3 + Y/2$. Le modèle minimal comprend trois familles (indice i) de fermions. Les états propres de masse d_i et d'interaction d_i' diffèrent pour les quarks et sont reliés par les éléments de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa [7, 8], $d_i' \equiv \sum_j V_{ij} d_j$, permettant de décrire les changements de saveur par courant chargé des interactions faibles et la violation de CP. L'interaction des fermions avec le champ de Higgs, introduite sous la forme de couplages de Yukawa y_f , leur confère après brisure une masse $m_f = \frac{2M_W}{g} y_f$.

L'interaction forte entre quarks est elle décrite par la chromodynamique quantique (QCD) [9, 10, 11, 12], une théorie de jauge non-abélienne basée sur le groupe de symétrie SU(3). Les quarks sont des triplets de couleur, la charge de l'interaction forte. Les huit générateurs du groupe sont les gluons, porteurs d'une charge de couleur et de ce fait se couplant à eux-mêmes. La dépendance en l'échelle de renormalisation μ de la constante effective de couplage $\alpha_s(\mu)$ conduit à deux régimes très particuliers : à grande énergie (faibles distances) lorsque $\mu \rightarrow \infty$, α_s devient suffisamment petite pour autoriser les calculs perturbatifs précis, c'est le régime de liberté asymptotique [13, 14, 15], qui prime lors d'interactions dures de hadrons. Au contraire à faible énergie (grandes distances, de l'ordre du fm), la constante devient très grande, expliquant le confinement [16] des quarks dans les hadrons. Dans ce régime, important pour relier théoriquement les partons (quarks, gluons) aux hadrons physiquement observables, le calcul perturbatif n'est plus possible et il faut faire appel à d'autres techniques, comme la discrétisation de l'espace sur un réseau.

1.1.2 Un succès indéniable

La trentaine d'années qui suivit a permis de consolider et valider avec une grande précision l'essentiel de ce modèle, et d'y apporter quelques petites modifications.

Tout d'abord le contenu en champs du modèle a été complètement confirmé, à une exception notable près, le boson de Higgs, sur laquelle nous reviendrons. Ainsi la prédiction en 1970 du 'quatrième' quark, le charme c , par le mécanisme de GIM [17] a t-elle été confirmée en 1974 avec la découverte du J/ψ [18, 19]. Sans faire l'historique détaillé de cette période faste, citons quand même la découverte des courants neutres [20] en 1973, celle du lepton τ [21] en 1975, la découverte du bottonium $b\bar{b}$ [22] en 1977, du gluon [23] en 1979, et finalement en 1983 des bosons W [24, 25] et Z [26, 27]. La structure à trois générations est confirmée en 1989 par la mesure du nombre de familles de neutrinos légers avec les premières données de

LEP [28, 29, 30, 31]. Plus proche de nous, la découverte du quark top [32, 33] en 1995 complète la liste des quarks observés et l'évidence directe [34] du ν_τ en 2000 met un point final à la série des fermions attendus.

Les observations convaincantes et majeures en faveur des oscillations de saveur des neutrinos (atmosphériques en 1998 [35] puis solaires, auprès des réacteurs et des accélérateurs, cf. [36]) nécessitent des aménagements au Modèle Standard dans le secteur des neutrinos, mais ces changements peuvent être a priori accommodés relativement facilement. Pour trois états propres de masse¹ une matrice de mélange analogue à la matrice CKM des quarks mais contenant trois phases peut être ajoutée, ainsi que les neutrinos de chiralité droite. Des questions restent cependant en suspens [36], notamment sur la nature de Majorana ou Dirac des neutrinos, et sur la violation de CP dans ce secteur.

Au-delà de son spectre en particules, les propriétés du Modèle Standard ont été mesurées avec une grande précision. Les données au pôle du Z^0 accumulées en particulier au LEP ont permis de mesurer [37] sa masse ($m_Z = 91.1875 \pm 0.0021$ GeV/ c^2), sa largeur totale ($\Gamma_Z = 2.4952 \pm 0.0023$ GeV), ses largeurs partielles et un grand nombre d'autres observables avec une précision améliorée par typiquement deux ou trois ordres de grandeurs par rapport aux précédentes mesures.

La dynamique du Modèle Standard a également été vérifiée, en particulier dans le secteur électrofaible par le truchement des corrections radiatives. Ainsi les masses inférées [37] du boson W ($m_W = 80.363 \pm 0.032$ GeV/ c^2) et du quark top ($m_t = 173^{+13}_{-10}$ GeV/ c^2) sont elles en bon accord avec les mesures directes. L'ensemble des mesures électrofaibles [38] est remarquablement cohérent² et permet de contraindre la masse du boson de Higgs ($m_H < 163$ GeV/ c^2 à 95% C.L.) et certaines caractéristiques d'une nouvelle physique éventuelle.

Dans le domaine de la saveur, le formalisme du mélange de saveurs de quarks accommodant la violation de CP a été amplement confirmé. Citons par exemple la découverte des oscillations des mésons neutres B_d [40, 41, 42] en 1987, et 19 ans plus tard la mesure de la fréquence d'oscillations des mésons B_s [43]. La violation de CP (indirecte) découverte dans les kaons neutres en 1964 [44] a été suivie par l'observation de la violation de CP directe dans les mêmes modes $K \rightarrow \pi\pi$ [45, 46, 47] puis observée en 2001 dans le secteur des mésons B [48, 49] (plus récemment mise aussi en évidence dans le secteur des mésons D [50, 51]). Il est difficile de résumer toutes les autres mesures effectuées dans le domaine de la saveur des quarks au LEP, au Tevatron, et en particulier durant ces dix dernières années par les expériences BaBar et Belle auprès des usines à B . On se reportera à la revue en réf. [39] et aux références qu'elle contient. L'ensemble de ces mesures fait l'objet d'ajustements globaux [52, 53] qui sont très cohérents avec le Modèle Standard.

Finalement, les mesures expérimentales de QCD ont atteint un niveau de pré-

¹c.-à-d. si le résultat de LSND n'est pas confirmé, voir réf. [36].

²Il existe une légère tension [37] en ce qui concerne les asymétries avant-arrière, en particulier pour la production $b\bar{b}$ comparée aux asymétries leptoniques; également un désaccord [38] à $\sim 2.7\sigma$ entre les valeurs de $\sin^2 \theta_W$ à basse énergie (expérience NuTeV) et celle obtenue au LEP et finalement un désaccord [39] à 2.7σ sur la valeur du moment magnétique anormal du muon.

cision qui, s'il n'est pas comparable à celui atteint dans le secteur électrofaible, est néanmoins appréciable. Ainsi dans le régime de QCD perturbative une précision de 2% est atteinte sur la mesure de la constante de couplage au pôle du Z : $\alpha_s(M_Z) = 0.1176 \pm 0.0020$ [39]. Les densités de quarks et gluons dans le proton ont elles été mesurées pour de petits x (~ 0.0001) avec une précision allant jusqu'à 2% pour certains points [54]. La variation relative de la plupart des observables en fonction de l'échelle est correctement prédite par les équations DGLAP [55, 56, 57, 58] à l'ordre NLO ou NNLO de QCD : c'est le cas pour les violations d'échelles des fonctions de structure du proton ou des fonctions de fragmentation par exemple.

1.1.3 Le chaînon manquant

Le grand absent de ce panorama est donc le boson de Higgs. Son observation est naturellement l'un des objectifs majeurs des expériences auprès du LHC.

Les expériences au Tevatron qui continuent d'accumuler des données excluent [59] d'ores et déjà la fenêtre en masse $m_H \in [160, 170]$ GeV/ c^2 à 95% de niveau de confiance. Cette fenêtre devrait s'agrandir avant que les expériences au LHC ne soient en mesure de se lancer dans la quête, et une évidence pour un signal est peut-être possible au Tevatron. Ceci étant, rappelons que quelques centaines de pb $^{-1}$ de données bien comprises au LHC seront suffisants pour couvrir la zone accessible au Tevatron avec une sensibilité équivalente [60].

Quoi qu'il en soit, la feuille de route pour le LHC en ce qui concerne le boson de Higgs est plus ambitieuse puisqu'il s'agit de vérifier si le mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible est bien celui attendu dans le Modèle Standard. Le LHC pourra exclure ou découvrir un boson de Higgs, et de façon redondante, dans toute la gamme de masse pertinente de la limite supérieure de LEP2 jusqu'à environ 1 TeV/ c^2 (voir par ex. réf. [60]). En cas de découverte, la mesure des propriétés et des différents couplages du boson de Higgs permettra d'en valider le caractère "Modèle Standard" et/ou d'avancer dans la compréhension du mécanisme de brisure.

1.1.4 Au-delà du Modèle Standard

Dans tous les cas, avec le LHC s'ouvrira sans doute aussi l'ère, longtemps anticipée, de la physique au-delà du Modèle Standard. En effet, si les succès du Modèle Standard, rappelés pour certains ci-dessus, sont bien établis, certaines de ses limitations ne le sont pas moins ; et il est généralement admis qu'il représente une approximation (certes excellente) à basse énergie d'une théorie plus complète (voir [61, 62] pour une revue).

Tout d'abord le Modèle Standard est incomplet dans les interactions qu'il décrit, puisque la gravitation n'est pas incluse. Il est incomplet également puisqu'il ne fournit pas de particule pouvant expliquer l'existence de la matière noire qui représente environ 80% de la matière de l'Univers (cf. [63]). À cet égard notons au passage les progrès récents (à l'échelle de ces trente ans) et substantiels en astrophysique, cosmologie observationnelle et expériences hors-accelérateurs qui ont permis d'établir

une dialectique avec la physique des particules 'classique' déjà riche de résultats et prometteuse. Autre limitation du Modèle Standard : la violation de CP, qui est l'un des trois ingrédients [64] nécessaires pour obtenir l'asymétrie baryonique de l'Univers, n'est pas assez importante (voir par ex. [65]). Pour ces différentes raisons le Modèle Standard ne saurait être une "théorie du tout".

D'autre part, le Modèle Standard a un problème structurel lié au mécanisme de la brisure de symétrie électrofaible : le scalaire fondamental qu'est le boson de Higgs reçoit des corrections en boucles à sa masse qui sont quadratiquement divergentes et dépendent du *cut-off* Λ . Un ajustement très fin à tous les ordres du développement perturbatif est techniquement possible mais pas naturel. Ce problème de naturalité est lié au problème de hiérarchie [66, 67] : en l'absence de nouvelle physique, l'échelle Λ est celle d'une hypothétique théorie unifiée Λ_{GUT} ou simplement la masse de Planck M_{Pl} . Un mécanisme est nécessaire pour maintenir cette échelle et l'échelle électrofaible séparées. Beaucoup d'extensions du Modèle Standard comme la supersymétrie ou la technicouleur ont été motivées par la résolution de ce problème de naturalité et ont une échelle naturelle au TeV. De façon plus radicale, l'approche plus récente des dimensions spatiales supplémentaires trouve sa motivation originale dans l'élimination du problème de hiérarchie d'échelles. Ces différents modèles de nouvelle physique ont l'avantage de résoudre en général simultanément plusieurs des problèmes du Modèle Standard, fournissant par exemple des candidats pour la matière noire.

1.2 Le LHC

Le LHC est donc la machine conçue pour accéder au domaine en énergie du TeV. Il s'agit d'un collisionneur de protons, installé dans l'ancien tunnel du LEP de 27 km de circonférence sous la frontière franco-suisse. Il bénéficie de toute la chaîne d'accélération/injection du CERN : les protons sont accélérés dans le LINAC puis le Booster jusqu'à une énergie de 1.5 GeV, puis dans le PS (jusqu'à 26 GeV) et le SPS à la sortie duquel leur énergie est de 450 GeV. Ils sont alors injectés dans le LHC. En fonctionnement nominal, le LHC contiendra 2808 paquets d'environ 10^{11} protons chacun, les paquets étant espacés en temps de 25 ns ; et l'énergie des protons sera de 7 TeV. La luminosité nominale est $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, correspondant pour une année typique de 10^7 s à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} . Dans ce qui suit, une phase dite à basse luminosité est parfois mentionnée : il s'agit d'opérer le LHC selon les paramètres quasi-nominaux, le nombre de protons par paquets étant cependant réduit ce qui conduit à une luminosité d'environ $10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Cette phase était supposée durer 3 ans, délivrant au total 30 fb^{-1} . Pour une introduction et des explications sur le LHC et la physique que l'on y fera, on se reportera à la réf. [68]. On consultera la réf. [69] pour l'ensemble des informations sur la machine.

Les premiers protons ont circulé dans le LHC pendant quelques jours, avant qu'une avarie n'interrompe le fonctionnement de la machine le 19 septembre 2008. Celle-ci devrait redémarrer cet été, pour fournir ses premières collisions de protons

en décembre et fonctionner en continu pendant plusieurs mois de 2010. L'objectif est d'accumuler quelques centaines de pb^{-1} à une énergie dans le centre de masse entre 8 et 10 TeV. Une première phase sans angle de croisement devrait [70] conduire à une luminosité moyenne de $10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, suivie d'une phase à $10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ avec par exemple 1404 paquets espacés de 50 ns.

Pour une introduction aux différents phénomènes se produisant lors de l'interaction entre paquets de protons du LHC, on se reportera également à la référence [68]. La référence [71] présente de façon exhaustive les calculs partoniques pertinents et tout un ensemble de discussions intéressantes et pour la plupart toujours d'actualité. Pour la suite de ce mémoire, notons que pour les conditions nominales du LHC la section efficace inélastique est d'environ 80 mb et en moyenne 25 événements de biais minimum sont empilés.

1.3 Aperçu des travaux présentés et organisation du mémoire

Ce mémoire résume une grande partie de mon activité de recherche au cours des douze dernières années, c'est-à-dire depuis la soutenance de ma thèse de doctorat.

Les travaux présentés s'inscrivent dans la perspective du démarrage du LHC et concernent donc la physique auprès des collisionneurs hadroniques, qu'il s'agisse de l'analyse de données auprès du Tevatron ou de la préparation de divers aspects de l'expérience ATLAS. Si pour l'intérêt de la lecture je n'ai mentionné que brièvement les activités techniques, pour l'essentiel liées aux aspects informatiques et logiciels et pour partie à la construction du détecteur ATLAS, elles ont néanmoins occupé une fraction importante de mon temps.

Chaque chapitre est en principe une unité relativement autonome, avec une introduction à la thématique traitée, la description des études effectuées puis une mise en perspective. Les publications et conférences correspondant à ces études sont mentionnées, ainsi que mes principales contributions dans la mesure où la plupart de ces études sont le fruit de collaborations. Par souci de simplicité, les chapitres suivent l'ordre chronologique.

Le premier chapitre est une étude de physique prospective sur la recherche de dimensions supplémentaires au LHC. Dans le contexte du problème de hiérarchie évoqué précédemment, un changement important de paradigme a été suggéré en 1998 en particulier par Arkani-Ahmed, Dimopoulos et Dvali : il pourrait n'y avoir qu'une seule échelle fondamentale d'énergie, l'échelle électrofaible. L'apparence faiblesse de la gravité, et son échelle à la masse de Planck, serait due à l'existence de grandes dimensions spatiales additionnelles dans lesquelles la force gravitationnelle serait en quelque sorte diluée. Lorsque j'ai rejoint le LBL en janvier 1999, c'était le sujet chaud pour les théoriciens et phénoménologues. Grâce à la proximité géographique et sous la direction de Ian Hinchliffe j'ai donc eu la chance d'être l'un des premiers expérimentateurs à m'intéresser aux possibles conséquences de ces modèles au LHC. Ces études préliminaires visaient à un peu plus de réalisme par rapport

aux calculs des théoriciens, en particulier en ce qui concerne les bruits de fond, mais elles sont cependant limitées et s'appuient en particulier sur une simulation rapide de la réponse du détecteur. Dans ce chapitre sont également présentés succinctement d'autres études effectuées dans le groupe ATLAS durant la première moitié de mon post-doctorat, en particulier une étude sur la reconstruction des leptons τ se désintégrant hadroniquement dans le contexte de la supersymétrie.

Le second chapitre présente une mesure effectuée avec CDF liée à la problématique du mélange des saveurs de quarks dans le Modèle Standard : la mesure des moments de la distribution de la masse hadronique dans les désintégrations semi-leptoniques $b \rightarrow cl\nu_l$. Cette mesure permet d'extraire des paramètres non-perturbatifs importants pour la mesure précise des éléments de la matrice de mélange, en particulier V_{cb} . J'ai souhaité rejoindre en 2001 l'expérience CDF au Tevatron pour acquérir une expérience auprès d'un collisionneur hadronique prenant des données. Je souhaitais à l'époque participer à la mesure que je considérais comme l'une des plus importantes au Tevatron, à savoir la recherche et l'observation des oscillations des mésons B_s . Les performances de l'accélérateur n'étant pas à la hauteur, c'est une mesure moins exigeante en luminosité intégrée que nous avons finalement effectuée.

Dans le troisième chapitre, nous revenons à la physique de grande impulsion transverse, et au cœur de la problématique de la brisure de la symétrie électrofaible. C'est en effet mon axe de recherche principal depuis mon retour au CPPM à l'automne 2004 dans le groupe ATLAS. Il s'agit donc d'une étude sur l'observabilité du boson de Higgs au LHC avec ATLAS dans le canal $t\bar{t}H(H \rightarrow b\bar{b})$. Ce canal est important pour accéder au mode de désintégration en $b\bar{b}$ du boson de Higgs, lorsque celui-ci a une masse d'environ $115 \text{ GeV}/c^2$, soit proche de la limite d'exclusion du LEP. Cette région de masse, privilégiée par les ajustements électrofaibles, est difficile expérimentalement. Il s'agit d'une étude en simulation détaillée, avec un niveau de réalisme élevé permettant de tirer des conclusions plus solides sur la faisabilité de ce canal très difficile.

Finalement au chapitre quatre je détaille les développements, études et préparatifs effectués ou en cours pour la mise en œuvre dans ATLAS de l'étiquetage des jets b (b -tagging). L'identification des jets issus de quark b est un outil critique pour le canal $t\bar{t}H(H \rightarrow b\bar{b})$, mais également pour une gamme large de signaux de physique au LHC : de la physique du top à la supersymétrie, en passant par des modèles plus exotiques. La préparation à sa mise en œuvre rapide avec les premières données constitue l'essentiel de mon travail récent.

Bibliographie

- [1] S. Weinberg, A Model of Leptons, Phys. Rev. Lett. **19**, 1264 (1967). 5
- [2] A. Salam, Elementary Particle Theory, (1969). 5
- [3] S. L. Glashow, Partial Symmetries of Weak Interactions, Nucl. Phys. **22**, 579 (1961). 5
- [4] P. W. Higgs, Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons, Phys. Rev. Lett. **13**, 508 (1964). 5, 100
- [5] F. Englert and R. Brout, Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons, Phys. Rev. Lett. **13**, 321 (1964). 5, 100
- [6] G. S. Guralnik, C. R. Hagen, and T. W. B. Kibble, Global Conservation Laws and Massless Particles, Phys. Rev. Lett. **13**, 585 (1964). 5, 100
- [7] N. Cabibbo, Unitary Symmetry and Leptonic Decays, Phys. Rev. Lett. **10**, 531 (1963). 6, 50
- [8] M. Kobayashi and T. Maskawa, CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction, Prog. Theor. Phys. **49**, 652 (1973). 6, 50
- [9] M. Gell-Mann, A Schematic Model of Baryons and Mesons, Phys. Lett. **8**, 214 (1964). 6
- [10] G. Zweig, An SU(3) model for strong interaction symmetry and its breaking, CERN-TH-401. 6
- [11] O. W. Greenberg, Spin and Unitary Spin Independence in a Paraquark Model of Baryons and Mesons, Phys. Rev. Lett. **13**, 598 (1964). 6
- [12] M. Y. Han and Y. Nambu, Three-triplet model with double SU(3) symmetry, Phys. Rev. **139**, B1006 (1965). 6
- [13] D. J. Gross and F. Wilczek, Ultraviolet behavior of non-abelian gauge theories, Phys. Rev. Lett. **30**, 1343 (1973). 6
- [14] D. J. Gross and F. Wilczek, Asymptotically Free Gauge Theories. 1, Phys. Rev. **D8**, 3633 (1973). 6
- [15] H. D. Politzer, Reliable perturbative results for strong interactions?, Phys. Rev. Lett. **30**, 1346 (1973). 6
- [16] K. G. Wilson, Confinement of Quarks, Phys. Rev. **D10**, 2445 (1974). 6
- [17] S. L. Glashow, J. Iliopoulos, and L. Maiani, Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry, Phys. Rev. **D2**, 1285 (1970). 6
- [18] E598, J. J. Aubert *et al.*, Experimental Observation of a Heavy Particle J, Phys. Rev. Lett. **33**, 1404 (1974). 6
- [19] SLAC-SP-017, J. E. Augustin *et al.*, Discovery of a Narrow Resonance in e^+e^- Annihilation, Phys. Rev. Lett. **33**, 1406 (1974). 6
- [20] Gargamelle Neutrino, F. J. Hasert *et al.*, Observation of neutrino-like interactions without muon or electron in the Gargamelle neutrino experiment, Phys. Lett. **B46**, 138 (1973). 6

- [21] M. L. Perl *et al.*, Properties of Anomalous $e\mu$ Events Produced in e^+e^- Annihilation, Phys. Lett. **B63**, 466 (1976). 6
- [22] S. W. Herb *et al.*, Observation of a dimuon resonance at 9.5-GeV in 400-GeV proton - nucleus collisions, Phys. Rev. Lett. **39**, 252 (1977). 6
- [23] TASSO, R. Brandelik *et al.*, Evidence for Planar Events in e^+e^- Annihilation at High- Energies, Phys. Lett. **B86**, 243 (1979). 6
- [24] UA1, G. Arnison *et al.*, Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at $s^{*1/2} = 540$ -GeV, Phys. Lett. **B122**, 103 (1983). 6
- [25] UA2, M. Banner *et al.*, Observation of single isolated electrons of high transverse momentum in events with missing transverse energy at the CERN anti-p p collider, Phys. Lett. **B122**, 476 (1983). 6
- [26] UA1, G. Arnison *et al.*, Experimental observation of lepton pairs of invariant mass around 95-GeV/ c^{*2} at the CERN SPS collider, Phys. Lett. **B126**, 398 (1983). 6
- [27] UA2, P. Bagnaia *et al.*, Evidence for $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ at the CERN anti-p p collider, Phys. Lett. **B129**, 130 (1983). 6
- [28] ALEPH, D. Decamp *et al.*, Determination of the Number of Light Neutrino Species, Phys. Lett. **B231**, 519 (1989). 7
- [29] DELPHI, P. A. Aarnio *et al.*, Measurement of the Mass and Width of the Z^0 Particle from Multi - Hadronic Final States Produced in e^+e^- Annihilations, Phys. Lett. **B231**, 539 (1989). 7
- [30] L3, B. Adeva *et al.*, Measurement of Z^0 decays to hadrons and a precise determination of the number of neutrino species, Phys. Lett. **B237**, 136 (1990). 7
- [31] OPAL, M. Z. Akrawy *et al.*, Measurement of the Z^0 Mass and Width with the OPAL Detector at LEP, Phys. Lett. **B231**, 530 (1989). 7
- [32] CDF, F. Abe *et al.*, Observation of top quark production in $\bar{p}p$ collisions, Phys. Rev. Lett. **74**, 2626 (1995), hep-ex/9503002. 7
- [33] D0, S. Abachi *et al.*, Observation of the top quark, Phys. Rev. Lett. **74**, 2632 (1995), hep-ex/9503003. 7
- [34] DONUT, K. Kodama *et al.*, Observation of tau-neutrino interactions, Phys. Lett. **B504**, 218 (2001), hep-ex/0012035. 7
- [35] Super-Kamiokande, Y. Fukuda *et al.*, Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos, Phys. Rev. Lett. **81**, 1562 (1998), hep-ex/9807003. 7
- [36] B. Kayser, Neutrino mixing, review in *Review of particle physics*, Phys. Lett. **B667**, 1 (2008). 7
- [37] The ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, SLD Collaborations, the LEP Electroweak Working Group, the SLD Electroweak and Heavy Flavour Groups, Precision Electroweak Measurements on the Z Resonance, Phys. Rept. **427**, 257 (2006), hep-ex/0509008. 7

- [38] LEP ElectroWeak Working Group, Results March 16 2009, <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/>. 7, 102, 103
- [39] Particle Data Group, C. Amsler *et al.*, Review of particle physics, Phys. Lett. **B667**, 1 (2008). 7, 8, 37, 53, 88
- [40] UA1, C. Albajar *et al.*, Search for B0 anti-B0 Oscillations at the CERN Proton - anti-Proton Collider. 2, Phys. Lett. **B186**, 247 (1987). 7
- [41] ARGUS, H. Albrecht *et al.*, Observation of B0 - anti-B0 Mixing, Phys. Lett. **B192**, 245 (1987). 7
- [42] CLEO, A. Bean *et al.*, Limits on B0 anti-B0 Mixing and tau (B0) / tau (b+), Phys. Rev. Lett. **58**, 183 (1987). 7
- [43] CDF, A. Abulencia *et al.*, Measurement of the $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ Oscillation Frequency, Phys. Rev. Lett. **97**, 062003 (2006), hep-ex/0606027. 7, 89
- [44] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch, and R. Turlay, Evidence for the 2 pi Decay of the k(2)0 Meson, Phys. Rev. Lett. **13**, 138 (1964). 7
- [45] NA31, H. Burkhardt *et al.*, First Evidence for Direct CP Violation, Phys. Lett. **B206**, 169 (1988). 7
- [46] NA48, V. Fanti *et al.*, A new measurement of direct CP violation in two pion decays of the neutral kaon, Phys. Lett. **B465**, 335 (1999), hep-ex/9909022. 7
- [47] KTeV, A. Alavi-Harati *et al.*, Observation of direct CP violation in K(S,L) -> pi pi decays, Phys. Rev. Lett. **83**, 22 (1999), hep-ex/9905060. 7
- [48] BABAR, B. Aubert *et al.*, Observation of CP violation in the B^0 meson system, Phys. Rev. Lett. **87**, 091801 (2001), hep-ex/0107013. 7
- [49] Belle, K. Abe *et al.*, Observation of large CP violation in the neutral B meson system, Phys. Rev. Lett. **87**, 091802 (2001), hep-ex/0107061. 7
- [50] BABAR, B. Aubert *et al.*, Evidence for D^0 -anti-D0 Mixing, Phys. Rev. Lett. **98**, 211802 (2007), hep-ex/0703020. 7
- [51] Belle, M. Staric *et al.*, Evidence for $D^0 - \bar{D}^0$ Mixing, Phys. Rev. Lett. **98**, 211803 (2007), hep-ex/0703036. 7
- [52] CKMfitter Group, J. Charles *et al.*, CP violation and the CKM matrix : Assessing the impact of the asymmetric B factories, Eur. Phys. J. **C41**, 1 (2005), hep-ph/0406184, updates : <http://ckmfitter.in2p3.fr>. 7, 51, 88, 90
- [53] UTfit, M. Bona *et al.*, The 2004 UTfit Collaboration report on the status of the unitarity triangle in the standard model, JHEP **07**, 028 (2005), hep-ph/0501199, updates : <http://www.utfit.org>. 7
- [54] H1 and ZEUS, J. Feltesse, Combination of H1 and ZEUS deep inelastic e+- p scattering cross section measurements. 8
- [55] V. N. Gribov and L. N. Lipatov, Deep inelastic e p scattering in perturbation theory, Sov. J. Nucl. Phys. **15**, 438 (1972). 8
- [56] L. N. Lipatov, The parton model and perturbation theory, Sov. J. Nucl. Phys. **20**, 94 (1975). 8

- [57] G. Altarelli and G. Parisi, Asymptotic Freedom in Parton Language, Nucl. Phys. **B126**, 298 (1977). 8
- [58] Y. L. Dokshitzer, Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and e^+e^- Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics. (In Russian), Sov. Phys. JETP **46**, 641 (1977). 8
- [59] Tevatron New Phenomena and Higgs Working Group, Results March 13 2009, <http://tevnpnphwg.fnal.gov/>. 8, 102, 104
- [60] ATLAS, G. Aad *et al.*, Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector, Trigger and Physics, (2009), 0901.0512. 8, 34, 36, 39, 99, 100, 105, 106, 107, 108, 112, 114, 115, 116, 131, 132, 135, 136, 140, 142, 147, 151
- [61] J. Ellis, Physics Beyond the Standard Model, (2009), 0902.0357. 8
- [62] J. Ellis, J. Wiesel, and D. Gherson, Nouvelles physiques, Cours à l'École de Gif 2004, <http://ecole-de-gif.in2p3.fr/Cours/GIF04/Ellis.ps.gz>. 8
- [63] G. Bertone, D. Hooper, and J. Silk, Particle dark matter : Evidence, candidates and constraints, Phys. Rept. **405**, 279 (2005), hep-ph/0404175. 8
- [64] A. D. Sakharov, Violation of CP Invariance, c Asymmetry, and Baryon Asymmetry of the Universe, Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **5**, 32 (1967). 9
- [65] M. Trodden, Electroweak baryogenesis : A brief review, (1998), hep-ph/9805252. 9
- [66] K. G. Wilson, The Renormalization Group and Strong Interactions, Phys. Rev. **D3**, 1818 (1971). 9
- [67] E. Gildener and S. Weinberg, Symmetry Breaking and Scalar Bosons, Phys. Rev. **D13**, 3333 (1976). 9
- [68] G. Unal, S. Laplace, and J. de Vivie, Physique au LHC, Cours à l'École de Gif (2004), <http://ecole-de-gif.in2p3.fr/Cours/GIF04/Unal.ps.gz>. 9, 10
- [69] D. Boussard *et al.*, The Large Hadron Collider Conceptual Design, CERN AC/95-05 (1995). 9
- [70] R. Bailey, What will we do with beam in 2009/2010?, (2009), Proc. of the 2009 Chamonix workshop on LHC performance. 10
- [71] E. Eichten, I. Hinchliffe, K. D. Lane, and C. Quigg, Super Collider Physics, Rev. Mod. Phys. **56**, 579 (1984). 10

Dimensions supplémentaires

Sommaire

2.1	Introduction	17
2.1.1	Le problème de la hiérarchie	18
2.1.2	L'approche des dimensions supplémentaires	19
2.1.3	Caractéristiques générales des modèles	19
2.2	Grandes dimensions supplémentaires	20
2.2.1	Théorie effective	22
2.2.2	Production directe de gravitons	23
2.2.3	Implémentation dans un générateur	23
2.2.4	Étude de la signature de monojet	24
2.2.5	Étude de la signature de monophoton	26
2.2.6	Détermination des paramètres du modèle	27
2.2.7	Échange de gravitons virtuels	29
2.2.8	Au-delà du LHC	29
2.3	Dimensions supplémentaires courbées	30
2.3.1	Phénoménologie du modèle Randall-Sundrum	31
2.3.2	Recherche du radion	32
2.4	Discussion et conclusion	36
2.4.1	Contraintes expérimentales	36
2.4.2	Conclusion	37
	Autres contributions dans ATLAS de 1999 à 2004	38
	Publications, conférences et contributions personnelles	42
	Bibliographie	44

Le problème de hiérarchie dans le Modèle Standard a été reformulé drastiquement en 1998 avec l'introduction de modèles avec des grandes dimensions supplémentaires d'espace. Dans ce chapitre, les premières études prospectives de ce modèle pour ATLAS effectuées avec Ian Hinchliffe en 1999 et 2000 sont présentées. Suivent des études ultérieures sur un autre modèle avec dimensions supplémentaires, réalisées avec Georges Azuelos, Donatella Cavalli et Helenka Przysiezniak.

2.1 Introduction

Depuis Einstein-Minkowski et l'assimilation du temps à une quatrième dimension, la possible existence de dimensions additionnelles a fait l'objet de nombreux

travaux. Ainsi dans les années 1920, Nordstöm [1] puis Kaluza [2] et Klein [3] ont tenté d'unifier géométriquement l'électromagnétisme et la gravité avec une théorie postulant une cinquième dimension, les composantes additionnelles de la métrique générant le photon.

En l'absence d'évidence sensible comme de déviations expérimentales flagrantes à la gravité Newtonienne, ces dimensions étaient supposées être compactes (finies) et très petites, avec un rayon typique de l'ordre de la longueur de Planck ($M_{Pl}^{-1} \sim 10^{-33}$ cm). L'échelle d'énergie à laquelle les effets de gravité quantique apparaissent était donc la masse de Planck, laissant peu d'espoir de tests expérimentaux.

L'avènement de la théorie des cordes [4], qui semble être une des seules formulations cohérentes d'une théorie quantique de la gravité, a remis à l'ordre du jour les spéculations sur des dimensions supplémentaires. En effet, toutes les versions de la théorie des cordes nécessitent des dimensions spatiales supplémentaires. Leur nombre est même connu : en général 6, 7 dans le cas d'une M-théorie. Il s'agissait là encore à priori de dimensions de taille $M_S^{-1} \approx M_{Pl}^{-1}$, et donc hors de portée de l'expérience. Toutefois deux développements récents [5] de la théorie des cordes ont ouvert la voie à une reformulation drastique du problème de la hiérarchie, expliquant le regain d'intérêt pour les dimensions supplémentaires depuis 1998. Il s'agit d'une part de l'introduction des membranes de type Dirichlet (*D-branes*) définissant des structures de dimensionnalité basse pouvant être placées dans l'espace à 6 ou 7 dimensions (*bulk*). Il semble que ces structures soient nécessaires pour la cohérence d'une théorie des cordes. D'autre part, il fût réalisé que certaines voire toutes les dimensions supplémentaires pouvaient être plus grandes que M_{Pl}^{-1} . La concomitance de ces deux développements a permis d'envisager la construction de modèles crédibles avec de grandes dimensions supplémentaires (de l'ordre du mm), et ce sans conséquences fâcheuses pour le Modèle Standard lorsque celui-ci est confiné à l'espace usuel à 4 dimensions grâce à une membrane.

Notons pour terminer que si ces modèles connaissent un grand succès, c'est en grande partie parce que *via* la reformulation du problème de hiérarchie, ils permettent d'envisager des conséquences observables à l'échelle M_W et donc testables en particulier auprès du LHC.

2.1.1 Le problème de la hiérarchie

Le problème de la hiérarchie se manifeste par l'existence de deux échelles d'énergie très différentes : celle des interactions faibles, définie par la constante de Fermi G_F (ou de façon équivalente M_W), et celle de la gravité définie par la constante de Newton G_N (ou la masse de Planck), soit une différence de 17 ordres de grandeur. Si le Modèle Standard décrit de façon très satisfaisante l'ensemble des observations expérimentales¹, un problème sérieux survient lorsque l'on considère le Modèle Standard comme une théorie effective, valide jusqu'à une échelle Λ (*cut-off*) et approximation à basse énergie d'une théorie plus fondamentale. Lorsque $\Lambda \gg M_W$ et en l'absence de nouvelle physique entre ces deux échelles, la valeur de Λ peut modifier

¹à l'exception du mélange des neutrinos, qui peut toutefois être accommodé sans difficulté.

la physique à basse énergie (M_W). Elle intervient en particulier dans les corrections quantiques à la masse du boson de Higgs, le seul scalaire fondamental de la théorie (les masses des fermions sont protégées par la chiralité). Ces corrections par une boucle de fermions, de bosons vecteurs W, Z ou scalaire (H) sont chacune quadratiquement divergentes en Λ : $m_H^2 = (m_H^2)_0 + \mathcal{O}(\frac{\alpha}{\pi}) \Lambda^2$. La correction Δm_H est ainsi environ 10^{15} fois plus importante que la valeur de m_H si $m_H = \mathcal{O}(100)$ GeV/ c^2 et $\Lambda \sim M_{Pl}$. Ces corrections radiatives peuvent être re-absorbées techniquement mais cela nécessite d'ajuster la masse nue à chaque ordre du développement perturbatif avec une précision de 10^{-30} , ce qui n'est pas naturel.

Ce problème de naturalité est un point d'achoppement du Modèle Standard et a stimulé de nombreux développements de théories au-delà du Modèle Standard : par exemple la supersymétrie qui fournit des contre-termes annulant les divergences quadratiques, ou la technicouleur pour laquelle le boson de Higgs n'est plus un scalaire mais un condensat de fermions. Ces approches corrigent le problème techniquement, mais n'expliquent pas la disparité entre M_W et M_{Pl} . À cet égard, les théories des cordes assurent également que la hiérarchie est stable sous corrections quantiques, puisque ces théories sont supersymétriques, mais elles n'expliquent pas non plus l'origine de la hiérarchie.

2.1.2 L'approche des dimensions supplémentaires

L'approche radicale au problème de la hiérarchie proposée en 1998 par Arkani-Ahmed, Dimopoulos et Dvali [6] (ADD) peut être résumée ainsi : M_W est la seule échelle fondamentale pour la physique à courte distance, M_{Pl} n'est pas fondamentale et est déduite de M_W . Cette approche requiert l'existence de dimensions supplémentaires, relativement grandes par rapport à M_W^{-1} . Les gravitons se propagent dans les dimensions supplémentaires, en quelque sorte diluant la force de la gravité dans ce volume assez grand et expliquant ainsi sa faiblesse sur des distances supra-millimétriques. À contrario, les champs du Modèle Standard sont confinés à une membrane quadri-dimensionnelle à l'échelle M_W , notre monde au sens usuel. Ce modèle est discuté plus en détails dans la section 2.2. De nombreuses variantes ont suivi. En particulier une autre approche postule que la hiérarchie M_W/M_{Pl} découle d'une courbure prononcée des dimensions supplémentaires dans une géométrie non-factorisable. Les études que j'ai menées dans ATLAS s'inscrivent dans ces deux scénarios, exposés dans la suite. Au préalable, certaines des propriétés essentielles et communes aux différents modèles sont présentées. Pour plus de détails, on se reportera aux revues du domaine [7, 8, 9, 10] dont je me suis en partie inspiré.

2.1.3 Caractéristiques générales des modèles

Les différents modèles partagent quelques caractéristiques. En général notre espace à 3 dimensions est une membrane ou feuillet (*brane*) plongé dans l'espace-temps complet (*bulk*), de dimension $D \equiv 3 + \delta + 1$ où δ est le nombre de dimensions d'espace supplémentaires.

Les champs de matière et de jauge du Modèle Standard sont souvent confinés au feuillet à 4D, permettant de maintenir la compatibilité avec les mesures. Ce confinement peut être réalisé en théorie des champs, mais il est aussi fourni naturellement par les *D-branes* de la théorie des cordes. Le champ gravitationnel imprègne lui tout l'espace à $3 + \delta$ dimensions. L'absence de déviations à la loi de Newton contraint la taille des dimensions supplémentaires, qui doivent donc être compactes et petites en général.

La compactification joue un rôle important pour la phénoménologie. Pour un champ scalaire ϕ et une dimension supplémentaire selon y , la compactification sur un cercle de rayon R implique que $\phi(y) = \phi(y + 2\pi R)$. Comme en mécanique quantique pour une particule placée dans une boîte, cette condition aux limites entraîne une quantification de l'impulsion dans la dimension supplémentaire. D'un point de vue quadri-dimensionnel, chaque quantum d'impulsion correspond à une particule scalaire. En effet $\phi(\vec{x}, y)$ peut être développé en une série de Fourier : $\phi(\vec{x}, y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi R}} \phi_0(\vec{x}) + \frac{1}{\sqrt{\pi R}} \sum_{n=1}^{\infty} [\alpha_n(\vec{x}) \cos(ny/R) + \beta_n(\vec{x}) \sin(ny/R)]$, les modes de Fourier α_n et β_n étant appelés les excitations de Kaluza-Klein (KK) et le premier mode, indépendant de y , étant la particule usuelle. On peut montrer que ces excitations forment une tour infinie d'états de masse $m_n^2 = m_0^2 + (n/R)^2$. L'existence de ces modes KK est une propriété générale des théories avec dimensions supplémentaires compactes, même si certains détails (comme le spectre en masse) varient selon la géométrie. Cela justifie également le fait que les champs du Modèle Standard soient en général restreints au feuillet à 4D : dans le cas contraire, et sauf à avoir des dimensions supplémentaires très petites, on aurait dû observer des états excités de l'électron, du W , etc.

Finalement, il faut préciser que la plupart des modèles utilisés pour la phénoménologie restent relativement simples et utilisent une approche de théorie des champs effective (à 4D), avec quasiment aucun calcul en théorie des cordes². Ce qui ne signifie pas que ces développements n'existent pas (voir [11] par exemple). Les modèles que nous verrons dans ce qui suit sont donc un peu spéculatifs. Cependant, même si aucun d'entre-eux n'est sans doute réalisé exactement dans la nature, ils sont assez génériques et doivent rendre compte correctement de certaines manifestations à basse énergie de la théorie fondamentale. Par contre ils n'incluent pas les effets attendus à haute énergie que seraient les manifestations de la gravité quantique.

2.2 Grandes dimensions supplémentaires

Après un article d'Antoniadis [12] en 1990, le modèle de ADD [6], formulé originellement pour répondre au problème de la hiérarchie comme on l'a vu, est vraiment le grand précurseur de la nouvelle vague de 1998. Le Modèle Standard est confiné à un feuillet rigide à 4D. Les δ dimensions supplémentaires sont géométriquement plates et topologiquement compactes et de même taille (tore T_δ de dimensionnalité

²Dans le cas d'une dimension supplémentaire, il n'est de toutes façons pas possible d'avoir une théorie de jauge renormalisable.

δ et de rayon R , soit un volume $V_\delta \sim R^\delta$). L'espace total est factorisé : $\mathcal{M}_{4D} \times T_\delta$ (c.-à-d. que la métrique en 4D ne dépend pas des coordonnées supplémentaires).

À $D \equiv 4 + \delta$ dimensions, la force gravitationnelle s'écrit :

$$F_D(r) = G_D \frac{m_1 m_2}{r^{\delta+2}}.$$

avec $G_D \equiv G_N$ si $\delta = 0$. On peut montrer [13] que la relation liant la constante de Newton usuelle G_N à l'équivalent G_D en $4 + \delta$ dimensions est :

$$S_3 G_N = S_{3+\delta} G_D \times V_\delta^{-1},$$

où S_n est la surface d'une sphère-unité à n dimensions, soit de façon équivalente en termes d'échelle (en absorbant certaines constantes) :

$$M_{Pl}^2 = M_D^{2+\delta} \times V_\delta.$$

L'échelle M_{Pl} est donc déduite de l'échelle fondamentale M_D par une relation simple au volume des dimensions supplémentaires. Numériquement³, on obtient dans les conventions de [13] :

$$R = 2.10^{\frac{31}{\delta}-16} \text{ mm} \times \left(\frac{1 \text{ TeV}}{M_D} \right)^{(1+\frac{2}{\delta})}.$$

En choisissant $M_D \sim 1 \text{ TeV}$, on obtient pour la taille R des dimensions supplémentaires 2 millions de km, 1 mm et 15 fm pour respectivement $\delta = 1, 2$ et 6. Le cas $\delta = 1$ est donc exclu puisque cela impliquerait des déviations à la gravité Newtonienne à l'échelle du système solaire. Par contre, $\delta \geq 2$ est possible, car R est alors plus petit que l'échelle minimale à laquelle la gravité a été testée de nos jours. En effet, les expériences de recherche directe de déviations à la loi de Newton en $1/r^2$, de type Cavendish ou par effets Van-der-Waals ou Casimir, si elles ont beaucoup progressé récemment, ne sont pas vraiment sensibles en-deça du millimètre. La compilation des derniers (2007) résultats en [14] conclut à une limite inférieure sur M_D : $M_D > 3.6 \text{ TeV}$ pour $\delta = 2$ à 95% C.L.

Il convient de mentionner ici qu'il est pertinent de considérer $\delta = 2, 3, \dots, 7$ même si la théorie des cordes impose 6 ou 7 dimensions supplémentaires. En effet seulement une partie de celles-ci peuvent être de grandes tailles.

En résumé, le modèle ADD propose d'unifier les forces de jauge et la gravité à l'échelle électrofaible, grâce à de grandes dimensions supplémentaires qui peuvent avoir des implications phénoménologiques au LHC, que nous allons aborder dans ce qui suit. On comprend donc aisément l'intérêt que ce genre de modèle suscite depuis une dizaine d'années maintenant. Notons toutefois que dans ce modèle le problème de la hiérarchie est plus transposé que résolu : à la question "pourquoi une telle disparité entre M_W et M_{Pl} ?" succède la question "pourquoi des dimensions supplémentaires de cette taille?".

³les valeurs numériques sont à utiliser avec précaution, car les différents auteurs utilisent des conventions différentes, par exemple R^δ ou $(2\pi R)^\delta$ pour le volume des dimensions supplémentaires compactifiées sur un tore, ce qui rend les comparaisons difficiles. Par la suite on veillera à se placer toujours dans la même convention.

2.2.1 Théorie effective

La construction d'un modèle type ADD avec des prédictions phénoménologiques s'appuie jusqu'à maintenant principalement sur une théorie des champs effective à basse énergie. Une telle théorie a été construite en [15, 16]. Dans le scénario ADD, les seuls degrés de liberté additionnels par rapport au Modèle Standard proviennent au premier ordre des gravitons, puisque c'est la seule interaction présente dans l'ensemble des dimensions. Ils sont issus de l'excitation de la métrique à D dimensions et se couplent à tous les champs via le tenseur énergie-impulsion. À ces gravitons, sans masse en D dimensions, correspondent d'un point de vue quadri-dimensionnel des excitations de Kaluza-Klein massives se succédant avec des différences de masse de l'ordre de $1/R$. Par la suite on appellera indistinctement 'gravitons' ces états.

La phénoménologie qu'engendre ces modèles correspond à deux phénomènes : l'émission directe de gravitons ou l'échange d'excitations KK de gravitons virtuels dans les processus de diffusion. Dans ce dernier cas, les déviations au Modèle Standard peuvent être significatives dans des processus type Drell-Yann. Toutefois pour $\delta > 1$ l'amplitude de diffusion est dominée par les contributions ultraviolettes [15] qui ne peuvent être calculées sans supposer un modèle pour la physique au-delà du *cut-off*. Si expérimentalement il est intéressant de chercher ce genre de déviations, une interprétation d'un signal éventuel et par exemple la détermination des paramètres fondamentaux d'un modèle ADD que sont l'échelle M_D et le nombre de dimensions δ n'est pas possible dans le seul cadre de la théorie effective. Seule l'émission directe, qui elle n'est pas dépendante du modèle, est considérée dans ce qui suit.

Il est très important de noter [15] qu'il s'agit d'une théorie effective, valide seulement en dessous d'un *cut-off*, à priori proche de l'échelle fondamentale M_D . Autour de M_D lorsque la gravité quantique devient forte, une nouvelle physique doit être présente pour régulariser la théorie. On s'attend en particulier à l'apparition de nouveaux phénomènes, manifestations de la théorie fondamentale, qui ne sont bien sûr pas prédictibles sans hypothèses particulières. Il faut donc s'assurer d'être dans un régime où la théorie effective est valide, c'est-à-dire lorsque l'énergie dans le centre de masse partonique vérifie $\sqrt{\hat{s}} < M_D$. L'analyse est donc un peu plus compliquée dans un collisionneur hadronique où $\hat{s}$ varie. L'approche suivie en [15] est simple mais viole l'unitarité en imposant une troncation abrupte : les sections efficaces partoniques deviennent nulles lorsque $\hat{s} > M_D^2$. Nous avons choisi à la place une atténuation en loi de puissance : la section efficace est réduite par un facteur $M_D^4/\hat{s}^2$ lorsque $\hat{s} > M_D^2$. Cette approche, sans être justifiable, semble plus physique et surtout elle est indispensable numériquement pour pouvoir implémenter ces processus dans un générateur Monte-Carlo. À noter qu'une régularisation plus satisfaisante, basée sur la Relativité Générale, a depuis été proposée [17], sans que cela change sensiblement les résultats qui suivent.

2.2.2 Production directe de gravitons

Le couplage des gravitons étant purement gravitationnel, la section efficace est à priori proportionnelle à $1/M_{Pl}^2$, donc hors de portée. Toutefois cette forte suppression est compensée par le nombre gigantesque d'états excités de la tour KK : en effet, dans une collision d'énergie dans le centre de masse partonique $\sqrt{s}$, le nombre d'états excités qu'il est cinématiquement possible de produire est de l'ordre de $(\sqrt{s}R)^\delta$. Pour $\delta = 2$, 1 TeV d'énergie et $R = 1 \text{ mm} \approx 5.10^{15} \text{ TeV}^{-1}$, on obtient environ 2×10^{31} excitations. La somme de toutes ces contributions n'est alors plus négligeable. Lorsque l'énergie disponible est très supérieure à l'écart de masse $1/R$, le spectre discret peut être approché par un continuum de densité $dN/dm \sim m^{\delta-1}$. Chacun de ces états ayant un couplage en $1/M_{Pl}$ se comportent comme des particules massives, stables et non-interagissantes avec la matière, ce qui donne lieu à des signatures avec énergie manquante. L'originalité par rapport par exemple à des signatures $\cancel{E}_T$ en supersymétrie est que l'énergie manquante ne correspond pas à une particule manquante de masse fixe.

Ce qui suit présente les études effectuées par Ian Hinchliffe et moi-même sur la production directe de gravitons dans ATLAS. Les sections efficaces partoniques ont été calculées [15] pour les processus pertinents au LHC : $gg \rightarrow gG$, $qg \rightarrow qG$, $q\bar{q} \rightarrow Gg$ et $q\bar{q} \rightarrow G\gamma/Z$. Les signatures expérimentales sont donc : jet(s) et énergie transverse manquante $\cancel{E}_T$, ou photon/Z et $\cancel{E}_T$. Les sections efficaces partoniques peuvent s'écrire sous la forme différentielle $d^2\sigma/dt dm$, où m est la masse du graviton (KK) émis et $t \equiv q^2$ est la variable usuelle de Mandelstam représentant le transfert de quadri-impulsion. La section efficace différentielle totale peut alors s'écrire :

$$\frac{d^4\sigma}{dm^2 dp_{T_{jet,\gamma}}^2 dy_{jet,\gamma} dy_G} = \frac{m_G^{\delta-2}}{2} \frac{S_{\delta-1}}{M_D^{\delta+2}} \frac{d\sigma_m}{dt} \sum_{i,j} \frac{f_i(x_1)}{x_1} \frac{f_j(x_2)}{x_2} \quad (2.1)$$

où les sections efficaces $d\sigma_m/dt$ sont prises de [15] (éqs. 64-67), y représente la rapidité, S est la surface d'une sphère-unité et les f_i sont les fonctions de structure partoniques. Il est intéressant de noter que la dépendance en l'échelle fondamentale M_D est factorisée : $\sigma \propto M_D^{-\delta-2}$. Par contre on voit déjà qu'il sera difficile de différencier M_D et δ .

2.2.3 Implémentation dans un générateur

La première étape a consisté à introduire ce nouveau modèle dans un générateur Monte-Carlo. Nous avons choisi ISAJET [18, 19]. Le codage de la production directe de gravitons, disponible depuis la version 7.47, s'inspire de la production $W + \text{jet}$, le spectre en masse étant ajusté pour refléter la tour d'états excités du graviton plutôt que le W . L'utilisateur du processus EXTRADIM fournit 6 paramètres : δ , M_D , les intervalles en impulsion transverse et masse du graviton à considérer. Un paramètre additionnel permet d'activer ou non la troncation douce lorsque $\sqrt{s} > M_D$.

ISAJET génère les radiations QCD dans l'état initial et final dans l'approximation des logarithmes dominants, la fragmentation des quarks et gluons est basée

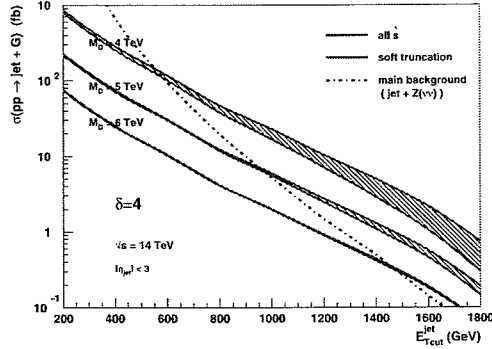


FIG. 2.1 – Section efficace intégrée $\int_{E_T^{cut}} (d\sigma/dE_T) dE_T$ pour les processus $pp \rightarrow \text{jet} + G$, dans le cas de quatre dimensions supplémentaires.

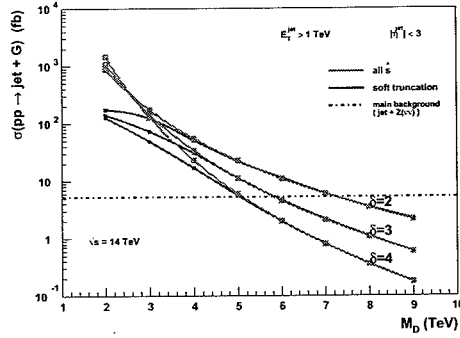


FIG. 2.2 – Section efficace intégrée pour les processus $pp \rightarrow \text{jet} + G$ en fonction de M_D pour différentes valeurs de δ .

sur la fragmentation dite "indépendante" (à la Field et Feynman). Dans la version utilisée les fonctions de densité dans le proton étaient celles de CTEQ3L [20].

2.2.4 Étude de la signature de monojet

Le signal $pp \rightarrow \text{jet} + \cancel{E}_T$ est le plus prometteur pour la production directe de gravitons au LHC. Différents cas de figure ont été étudiés : $\delta = 2, 3, 4$ et $M_D = M_D^{min}, \dots, 5, \dots, 10$ TeV. Pour chaque cas, un lot de 60k événements a été généré avec ISAJET en *bins* de p_T^{jet} et repondéré. De la même façon, un lot de 300k événements a été généré pour chaque bruit de fond. Pour de grandes valeurs de $\cancel{E}_T$, les bruits de fond principaux sont physiques et proviennent de processus avec des neutrinos dans l'état final. Nous avons considéré (par ordre de dominance attendue) : $Z(\rightarrow \nu\bar{\nu}) + \text{jets}$, $W(\rightarrow \tau\nu) + \text{jets}$ et $W(\rightarrow \ell\nu) + \text{jets}$ ($\ell = e, \mu$).

2.2.4.1 Sections efficaces

Les sections efficaces attendues pour un jet vérifiant $|\eta| < 3$ et $E_T^{jet} > E_T^{cut}$ sont représentées en Figure 2.1 dans le cas $\delta = 4$ et pour trois valeurs de l'échelle fondamentale M_D , ainsi que pour le bruit de fond physique principal. Compte-tenu de la discussion précédente sur la nature effective de la théorie, pour des valeurs données de M_D et δ , il existe une valeur E_T^{max} pour laquelle les résultats sont fiables. Réciproquement, pour un nombre fixe d'événements attendus ou une coupure donnée E_T^{cut} , il existe une valeur M_D^{min} en dessous de laquelle la théorie effective n'est plus valable. Pour estimer cet effet, et en s'inspirant de la prescription en réf. [15], la section efficace est calculée avec la troncation douce mentionnée en 2.2.1 ou bien en intégrant sur tous les $\hat{s}$. La différence correspond à la zone hachurée en Figure 2.1 : une différence importante est un indicateur de sensibilité aux contributions ultraviolettes et donc en principe à une nouvelle physique à l'échelle M_D , et il n'est donc pas possible d'avoir une prédiction indépendante du modèle dans cette région. La

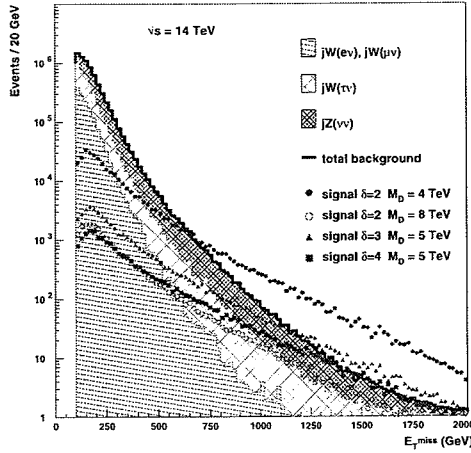


FIG. 2.3 – Distribution de E_T pour les événements de bruits de fond et pour le signal, pour 100 fb^{-1} , pour quatre configurations de (M_D, δ) .

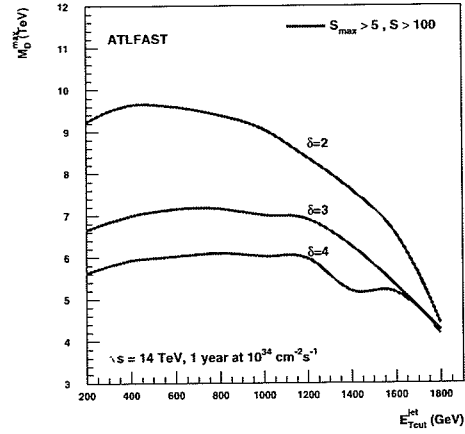


FIG. 2.4 – Portée maximale en M_D au LHC pour 100 fb^{-1} obtenue en sélectionnant les événements avec un jet vérifiant $E_T > E_{Tcut}^{jet}$.

région (M_D, δ) accessible au LHC est en fait assez limitée comme on peut le voir en Figure 2.2 : lorsque M_D et/ou δ deviennent trop grands, la section efficace devient trop faible (région droite de la figure), alors que dans la région de basse M_D les contributions ultraviolettes deviennent importantes car $\sqrt{\hat{s}} > M_D$ est plus facilement vérifié. Dans ce dernier cas, la production directe de graviton n'est pas exclue, mais la section efficace est incertaine et il pourrait y avoir des manifestations de nouvelle physique plus spectaculaires.

2.2.4.2 Sélection et analyse

Le système de calorimétrie hadronique d'ATLAS [21] couvre jusqu'à $|\eta| < 5$ et mesure précisément les jets et E_T . ATLFAST [22], une simulation rapide du détecteur ATLAS a été utilisée pour l'analyse. Le déclenchement est basé sur une combinaison de jet+ E_T et s'inspire des menus qui seront disponibles [21]. À basse luminosité ($10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$), un jet doit vérifier $|\eta| < 3.2$ et $p_T > 50 \text{ GeV}/c$, et $E_T > 50 \text{ GeV}$. À haute luminosité ($10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) les deux seuils sont portés à 100 GeV. Une efficacité de 90% a été supposée pour ce *trigger*. Si nécessaire, l'utilisation de seuils beaucoup plus élevés ne devrait pas être pénalisante car la zone où le signal est observable est pour $E_T \gtrsim 1 \text{ TeV}$. Un veto sur les leptons est ensuite appliqué, pour réduire la contribution $W + \text{jet}$ lorsque le W se désintègre leptoniquement. L'acceptance pour de tels leptons est $p_T > 5(6) \text{ GeV}/c$ et $|\eta| < 2.5$ pour un électron (muon).

Finalement différentes coupures liées à la topologie des événements ont été considérées. Pour le signal, un monojet recule dos-à-dos en azimuth avec $\vec{p}_T$, avec éventuellement des jets additionnels de radiation QCD. De plus la masse du graviton

(KK) peut être importante, contrairement aux fonds W et Z . De ce fait, pour une valeur fixe de E_T^{jet} on s'attend à plus d'énergie dans le centre de masse partonique pour le signal, se traduisant par plus de radiation QCD. Qui plus est, les bruits de fond sont issus d'états initiaux qg , alors que le signal reçoit aussi des contributions de gg : la charge de couleur plus importante dans ce dernier cas devrait là aussi induire plus de radiation dans le signal. Les distributions de l'angle azimutal entre $\vec{p}_T$ et le jet principal, et de la multiplicité des jets, reflètent bien ces différences entre signal et bruits, mais elles s'estompent aux grandes valeurs de E_T . Pour la simplicité de l'analyse, des coupures sur ces variables n'ont pas été retenues. Par contre une coupure sur l'angle du jet sous-dominant est appliquée : $\delta\varphi(\vec{p}_T, jet_2) \geq 0.5$ qui rejette environ 1/3 du fond $jW(\tau\nu)$ (désintégrations hadroniques du τ) pour une efficacité de 94% sur le signal.

La Figure 2.3 montre la distribution de E_T pour les bruits de fond et le signal pour différentes valeurs de M_D et δ . Le signal émerge du fond aux grandes valeurs de E_T , avec une distribution qui reflète les variations de la section efficace en $M_D^{-\delta-2}$.

2.2.4.3 Significance et sensibilité

Après une coupure typique $E_T > 1$ TeV, le nombre d'événements de bruits de fond sélectionnés est de 200 (700) pour 30 fb^{-1} à basse luminosité (100 fb^{-1} à haute luminosité). Le nombre d'événements de signal sélectionnés et la significance $S_{max} = S/\sqrt{B}$ sont donnés en Table 2.1. Le bruit de fond principal est $jZ(\nu\nu)$, qui doit pouvoir être estimé dans les données en utilisant les désintégrations électro-riques et muoniques du Z . Une étude en simulation rapide de $jZ(ee)$ montre que la normalisation obtenue avec $jZ(ee)$ et $jZ(\mu\mu)$ doit être multipliée par 7 du fait du rapport des taux de branchements et de l'acceptance limitée pour les leptons. Ceci n'est cependant pas utilisé dans ce qui suit. La significance S_{max} suppose que des mesures permettront de prédire le taux d'événements de fond dans la région de signal à grand E_T avec une précision suffisante.

La valeur maximale de M_D que l'on puisse sonder au LHC est représentée sur la Figure 2.4 en fonction de la coupure sur l'énergie du jet ($\sim E_T$), pour 100 fb^{-1} . L'estimateur S_{max} est indiqué et une significance d'au moins 5σ et au moins 100 événements de signal sont requis⁴. En résumé, avec 100 fb^{-1} de données recueillies à haute luminosité, ATLAS devrait être sensible à une échelle $M_D^{max} = 9.1, 7.0$ et 6.0 TeV pour $\delta = 2, 3, 4$ respectivement.

2.2.5 Étude de la signature de monophoton

Un autre signal intéressant au LHC est la production de graviton en association avec un photon ou un Z , via $q\bar{q} \rightarrow \gamma(Z)G$. Toutefois les sections efficaces sont beaucoup plus faibles (car $\alpha \ll \alpha_s$ et de plus au LHC la luminosité partonique $q\bar{q}$

⁴Les inflexions à 1.4 TeV sont un artefact de la sélection demandant au moins 100 événements de signal, et la convergence autour de 1.8 TeV est due à l'extinction des sections efficaces pour le signal. L'exigence d'avoir 100 événements de signal pourrait être relâchée.

δ	M_D (TeV)	Basse luminosité, 30 fb ⁻¹		Haute luminosité, 100 fb ⁻¹	
		Événements	S_{max}	Événements	S_{max}
2	4	1024	71.4	3465	131.1
	5	423	29.5	1430	61.4
	6	203	14.1	681	25.8
	7	110	7.7	366	13.8
	8	64	4.5	212	8.0
	9	40	2.8	135	5.1
	10	27	1.9	88	3.3
3	4	643	44.9	2161	81.2
	5	212	14.8	705	26.7
	6	85	5.9	288	10.9
	7	39	2.8	131	5.0
	8	20	1.4	68	2.6
4	4	448	31.3	1499	56.7
	5	117	8.1	391	14.8
	6	39	2.7	134	5.1
	7	16	1.1	53	2.0

TAB. 2.1 – Nombre d'événements de signal sélectionnés ($E_T > 1$ TeV) et signification statistique (cf. texte).

est 10 à 50 fois moins importante que qg), et d'autre part la zone (M_D, δ) pour laquelle la théorie effective est fiable est beaucoup plus limitée. En cas de signal dans le canal $\cancel{E}_T + \text{jet}$, c'est un canal néanmoins intéressant pour une confirmation, d'autant que la section efficace sera alors contrainte par l'observation dans le canal monojet.

Le canal avec un Z n'est pas considéré dans la suite, le rapport d'embranchement en $\mu\mu$ ou ee conduisant à un nombre d'événements attendus trop faible. Pour le canal $\gamma + \cancel{E}_T$, le bruit de fond physique dominant est $\gamma + Z(\nu\nu)$.

Le déclenchement est assuré par un photon central $|\eta| < 2.5$ avec $E_T > 60$ GeV et $\cancel{E}_T > 100$ GeV. Le veto sur les leptons décrit précédemment est appliqué. Le signal émerge du fond pour typiquement $\cancel{E}_T > 500$ GeV. Pour 100 fb⁻¹, on obtient alors 62 événements de signal si $\delta = 2$ et $M_D = 4$ TeV, et respectivement 81 et 2 événements de fond $\gamma Z(\nu\nu)$ et $\gamma W(\tau\nu)$. La signification S_{max} est donc de 6.8. Les valeurs inférieures de M_D sont clairement accessibles, toutefois en dessous de $M_D = 3$ TeV la théorie effective n'est plus fiable. Pour $\delta = 3$, seule $M_D = 4$ TeV est accessible et dans la zone de validité : on obtient $S_{max} = 5.4$. Pour $\delta > 3$, la section efficace est trop faible ou non-fiable.

2.2.6 Détermination des paramètres du modèle

Si un signal est observé, il sera important de déterminer l'échelle M_D de la théorie et le nombre δ de dimensions supplémentaires. Les processus d'émission directe de

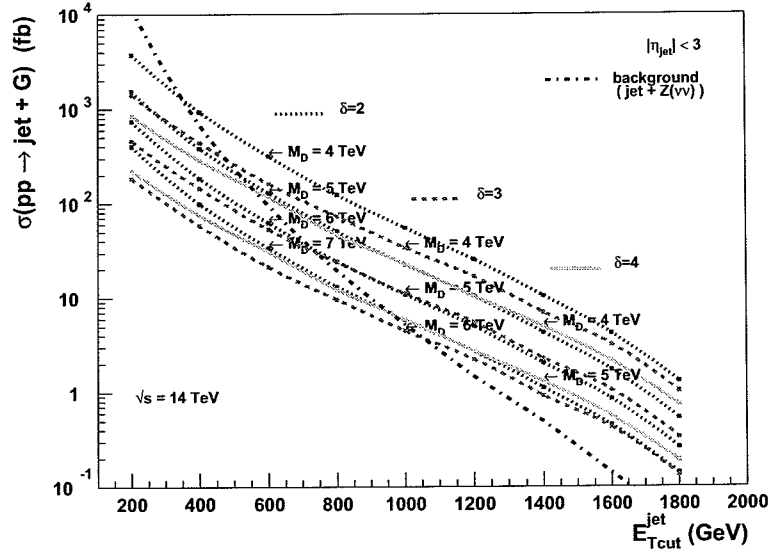


FIG. 2.5 – Section efficace intégrée $\int_{E_T^{\text{cut}}} (d\sigma/dE_T) dE_T$ pour les processus $pp \rightarrow \text{jet} + G$ à 14 TeV, dans différents cas de figure pour (M_D, δ) .

graviton sont les plus appropriés pour ce faire, car l'échange virtuel de graviton a une dépendance faible en δ . Cependant, la section efficace est une fonction non-bijective de (M_D, δ) , comme illustré en Figure 2.5 : ainsi les sections efficaces correspondant à $(M_D, \delta) = (6 \text{ TeV}, 2)$ et $(5 \text{ TeV}, 3)$ sont pratiquement indiscernables, ce qui limite l'utilisation de la forme du spectre E_T pour extraire les deux paramètres.

La variation de la section efficace avec l'énergie dans le centre de masse peut permettre de démêler les deux paramètres. En effet il y a bien sûr une limite cinématique à la masse du graviton qui peut être produit, et celle-ci dépend de l'énergie disponible dans le centre de masse. À cette fin, nous avons suggéré en 2000 sans trop y croire un *run* du LHC à $\sqrt{s} = 10 \text{ TeV}$, collectant une luminosité intégrée d'au moins 50 fb^{-1} . Si la prise de données en 2009-2010 sera probablement à $\sqrt{s} = 10 \text{ TeV}$, la luminosité intégrée sera nettement moindre (quelques centaines de pb^{-1} au plus). Les sections efficaces pour $(M_D, \delta) = (6 \text{ TeV}, 2)$ et $(5 \text{ TeV}, 3)$ diffèrent par un facteur 0.8 à 10 TeV mais sont environ 10x plus faibles qu'à 14 TeV. De plus, la zone de validité de la théorie effective est plus restreinte : ainsi le cas $\delta = 4$ n'est plus accessible à 10 TeV. La méthode reste néanmoins intéressante. Le rapport $\sigma(pp \rightarrow jG)_{\sqrt{s}=10\text{TeV}}/\sigma(pp \rightarrow jG)_{\sqrt{s}=14\text{TeV}}$ est très linéaire et quasi-indépendant de M_D , et l'analyse montre qu'une précision expérimentale de 5% sur le rapport permettrait de distinguer les cas $\delta = 2$ et $\delta = 3$.

Plusieurs autres modèles peuvent conduire à des signatures relativement similaires du type $\text{jet} + E_T$. En supersymétrie lorsque la parité R est conservée, E_T est une variable de choix. Toutefois la multiplicité des objets (jets ou leptons) dans l'état final est en général plus élevée. Une analyse fine des propriétés de la signature de monojet discutées en section 2.2.4.2 serait également utile à cet égard. Même pour

des états finals monojet + $\cancel{E}_T$, la forme de la distribution en E_T^{jet} ou $\cancel{E}_T$ contient de l'information qui peut aider à discriminer parmi les modèles. Ceci a été illustré en réf. [17] pour distinguer l'émission de graviton ADD de la production de *unparticles* dans le modèle de Georgi [23].

2.2.7 Échange de gravitons virtuels

Seule la production directe de gravitons a été discutée ici. L'échange de gravitons KK virtuels dans des diffusions $2 \rightarrow 2$ est également présent et induit des variations de sections efficaces ou d'asymétries dans des processus du Modèle Standard. Les variations peuvent être significatives et justifient pleinement une recherche expérimentale active. Au LHC les processus pertinents sont du type Drell-Yan $pp \rightarrow \ell^+ \ell^-$ et également $pp \rightarrow \gamma\gamma$. Toutefois, l'intégrale sur le continuum d'états KK rend les amplitudes divergentes pour $\delta > 1$. En général un *cut-off* M_S est utilisé, puisque l'inclusion d'une théorie complète basée sur les cordes n'est pas simple. Les études menées dans ATLAS [24] montrent avec 100 fb^{-1} une sensibilité jusqu'à $M_S \sim 8(6) \text{ TeV}$ pour $\delta = 2(5)$. Deux points importants sont à noter : il n'est pas possible de relier cette valeur M_S à l'échelle fondamentale M_D sans connaître la théorie complète⁵, et comme déjà mentionné la dépendance en δ est faible dans ces processus. Cette classe de signaux est donc utile pour rechercher une déviation au Modèle Standard mais ne permet pas de caractériser le modèle en cas d'observation.

2.2.8 Au-delà du LHC

Si le LHC est un endroit naturel où tester ce modèle de grandes dimensions supplémentaires, une machine de plus hautes luminosité et/ou énergie permettrait d'explorer une gamme plus large de (M_D, δ) . Trois scénarios ont été explorés dans le cadre d'études pour d'éventuelles améliorations du LHC : l'amélioration d'un ordre de grandeur de la luminosité, soit $10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, une énergie dans le centre de masse portée à 28 TeV ou les deux à la fois. Une discussion générale du potentiel d'ATLAS dans ces scénarios est disponible en réf. [25]. Il est à noter que seul le premier scénario est considéré sérieusement pour le moment, avec un programme bien défini d'améliorations de la chaîne d'accélérateurs au CERN et des programmes de R&D pour l'amélioration des détecteurs.

Dans notre cas, le calorimètre est l'élément-clé pour la signature $\cancel{E}_T + \text{jet}$: hormis l'électronique de lecture, le détecteur lui-même ne devrait pas être modifié⁶. De plus le signal s'appuie sur des objets (jet ou $\cancel{E}_T$) de grande énergie, et n'est donc pas compromis même si les seuils doivent être très hauts. Nous avons répété l'analyse simple $\cancel{E}_T + \text{jet}$ dans les trois configurations. Les limites de découverte à 5σ en M_D sont indiquées en Table 2.2. L'augmentation de la luminosité améliore d'environ 30% la limite en M_D . Le doublement de l'énergie double quasiment la portée en M_D .

⁵Qui plus est la définition de M_S varie suivant les auteurs et rend la comparaison des résultats expérimentaux délicate.

⁶en tout cas pour $|\eta| < 3.2$ ce qui est suffisant pour les jets qui nous intéressent. Par contre les choix à venir pour $|\eta| > 3.2$ seront importants pour la mesure de $\cancel{E}_T$.

δ	$\sqrt{s} = 14$ TeV HL, 100 fb ⁻¹	$\sqrt{s} = 14$ TeV VHL, 1000 fb ⁻¹	$\sqrt{s} = 28$ TeV HL, 100 fb ⁻¹	$\sqrt{s} = 28$ TeV VHL, 1000 fb ⁻¹
2	9	12	15	19
3	7	8	12	14
4	6	7	10	12

TAB. 2.2 – Limites de découvertes à 5σ en M_D (TeV) pour différents scénarios de luminosité et d'énergie aux LHC et SLHC, avec HL=10³⁴ cm⁻²s⁻¹ et VHL=10³⁵ cm⁻²s⁻¹.

Il faut noter que, comme expliqué dans la section précédente, le doublement en énergie permettrait aussi de déterminer le paramètre δ en comparant aux données à 14 TeV. Toutefois la région où cela est possible est limitée, par la conjonction là encore de l'extinction de la luminosité partonique à grand M_D et de l'augmentation importante de M_D^{min} qui réduit la zone où les prédictions sont fiables : une séparation entre $\delta = 2$ et $\delta = 3$ est possible mais seulement si $M_D \sim 8$ TeV. Ceci étant, le fait que la valeur de M_D^{min} soit élevée implique que, si un signal est observé à 14 TeV, des manifestations imprévues devraient apparaître à 28 TeV qui seraient précieuses pour comprendre la théorie sous-jacente.

2.3 Dimensions supplémentaires courbées

Ultérieurement et toujours dans la perspective d'une solution au problème de la hiérarchie, un autre scénario de dimensions supplémentaires a été proposé par Randall et Sundrum [26]. Il suppose l'existence d'une seule dimension d'espace supplémentaire (coordonnée y), compactifiée sur un orbifold S^1/Z_2 de rayon R_c . Dans cette configuration, deux feuillets 4D sont placés aux points fixes $y = 0$ et $y = \pi R_c$ de l'orbifold et bornent une tranche de l'espace-temps à 5D.

Dans le modèle le plus simple (RS1), le Modèle Standard est confiné au feuillet $y = \pi R_c$ alors que la gravité est omni-présente. La 5^e dimension est relativement petite, contrairement au modèle ADD, et la géométrie est non-factorisable : la métrique couple les quatre dimensions (coordonnée x) à la dimension additionnelle y sous la forme d'un facteur exponentiel (*warp factor*) :

$$ds^2 = e^{-2k|y|} \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu - dy^2$$

où $\eta_{\mu\nu} \equiv \text{Diag}(1, -1, -1, -1)$ est la métrique de Minkowski usuelle et k représente l'échelle de la courbure (négative) de l'espace-temps (5D), une sorte de constante cosmologique. Historiquement, la possibilité d'une telle dimension courbée a d'ailleurs été suggérée en réf. [27] dans ce contexte de constante cosmologique. En général k est supposé être de l'ordre de M_D , l'échelle fondamentale de la théorie. De façon analogue au décalage vers le rouge en relativité générale, le facteur exponentiel dans la métrique induit un décalage entre les énergies ou les masses m_{MS} dans le feuillet

du Modèle Standard et leur équivalent dans l'autre feuillet :

$$m_{\text{MS}} = m e^{-k\pi R_c}$$

Ainsi, il est possible de passer d'une échelle M_{Pl} dans le feuillet où seule la gravité est présente à une échelle M_W dans le feuillet du Modèle Standard, à condition d'avoir $kR_c \sim 12$. Au problème de la hiérarchie et de ses 15 ordres de grandeur de différence entre M_{Pl} et le TeV se substitue donc une "petite hiérarchie" d'un ordre de grandeur, beaucoup moins embarrassante. À cet égard le modèle RS est beaucoup plus satisfaisant que le modèle ADD originel. Satisfaire la condition $kR_c \sim 12$ impose une condition sur le rayon de compactification pour la 5^e dimension, ou de façon équivalente sur la distance entre les deux feuillets. Ceci pourrait sembler artificiel, s'il n'existait un mécanisme proposé par Goldberger et Wise [28] stabilisant automatiquement et sans ajustements fins la distance entre les feuillets à la bonne valeur, grâce à l'ajout d'un champ scalaire vivant dans le *bulk*. Il existe alors une trace de ce mécanisme : un scalaire massif, le radion, qui sera discuté dans la section 2.3.2.

2.3.1 Phénoménologie du modèle Randall-Sundrum

Auparavant mentionnons brièvement la phénoménologie [26, 29] attendue pour le modèle RS1. La théorie effective à 4D est gouvernée par deux paramètres : l'échelle $\Lambda_\pi = \mathcal{O}(\text{TeV})$ des processus physiques dans le feuillet contenant le Modèle Standard, liée au facteur exponentiel par $\Lambda_\pi \equiv \overline{M_{Pl}} e^{-k\pi R_c}$, et l'échelle de courbure $c \equiv k/\overline{M_{Pl}}$. Ici $\overline{M_{Pl}} = M_{Pl}/8\pi$. Le seul champ omni-présent étant le champ gravitationnel, il y aura des excitations KK du graviton. Cependant dans ce modèle le couplage de chaque excitation est maintenant très fort, $1/\Lambda_\pi$ au lieu de $1/M_{Pl}$ dans le modèle ADD. Les excitations sont très espacées en masse, le spectre en masse étant donné par $m_n = x_n k e^{-k\pi R_c}$ où les x_n sont les racines de la fonction de Bessel J_1 .

La signature expérimentale est donc assez spectaculaire : il s'agit de résonances étroites de spin 2, apparaissant par exemple en $pp \rightarrow G^{(1)} \rightarrow \ell^+ \ell^-$. Leur grand espacement en masse suggère toutefois qu'au plus la ou les deux premières résonances seraient observables au LHC. Avec 100 fb^{-1} , ATLAS devrait pouvoir observer [30] la première de ces résonances si sa masse est inférieure à 2 (4) TeV pour $c = 0.01(0.1)$. La nature tensorielle de la résonance peut être déterminée à 95% C.L. jusqu'à une masse de $2.3 \text{ TeV}/c^2$ (pour $c = 0.1$). Il a également été vérifiée qu'une telle résonance peut être observée dans de multiples canaux ($\mu\mu$, $\gamma\gamma$, jj , $t\bar{t}$, etc), afin de vérifier l'universalité des couplages ; et que les mesures de sections efficaces dans ces canaux et de masse permettraient de connaître avec une précision d'environ 10% la taille R_c de la dimension supplémentaire.

Là aussi on peut également rechercher des déviations de section efficaces Drell-Yan dues à l'échange de $G^{(n)}$ virtuels. Contrairement au cas ADD, il n'y a pas besoin de *cut-off* car $\delta = 1$. Le LHC devrait [29] pouvoir exclure des valeurs de Λ_π jusqu'à 5 (20) TeV pour $c = 0.1$ (0.01).

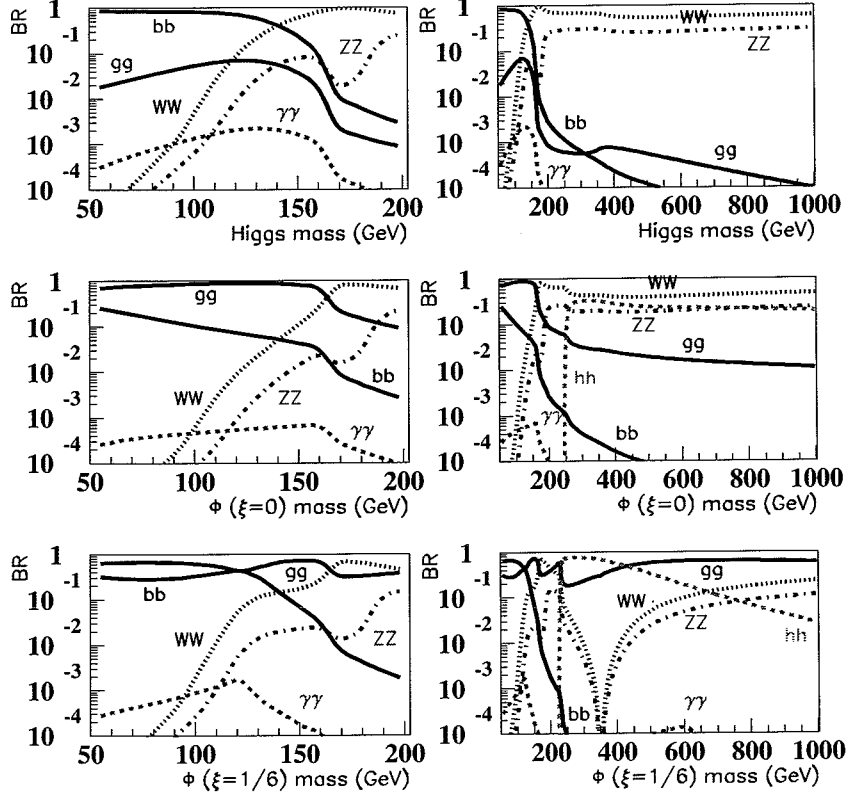


FIG. 2.6 – Rapports d'embranchement du boson de Higgs h du Modèle Standard (haut) en l'absence de radion, et du radion en fonction de leur masse. Pour le radion, on a supposé que $m_h = 125 \text{ GeV}/c^2$, que $\Lambda_\phi = 1 \text{ TeV}$ et $\xi = 0$ (milieu) ou $\xi = 1/6$ (bas).

2.3.2 Recherche du radion

Alors que les excitations KK du graviton sont assez massives dans ce modèle, et peuvent donc échapper aux recherches au LHC, une autre signature peut s'avérer utile : le radion. Le mécanisme proposé en réf. [28] de stabilisation pour $kR_c \sim 12$ suggère en effet une masse pour le radion inférieure à celle de $G^{(1)}$. À l'atelier des Houches en été 2001, Georges Azuelos, Donatella Cavalli, Helenka Przysiezniak et moi-même avons décidé de nous intéresser à sa recherche avec ATLAS.

Les couplages du radion aux fermions et bosons de jauge sont de même nature que ceux du boson de Higgs h du Modèle Standard, avec des amplitudes relatives qui diffèrent. Ils dépendent de trois paramètres, qui sont, en utilisant l'approche de [31] : la masse du radion m_ϕ , l'échelle ou valeur moyenne dans le vide du champ, $\Lambda_\phi \equiv \sqrt{6}\Lambda_\pi$, et le paramètre ξ qui gouverne le mélange entre le radion et le boson de Higgs du Modèle Standard. Les rapports d'embranchement du radion ont été calculés en utilisant ceux du boson de Higgs tels qu'obtenus avec HDECAY [32] et

en appliquant les rapports des taux de branchements du radion au boson de Higgs calculés en [31]. Pour les deux scénarios considérés ici ($\xi = 0$ c.-à-d. pas de mélange, et $\xi = 1/6$), les rapports de branchement sont illustrés en Figure 2.6. Notons les caractéristiques suivantes :

- $Br(\phi \rightarrow gg)$ est beaucoup plus important que pour le boson de Higgs, et proche de 100% pour $m_\phi = 500 \text{ GeV}/c^2$ et $\xi = 1/6$;
- dès que le canal est ouvert, la désintégration en deux bosons de Higgs $\phi \rightarrow hh$ est importante;
- $Br(\phi \rightarrow \gamma\gamma)$ est augmenté pour $\xi = 1/6$ et $m_\phi \sim 600 \text{ GeV}/c^2$;
- des interférences diminuent fortement l'embranchement en deux bosons vecteurs lorsque le mélange est important ($\xi = 1/6$) pour $m_\phi \sim 400 \text{ GeV}/c^2$.

Une autre propriété intéressante du radion est sa largeur naturelle, beaucoup plus étroite que celle du boson de Higgs. Pour $\xi = 0$ et $\Lambda_\phi = 1 \text{ TeV}$, la largeur est presque toujours un ordre de grandeur inférieure à Γ_h . Elle varie en $1/\Lambda_\phi^2$. Pour $\xi = 1/6$, la dépendance en m_ϕ est plus complexe : à $115 \text{ GeV}/c^2$ sa largeur est la même que celle de h , à $500 \text{ GeV}/c^2$ elle est 1000 fois plus faible.

Nous avons étudié la possibilité d'observer le radion dans ATLAS dans les canaux suivants : $\phi \rightarrow \gamma\gamma$, $\phi \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$, $\phi \rightarrow hh \rightarrow b\bar{b}\gamma\gamma$ et $\phi \rightarrow hh \rightarrow b\bar{b}\tau^+\tau^-$. Seule la production directe $gg \rightarrow \phi$ a été considérée : c'est la plus importante au LHC et bénéficie du couplage accru ϕgg .

2.3.2.1 Signatures du type Modèle Standard

Comme pour le Modèle Standard, les signatures $\phi \rightarrow \gamma\gamma$ et $\phi \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$ sont particulièrement intéressantes pour chercher le radion. Les significances pour le radion ont été déduites de celles pour le boson de Higgs du Modèle Standard obtenues dans le TDR d'ATLAS [33] pour 100 fb^{-1} , en utilisant les largeurs relatives du radion par rapport au boson de Higgs et en tenant compte de la résolution expérimentale et des différences de largeur intrinsèque. Pour $\xi = 0$, une signification proche de 10 est possible sur la gamme de masse $80\text{--}145 \text{ GeV}/c^2$ dans le canal $\phi \rightarrow \gamma\gamma$ pour $\Lambda_\phi = 1 \text{ TeV}$. Pour $\Lambda_\phi = 10 \text{ TeV}$, la signification n'est plus que de 0.1. Dans le canal $\phi \rightarrow ZZ$, la signification $S/\sqrt{B} \gg 5$ pour toute la gamme $140\text{--}600 \text{ GeV}/c^2$ lorsque $\Lambda_\phi = 1 \text{ TeV}$, et est $\mathcal{O}(1)$ pour $\Lambda_\phi = 10 \text{ TeV}$. Pour $\xi = 1/6$, la signification du canal $\phi \rightarrow \gamma\gamma$ est de 2 à 8 fois meilleure que dans le cas $\xi = 0$ lorsque $m_\phi \lesssim 120 \text{ GeV}/c^2$, et moins bonne dans des proportions similaires au dessus de $120 \text{ GeV}/c^2$. Dans le canal $\phi \rightarrow ZZ$, la signification pour $\xi = 1/6$ est similaire à celle pour $\xi = 0$ jusqu'à une masse du radion de $200 \text{ GeV}/c^2$, beaucoup moins bonne au-delà.

2.3.2.2 Canaux $\phi \rightarrow hh$

Lorsque le radion est suffisamment lourd, il peut se désintégrer en deux bosons de Higgs du Modèle Standard, conduisant à des signatures analogues à celles rencontrées lorsque le boson de Higgs lourd H^0 du MSSM se désintègre en $h^0 h^0$. Nous avons considéré deux masses pour le radion : $300 \text{ GeV}/c^2$ et $600 \text{ GeV}/c^2$, et

$m_h = 125 \text{ GeV}/c^2$. La section efficace de production (LO) est de 58 pb et 8 pb respectivement (pour $\xi = 0$). Deux états finals ont été étudiés plus en détail : $b\bar{b}\gamma\gamma$ et $b\bar{b}\tau^+\tau^-$.

La première signature est intéressante car elle fournit deux photons isolés de grand p_T et deux jets b : les bruits de fond attendus sont limités, le déclenchement aisé et la désintégration en deux photons offre des contraintes cinématiques intéressantes pour reconstruire m_ϕ . Elle a été étudiée pour des masses plus faibles dans le contexte du MSSM [34]. Le signal de 100k événements pour chaque point de masse a été produit avec PYTHIA 6.158 [35], en modifiant le processus $gg \rightarrow H^0 \rightarrow h^0 h^0$ pour tenir compte des propriétés du radion.

Les bruits de fond sont : $\gamma\gamma b\bar{b}$ (irréductible), $\gamma\gamma c\bar{c}$, $\gamma\gamma bj$, $\gamma\gamma cj$ et $\gamma\gamma jj$ (tous réductibles par étiquetage des jets b , ou b -tagging). Ils ont également été générés avec PYTHIA. Dans la région de masse considérée, les processus impliqués sont essentiellement le diagramme $q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$ et le diagramme en boîte $gg \rightarrow \gamma\gamma$, avec des sections efficaces faibles. Les jets provenant seulement de la radiation dans l'état initial, les incertitudes sont assez grandes et la génération requiert beaucoup de temps de calcul. Sept lots de 10M d'événements chacun ont été générés en *bins* de $\hat{p}_\perp$. La production γj , accompagnée de radiation QCD et QED avec un jet ou un photon mal-identifié constitue aussi un bruit de fond. Elle a été étudiée pour le canal du Modèle Standard $h \rightarrow \gamma\gamma$ et double le fond total. Dans notre cas, elle est négligée car le niveau de bruit de fond est très bas.

La simulation rapide du détecteur, ATLFast, a été utilisée, avec quelques modifications : recalibration des jets basée sur une paramétrisation détaillée, efficacité de reconstruction des photons de 80% au lieu de 100%, paramétrisation dépendant de p_T du b -tagging avec un facteur de rejet intégré des jets légers (charmés) de 93 (7) pour une efficacité d'étiquetage des jets b de 60%.

La sélection demande deux photons isolés vérifiant $p_T > 20 \text{ GeV}/c$ et $|\eta| < 2.5$, et deux jets avec $p_T > 15 \text{ GeV}/c$ et $|\eta| < 2.5$, l'un d'entre-eux au moins étant identifié comme b . L'analyse suppose que le boson de Higgs du Modèle Standard a été découvert, et des coupures sont appliquées sur les masses reconstruites : $m_{\gamma\gamma} = m_h \pm 2 \text{ GeV}/c^2$ et $m_{bj} = m_h \pm 20 \text{ GeV}/c^2$. L'efficacité sur le signal est de 5%. La masse invariante des combinaisons $m_{\gamma\gamma bj}$ est représentée en Figure 2.7. Compte-tenu des incertitudes sur le fond, les fenêtres en masse ont été élargies pour le bruit : $m_{\gamma\gamma} = m_h \pm 30 \text{ GeV}/c^2$ et $m_{bj} = m_h \pm 40 \text{ GeV}/c^2$. Le niveau de bruit reste extrêmement faible, comme indiqué en Table 2.3 qui résume le nombre d'événements de signal et de bruit attendus pour 30 fb^{-1} .

La luminosité intégrée requise pour une découverte est indiquée en Table 2.3, en exigeant au moins dix événements de signal. Dans certaines configurations, une poignée de fb^{-1} semblent suffisants, mais il faut rappeler que l'analyse suppose la masse m_h connue, ce qui nécessite [36] au moins 10 fb^{-1} pour $m_h \sim 125 \text{ GeV}/c^2$. Dans le cas $\xi = 0$, la section efficace du signal est simplement proportionnelle à Λ_ϕ^{-2} , il est par conséquent possible de déduire une limite inférieure en Λ_ϕ , également indiquée dans la table. Nous avons utilisé pour ce faire la prescription de la réf. [37] : pour un bruit de fond moyen connu de zéro, il y a plus de 95% de chance d'observer

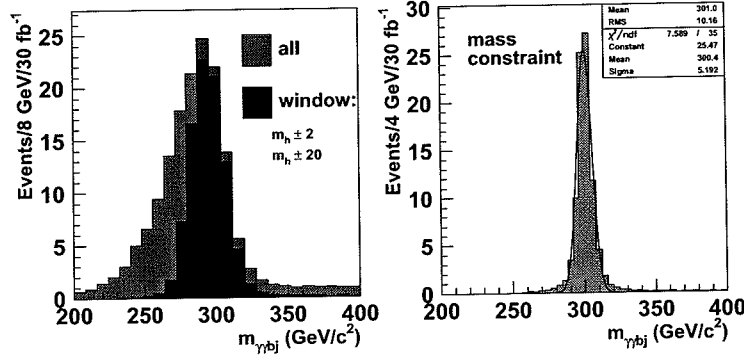


FIG. 2.7 – Masse invariante reconstruite $\gamma\gamma b\bar{b}$ pour $m_\phi = 300 \text{ GeV}/c^2$, $\xi = 0$, $\Lambda_\phi = 1 \text{ TeV}$ et avec 30 fb^{-1} . La figure de gauche montre toutes les combinaisons et celles vérifiant les coupures (cf. texte). La distribution à droite est obtenue en contraignant les masses reconstruites $m_{\gamma\gamma}$ et $m_{b\bar{b}}$ à la valeur supposée connue de m_h .

	$m_\phi = 300 \text{ GeV}/c^2$	$m_\phi = 600 \text{ GeV}/c^2$
Événements de bruits pour 30 fb^{-1}	$1.42 \cdot 10^{-4}$	0
$\xi = 0, \Lambda_\phi = 1 \text{ TeV}$		
Événements de signal pour 30 fb^{-1}	84.5	7.0
Luminosité intégrée de découverte	4 fb^{-1}	(43 fb^{-1})
$\xi = 0, \Lambda_\phi = 10 \text{ TeV}$		
Événements de signal pour 30 fb^{-1}	0.9	0.1
Luminosité intégrée de découverte	(333 fb^{-1})	non-accessible
$\xi = 0$		
Λ_ϕ maximum pour 30 fb^{-1}	2.2 TeV	0.6 TeV
$\xi = 1/6, \Lambda_\phi = 1 \text{ TeV}$		
Événements de signal pour 30 fb^{-1}	150.9	5.3
Luminosité intégrée de découverte	2 fb^{-1}	(57 fb^{-1})
$\xi = 1/6, \Lambda_\phi = 10 \text{ TeV}$		
Événements de signal pour 30 fb^{-1}	1.2	0.1
Luminosité intégrée de découverte	(250 fb^{-1})	non-accessible

TAB. 2.3 – Nombre d'événements de bruits de fond et de signal du radion sélectionnés dans une fenêtre de masse de $\pm 1.5\sigma$ pour 30 fb^{-1} et pour $m_h = 125 \text{ GeV}/c^2$, luminosité intégrée requise pour une découverte et portée en Λ_ϕ . Les luminosités intégrées supérieures à 30 fb^{-1} sont entre parenthèses car la faisabilité de l'analyse à haute luminosité n'a pas été étudiée.

au moins 10 événements si le nombre d'événements de signal attendu est supérieur à 18.

La signature $b\bar{b}\tau^+\tau^-$ est moins prometteuse pour $m_\phi = 300 \text{ GeV}/c^2$, car le fond $t\bar{t}$ est très présent et risque d'induire une erreur systématique importante. Pour de plus grandes masses du radion, $m_\phi \sim 600 \text{ GeV}/c^2$, il est possible de sonder jusqu'à $\Lambda_\phi \sim 1 \text{ TeV}$.

2.4 Discussion et conclusion

Par le biais de quelques exemples, nous avons vu que les modèles avec dimensions supplémentaires présentent une phénoménologie très riche et prometteuse au LHC.

Les analyses présentées ci-dessus, et plus particulièrement la première sur les grandes dimensions supplémentaires (LED), constituaient le premier pont entre les calculs des théoriciens et le travail des expérimentateurs de la communauté LHC. À ce titre elles sont sans prétention et de nombreuses améliorations peuvent y être apportées, que ce soit en termes de réalisme (simulation complète, effets instrumentaux, etc) ou de sophistication (pour les LED : estimation de la sensibilité plus robuste, analyse exploitant les différences topologiques, etc). Pour plus d'information sur la partie expérimentale critique pour la première analyse, à savoir la compréhension de E_T et les sources de fausse E_T , on se reportera aux études détaillées effectuées par ATLAS et résumées en réfs. [21, 36]. Pour $E_T \gtrsim 200 \text{ GeV}$, ces études montrent que la contribution de fausse E_T est minime et décroît avec E_T , même s'il est clair que certains effets instrumentaux peuvent difficilement être simulés et devront être compris dans les données.

2.4.1 Contraintes expérimentales

Rappelons qu'à ce jour il n'y a pas d'évidence expérimentale de l'existence de dimensions supplémentaires. Certaines contraintes expérimentales et le résultat des recherches auprès des accélérateurs sont résumés dans ce qui suit afin de compléter le panorama.

Outre les tests sub-millimétriques de la gravité, mentionnés en section 2.2, l'astrophysique et la cosmologie sont susceptibles de contraindre fortement les modèles de dimensions supplémentaires, en particulier en présence de particules légères et interagissant très faiblement comme dans le modèle ADD. Pour une discussion exhaustive de l'ensemble de ces contraintes, on se reportera à la revue en réf. [7] et aux références qu'elle contient.

Pour un processus dont l'énergie dans le centre de masse est E , on a vu que jusqu'à $(ER)^\delta$ modes KK peuvent être produits : même pour une énergie de quelques MeV comme par exemple pour la nucléosynthèse primordiale, on a affaire à $\gtrsim 10^{18}$ excitations, qui sont autant de nouveaux vecteurs disponibles pour dissiper de l'énergie. Différentes contraintes liées à cette dissipation d'énergie ont été étudiées, les plus robustes étant la compatibilité avec l'évolution thermique de l'univers primordial et le taux de refroidissement de géantes rouges ou de supernovae de type II (avec

SN1987A). Par exemple, dans ce dernier cas, on obtient [38] les limites suivantes : $M_D > 14$ (1.6) TeV pour $\delta = 2$ (3).

Un autre type de contraintes, moins robustes, provient de la désintégration de ces excitations de KK, leurs temps de vie ($\sim M_{Pl}^2/m^3$) étant fini à ces échelles. Ainsi les gravitons émis tout au long de la vie de l'univers peuvent se désintégrer dans notre feuillet par exemple en $\gamma\gamma$, contribuant au bruit de fond cosmique diffus γ . Les mesures d'EGRET et COMPTEL contraignent un éventuel flux excédentaire de photons. Les gravitons KK massifs ayant une faible énergie cinétique, ils peuvent aussi rester captifs gravitationnellement au coeur des restes de supernovae ou des étoiles à neutrons, puis se désintégrer en photons ou e^+e^- , observables par EGRET ou GLAST. Les limites ainsi obtenues peuvent être très contraignantes [10] ($M_D >$ quelques dizaines voire centaines de TeV pour $\delta = 2$).

Il faut toutefois noter que ces limites sont valides seulement pour le cas simple où toutes les dimensions ont la même taille et sont compactifiées sur un tore. En fait tout modèle pour lequel il n'y a pas d'excitations KK de gravitons plus légères que ~ 100 MeV/ c^2 peut s'affranchir de ces limites. Pour le modèle RS, ces contraintes sont quasi-inexistantes vu que les premières excitations de gravitons sont très massives, $O(\text{TeV})$.

Les signatures expérimentales des principaux scénarios ont été recherchées auprès des accélérateurs, sans succès jusqu'à présent. Pour la production directe de gravitons, les limites combinées de LEP [39] à 95% C.L. (canaux $\gamma + \cancel{E}_T$ et $Z + \cancel{E}_T$) sont $M_D > 1.60, 1.20, 0.94, 0.77, 0.66$ TeV pour respectivement $\delta = 2, \dots, 6$. Les limites obtenues au Tevatron sont légèrement moins bonnes [40] pour $\delta = 2, 3$. Pour $\delta = 4, 5, 6$, CDF [41] avec 2 fb^{-1} obtient les meilleures limites avec $M_D > 1.04, 0.98, 0.94$ TeV en combinant les signatures $\text{jet} + \cancel{E}_T$ et $\gamma + \cancel{E}_T$. La recherche des résonances étroites (modèle RS1) avec D0 [42] et $\sim 250 \text{ pb}^{-1}$ de données dans les canaux e^+e^- , $\mu^+\mu^-$ et $\gamma\gamma$ donne comme limite à 95% C.L. $\Lambda_\pi > 4.3$ (2.6) TeV pour $m_1 = 500$ (700) GeV/ c^2 . Les masses pour $G^{(1)}$ jusqu'à 785 (250) GeV/ c^2 sont exclues pour $c = 0.1$ (0.01).

2.4.2 Conclusion

Les modèles ADD et RS1 discutés précédemment sont les pierres angulaires d'une activité théorique foisonnante depuis 1998. Il convient de mentionner une troisième grande classe de modèles : les dimensions de petites tailles [12, 43], $\sim \text{TeV}^{-1}$, permettant d'avoir certains champs du Modèle Standard dans le *bulk* (voire tous pour les *Universal Extra Dimensions* [44]).

Tous ces modèles ont rapidement évolués et sont devenus des outils permettant d'aborder une grande variété de problèmes, au-delà du problème de hiérarchie dans le Modèle Standard. En voici quelques exemples :

- la grande unification à l'échelle du TeV (voir [45] pour une revue),
- la masse des neutrinos (par ex. [46]), la saveur des quarks (par ex. [47]),
- la matière noire (par ex. [48]) et la cosmologie (voir [49] pour une introduction),
- la brisure spontanée de la symétrie électrofaible sans boson de Higgs (par

ex. [50]).

Ces modèles sont encore un peu spéculatifs, et la connection avec une théorie fondamentale, à priori théorie des cordes, n'est certes pas complète. De plus, chacun de ces modèles pris individuellement présente souvent quelques lacunes. Toutefois ces constructions sont guidées par des principes de cohérence, et certains de leurs aspects fondamentaux sont extrêmement solides (mentionnons par exemple le simple couplage de la gravité à la matière, qui engendre l'essentiel de ce qui a été discuté dans ce chapitre).

Rarement autant d'options de physique au-delà du Modèle Standard n'auront été ouvertes. La majorité d'entre-elles, pour être pertinentes par rapport au problème de la hiérarchie, a des conséquences qui doivent être observables au TeV et donc au LHC, ce qui n'est d'ailleurs pas étranger à l'enthousiasme qu'elles suscitent. Il nous incombera prochainement d'éventuellement découvrir et caractériser une réalisation de ces modèles, ou d'en exclure une large part. Nous avons vu dans le contexte de deux des modèles principaux que le potentiel du LHC est important. Il va de soi qu'une bonne maîtrise du détecteur est un préalable indispensable.

Autres contributions dans ATLAS de 1999 à 2004

Reconstruction des leptons τ , leur polarisation en SUSY

Si la supersymétrie est découverte au LHC, l'étude détaillée des chaînes de désintégration [51] devrait permettre de mesurer les masses et rapports d'embranchement de certaines des particules supersymétriques et d'en extraire des informations sur le modèle sous-jacent. Les leptons τ sont particulièrement importants dans une large variété de modèles SUSY pour différentes raisons : production importante, 3^e génération de sparticules souvent plus légères, etc. Ainsi dans les modèles type mSUGRA le mélange entre les sleptons τ gauche et droit est plus prononcé (et croît avec $\tan\beta$), séparant les états propres de masse et conduisant à des polarisations des τ peut-être observables.

Cette information sur la chiralité de la théorie sous-jacente est assez unique et a conduit Frank Paige, Ian Hinchliffe et moi-même à réaliser une petite étude en 2001 afin de voir si ces effets de polarisation étaient observables au LHC.

L'analyse est basée sur le point suivant de mSUGRA : $m_0 = 100 \text{ GeV}/c^2$, $m_{1/2} = 300 \text{ GeV}/c^2$, $A_0 = 300 \text{ GeV}$, $\tan\beta = 10$, $\mu > 0$. Les événements ont été générés avec ISAJET. Les états finaux sont dominés par la production de squarks et gluinos. Les gluinos se désintègrent en squarks dans presque 100% des cas, et les squarks gauches ont un taux d'embranchement en $\tilde{\chi}_2^0$ de 30%. Ainsi la source la plus abondante de di-leptons est la désintégration du $\tilde{\chi}_2^0$, avec typiquement : $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tau^+ \tilde{\tau}_1^- \rightarrow \tau^+ \tau^- \tilde{\chi}_1^0$. Le lot généré de 100k événements représente environ 5 fb^{-1} de données.

L'étude est basée sur une simulation complète du détecteur ATLAS, dans un scénario de basse luminosité. L'impulsion des τ dans ce genre d'événements ne peut être obtenue que par l'impulsion reconstruite p_{vis} de la désintégration hadronique

du τ (E_T ne peut pas être utilisée à cause de la présence de LSPs). Afin de séparer les effets de polarisation de la cinématique du τ , il faut séparer les différents modes de désintégration hadronique du τ : en scalaire (*e.g.* $\tau \rightarrow \pi\nu$) et en vecteurs (ρ , a_1). Une présentation théorique claire de la problématique a depuis été publiée en réf. [52].

La reconstruction et l'identification des taus hadroniques est basée sur les informations suivantes :

- la multiplicité des traces chargées dans le jet, pour séparer le signal à 1 ou 3 traces du fond QCD. Seules les traces de $p_T > 2 \text{ GeV}/c$ sont considérées pour limiter la contribution de l'événement sous-jacent.
- le profil en énergie du jet dans le calorimètre électromagnétique (EM), les jets de taus étant plus fins. Trois variables ont donc été définies⁷ à cette fin à partir des cellules de l'amas dans le calorimètre EM :
 - le "rayon électromagnétique" R_{em} , qui est la moyenne de la distance ΔR à l'amas pondérée par l'énergie transverse des cellules,
 - F_{cone} , la fraction de l'énergie du jet déposée dans $0.1 < \Delta R < 0.2$,
 - la largeur $\bar{\eta}$ dans les *strips* qui est la moyenne de la distance en η à l'amas, pondérée par l'énergie transverse des cellules de la 1^{re} couche finement segmentée ($\Delta\eta = 0.003$) du calorimètre EM.

Notre sélection des taus requiert : $N_{track} < 4$, $R_{em} < 0.15$, $F_{cone} < 0.2$ et $\bar{\eta} < 0.002$. L'efficacité sur le signal est de 65%, contre 12% sur un lot de jets QCD comparable. Il faut noter qu'une réjection des jets de l'ordre de 10 est suffisante ici : il s'agit essentiellement de pouvoir rejeter les jets dans les événements SUSY passant une présélection (E_T , jets) qui laisse très peu de fond du Modèle Standard. Notons aussi que cette sélection n'introduit qu'un biais faible ($< 20\%$) sur l'efficacité relative de reconstruction du mode $\tau \rightarrow \pi\nu$ par rapport aux autres modes.

La seconde étape consiste à combiner l'information du trajectographe pour la mesure des $\pi^\pm$ et celle du calorimètre EM pour les π^0 afin de mesurer la masse hadronique avec précision pour distinguer les différents modes de désintégration des τ . Après optimisation, la procédure retenue pour limiter le double-comptage des contributions $\pi^\pm$ est la suivante : les traces chargées sont extrapolées vers le 2^e compartiment du calorimètre EM. La cellule ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.0245$) pointée par la trace est sous-divisée en 9 cellules virtuelles, la sous-cellule centrale ayant une taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.0025 \times 0.00245$. L'énergie dans la cellule et éventuellement dans une ou deux cellules voisines est soustraite, selon que la trace pointe vers la sous-cellule centrale, une des 4 sous-cellules du milieu ou bien une des 4 sous-cellules dans les coins.

La masse invariante M_τ^{vis} est alors reconstruite, en combinant l'impulsion des traces chargées (hypothèse de masse π) et l'énergie des cellules (localisée au centre de la cellule, masse nulle). Les distributions en Figure 2.8 montrent qu'il est possible de distinguer les désintégrations $\tau \rightarrow \pi\nu$ des autres états finals. Pour une coupure

⁷Ces variables sont toujours utilisées, on en trouvera une définition précise en réf. [36], pp. 242-243.

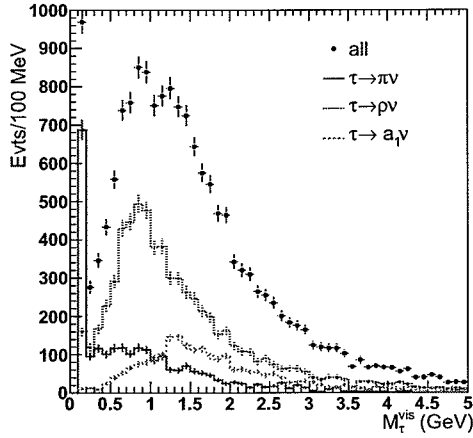


FIG. 2.8 – Masse visible reconstruite (cf. texte) des candidats taus hadroniques dans le signal, pour environ 5 fb^{-1} , avec la composition vraie venant du Monte-Carlo.

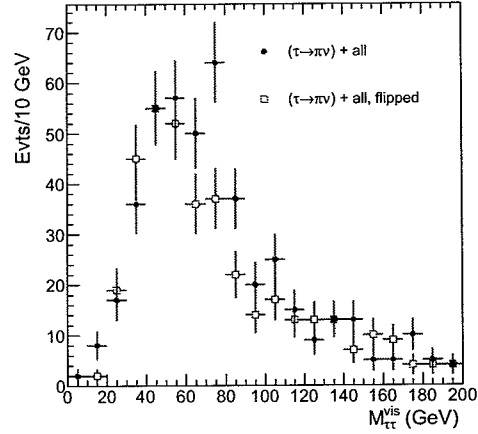


FIG. 2.9 – Masse invariante reconstruite $M_{\tau^+\tau^-}$ dans le signal, pour environ 5 fb^{-1} , avec l'un des deux candidats passant les coupures d'identification $\tau \rightarrow \pi\nu$.

$M_{\tau}^{vis} < 0.2 \text{ GeV}/c^2$, l'efficacité pour $\tau \rightarrow \pi\nu$ est de l'ordre de 30% et la pureté de 70%. En définissant d'autres fenêtres en M_{τ}^{vis} , on ne peut pas atteindre une pureté supérieure à $\sim 30\%$ pour les autres modes, même si une certaine séparation semble possible avec des techniques plus évoluées.

Une observable pouvant permettre d'extraire de l'information sur la chiralité est la masse invariante des deux leptons τ reconstruits de la chaîne $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tau^+ \tilde{\tau}_1^- \rightarrow \tau^+ \tau^- \tilde{\chi}_1^0$. Dans notre cas, l'état propre de masse $\tilde{\tau}_1$ est plutôt un $\tilde{\tau}_R$ d'hélicité droite, alors que le $\tilde{\chi}_2^0$ est essentiellement un $\tilde{W}^0$, qui a un couplage gauche. Par conséquent, le premier τ (τ^+ ici) est un mélange gauche-droite avec une dominance gauche, alors que le second τ (τ^-) est essentiellement droit. La masse invariante $M_{\tau\tau}^{vis}$ reconstruite est visible en symboles pleins sur la Figure 2.9 pour les combinaisons où l'un des deux candidats τ est identifié comme $\tau \rightarrow \pi\nu$ (essentiellement par une coupure sur la masse M_{τ}^{vis}). Dans la chaîne de désintégration considérée, la distribution $m_{\tau\tau}$ a un maximum cinématique calculable en fonction des masses du $\tilde{\tau}_1$, du $\tilde{\chi}_2^0$ et du $\tilde{\chi}_1^0$, qui vaut ici 94 GeV. La distribution est peuplée au-delà de cette limite du fait de la résolution et surtout de mauvaises combinaisons (désintégration du $\tilde{\chi}_1^+$ par ex.) ce qui peut être amélioré. Pour illustrer la sensibilité à la polarisation des leptons τ , un échantillon analogue a été généré dans lequel l'hélicité des taus a été inversée avant leur désintégration. La masse reconstruite dans ce cas est également visible en Figure 2.9, symboles ouverts (*flipped*). Comme attendu, la courbe est légèrement décalée vers la gauche (1 GeV de différence sur la moyenne) car en particulier le second τ est maintenant gauche, ce qui implique que le neutrino dans le mode $\tau \rightarrow \pi\nu$ emporte une plus grande partie de l'énergie. Toutefois la différence est faible et plus d'études sont nécessaires pour vraiment conclure, même s'il semble

que de l'information sur la polarisation des taus puisse être extraite de ce genre de mesures, offrant ainsi une fenêtre unique au LHC sur la structure chirale de SUSY.

Infrastructure logicielle

Le groupe de Berkeley s'est investi dans l'architecture de l'informatique d'ATLAS et en particulier dans l'application de haut niveau ("framework") gérant l'ensemble de l'activité de simulation, de reconstruction, d'analyse et de gestion des données, Athena. Dans ce cadre, j'ai participé à la définition du cahier des charges d'Athena ainsi qu'à l'évaluation de plusieurs candidats (Object Networks, Gaudi) et de technologies associées (base de données Objectivity, logiciels d'analyse avec Iris Explorer et la librairie LHC++). Par la suite, j'ai travaillé à l'intégration des premiers logiciels de reconstruction dans le prototype d'Athena : réalisation d'une classe commune pour les traces chargées permettant la communication entre différents logiciels, intégration complète du principal algorithme de reconstruction des traces de l'époque, xKalman++.

Simulation des pixels

D'autre part, j'ai utilisé le nouvel outil de simulation, GEANT4, pour écrire une simulation complète du dispositif de test en faisceau des détecteurs à pixels (géométrie et chaîne de digitisation). Permettant une comparaison directe avec les données des tests en faisceau et la précédente simulation basée sur GEANT3, cet outil a été utilisé pour des études sur les détecteurs à pixels (multiplicité des amas, capture de charge). Le code a servi de base au nouveau code pour le détecteur complet.

Contrôle-qualité des modules du SCT

Pendant quelques mois j'ai participé au contrôle-qualité des modules du *Semi-Conductor Tracker* produits en Californie : tests électriques, métrologie, étude des modules pathologiques et classement par qualité des modules pour leur positionnement dans le détecteur.

Publications, conférences et contributions personnelles

Publications avec comité de lecture

- L. Vacavant and I. Hinchliffe, Signals of models with large extra dimensions in ATLAS, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.***27**, 1839 (2001), *cité 44 fois*,
- G. Azuelos, D. Cavalli, H. Przysiezniak, L. Vacavant, Search for the radion using the ATLAS detector, *Eur. Phys. J. direct* **C4**, 16 (2002), *cité 7 fois*,
- F. Gianotti *et al.*, Physics Potential and Experimental Challenges of the LHC Luminosity Upgrade, *Eur. Phys. J.***C39**, 293 (2005), *cité 125 fois*,
- G. Azuelos *et al.*, Impact of energy and luminosity upgrades at LHC on the physics program of ATLAS, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.***28**, 2453 (2002), *cité 4 fois*.

Conférences et actes de conférence

- L. Vacavant (for the ATLAS and CMS collaborations), Search for extra dimensions at LHC, International Europhysics Conference on High-Energy Physics, Aachen, Germany, July 2003, *Eur. Phys. J.***C33** S924 (2004), *cité 7 fois*,
- L. Vacavant (for the ATLAS collaboration), ATLAS discovery potential for new physics, 2nd LHC Physics and Detectors International Symposium, Dubna, Russia, June 2000.

Autres publications et notes

- L. Vacavant and I. Hinchliffe, Model independent extra dimensions signatures with ATLAS, LBL-45198, ATLAS-PHYS-2000-16, May 2000, hep-ex/0005033, *cité 13 fois*,
- I. Hinchliffe, F. Paige and L. Vacavant, Full simulation of hadronic taus in SUSY events in the ATLAS detector, ATL-COM-PHYS-2002-037, Sept 2002,
- E. Accomando *et al.*, Workshop on CP Studies and Non-Standard Higgs Physics, CERN-2006-09, July 2006, hep-ph/0608079, *cité 136 fois*,
- G. Azuelos *et al.*, The Beyond the Standard Model Working Group : Summary Report, Workshop on Physics at TeV Colliders, Les Houches, France, June 2001, hep-ph/0204031, *cité 27 fois*,

Séminaires et exposés plénières invités en ateliers de travail

- Le potentiel de physique de SuperLHC, atelier R&D pour ATLAS au SLHC, Paris, juin 2006
- Dimensions supplémentaires au LHC, séminaires à IPN Lyon, CPPM Marseille, mars 2002
- Dimensions supplémentaires au LHC, séminaire conjoint LPNHE Paris/PCC Collège de France, déc. 2001

Contributions personnelles principales

- grandes dimensions supplémentaires : implémentation dans ISAJET, étude des canaux monojet et monophoton
- radion : implémentation dans PYTHIA, canal $\phi \rightarrow hh \rightarrow \gamma\gamma b\bar{b}$

Bibliographie

- [1] G. Nordstrom, Über die Möglichkeit, das elektromagnetische Feld und das Gravitationsfeld zu vereinigen., Z. Phys. **15**, 504 (1914), physics/0702222, physics/0702223. 18
- [2] T. Kaluza, On the Problem of Unity in Physics, Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin (Math. Phys.) **1921**, 966 (1921). 18
- [3] O. Klein, Quantum theory and five-dimensional theory of relativity, Z. Phys. **37**, 895 (1926). 18
- [4] M. B. Green, J. H. Schwarz, and E. Witten, SuperString Theory. Vol. 1 : Introduction, Cambridge, Uk : Univ. Pr. (1987) 469 P. (Cambridge Monographs On Mathematical Physics) et références internes. 18
- [5] P. Horava and E. Witten, Eleven-Dimensional Supergravity on a Manifold with Boundary, Nucl. Phys. **B475**, 94 (1996), hep-th/9603142. 18
- [6] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, and G. R. Dvali, The hierarchy problem and new dimensions at a millimeter, Phys. Lett. **B429**, 263 (1998), hep-ph/9803315. 19, 20
- [7] J. Hewett and J. March-Russell, Extra Dimensions, review in *Review of particle physics*, Phys. Rev. **D66**, 010001 (2002). 19, 36
- [8] J. L. Hewett and M. Spiropulu, Particle Physics Probes Of Extra Spacetime Dimensions, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **52**, 397 (2002), hep-ph/0205106. 19
- [9] T. G. Rizzo, Pedagogical introduction to extra dimensions, (2004), hep-ph/0409309. 19
- [10] G. F. Giudice and J. D. Wells, Extra Dimensions, review in *Review of particle physics*, Phys. Lett. **B667**, 1 (2008). 19, 37
- [11] I. Antoniadis, N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, and G. R. Dvali, New dimensions at a millimeter to a Fermi and superstrings at a TeV, Phys. Lett. **B436**, 257 (1998), hep-ph/9804398. 20
- [12] I. Antoniadis, A Possible new dimension at a few TeV, Phys. Lett. **B246**, 377 (1990). 20, 37
- [13] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, and G. R. Dvali, Phenomenology, astrophysics and cosmology of theories with sub-millimeter dimensions and TeV scale quantum gravity, Phys. Rev. **D59**, 086004 (1999), hep-ph/9807344. 21
- [14] D. J. Kapner *et al.*, Tests of the gravitational inverse-square law below the dark-energy length scale, Phys. Rev. Lett. **98**, 021101 (2007), hep-ph/0611184. 21
- [15] G. F. Giudice, R. Rattazzi, and J. D. Wells, Quantum gravity and extra dimensions at high-energy colliders, Nucl. Phys. **B544**, 3 (1999), hep-ph/9811291. 22, 23, 24
- [16] T. Han, J. D. Lykken, and R.-J. Zhang, On Kaluza-Klein states from large extra dimensions, Phys. Rev. **D59**, 105006 (1999), hep-ph/9811350. 22

- [17] T. G. Rizzo, Identification of the Origin of Monojet Signatures at the LHC, *Phys. Lett.* **B665**, 361 (2008), 0805.0281. 22, 29
- [18] F. E. Paige and S. D. Protopopescu, ISAJET 5.30 : A Monte Carlo event generator for p p and anti-p p interactions, *Proc. of the 1986 Summer Study on the Physics of the Superconducting Super Collider*, Snowmass, Colo., Jun 23 - Jul 11, 1986. 23
- [19] H. Baer, F. E. Paige, S. D. Protopopescu, and X. Tata, ISAJET 7.48 : A Monte Carlo event generator for p p, anti-p p, and e+ e- reactions, (1999), hep-ph/0001086. 23
- [20] H. L. Lai *et al.*, Global QCD analysis and the CTEQ parton distributions, *Phys. Rev.* **D51**, 4763 (1995), hep-ph/9410404. 24
- [21] ATLAS, G. Aad *et al.*, The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, *JINST* **3**, S08003 (2008). 25, 36, 107, 108, 125, 128, 130, 131
- [22] E. Richter-Was, D. Froidevaux, and L. Poggioli, ATLFAST, a package for particle-level analysis, (1998), ATL-PHYS-98-131. 25, 107, 109
- [23] H. Georgi, Unparticle Physics, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 221601 (2007), hep-ph/0703260. 29
- [24] V. Kabachenko, A. Miagkov, and A. Zenin, Sensitivity of the ATLAS detector to extra dimensions in di-photon and di-lepton production processes, (2001), ATL-PHYS-2001-12. 29
- [25] F. Gianotti *et al.*, Physics potential and experimental challenges of the LHC luminosity upgrade, *Eur. Phys. J.* **C39**, 293 (2005), hep-ph/0204087. 29
- [26] L. Randall and R. Sundrum, A large mass hierarchy from a small extra dimension, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 3370 (1999), hep-ph/9905221. 30, 31
- [27] V. A. Rubakov and M. E. Shaposhnikov, Do We Live Inside a Domain Wall?, *Phys. Lett.* **B125**, 136 (1983). 30
- [28] W. D. Goldberger and M. B. Wise, Modulus stabilization with bulk fields, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 4922 (1999), hep-ph/9907447. 31, 32
- [29] H. Davoudiasl, J. L. Hewett, and T. G. Rizzo, Phenomenology of the Randall-Sundrum gauge hierarchy model, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 2080 (2000), hep-ph/9909255. 31
- [30] B. C. Allanach *et al.*, Exploring small extra dimensions at the Large Hadron Collider, *JHEP* **12**, 039 (2002), hep-ph/0211205. 31
- [31] G. F. Giudice, R. Rattazzi, and J. D. Wells, Gravitational scalars from higher-dimensional metrics and curvature-Higgs mixing, *Nucl. Phys.* **B595**, 250 (2001), hep-ph/0002178. 32, 33
- [32] A. Djouadi, J. Kalinowski, and M. Spira, HDECAY : A program for Higgs boson decays in the standard model and its supersymmetric extension, *Comput. Phys. Commun.* **108**, 56 (1998), hep-ph/9704448. 32, 101

- [33] ATLAS, ATLAS Detector and Physics Performance Technical Design Report, (1999), CERN/LHCC/99-14, CERN/LHCC/99-15. 33, 116
- [34] E. Richter-Was *et al.*, Minimal Supersymmetric Standard Model Higgs rates and backgrounds in ATLAS, (1996), ATL-PHYS-96-074. 34
- [35] T. Sjostrand *et al.*, High-energy-physics event generation with PYTHIA 6.1, Comput. Phys. Commun. **135**, 238 (2001), hep-ph/0010017. 34, 106
- [36] ATLAS, G. Aad *et al.*, Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector, Trigger and Physics, (2009), 0901.0512. 8, 34, 36, 39, 99, 100, 105, 106, 107, 108, 112, 114, 115, 116, 131, 132, 135, 136, 140, 142, 147, 151
- [37] G. J. Feldman and R. D. Cousins, A Unified Approach to the Classical Statistical Analysis of Small Signals, Phys. Rev. **D57**, 3873 (1998), physics/9711021. 34
- [38] C. Hanhart, J. A. Pons, D. R. Phillips, and S. Reddy, The likelihood of GODs' existence : Improving the SN1987a constraint on the size of large compact dimensions, Phys. Lett. **B509**, 1 (2001), astro-ph/0102063. 37
- [39] Particle Data Group, C. Amsler *et al.*, Review of particle physics, Phys. Lett. **B667**, 1 (2008). 7, 8, 37, 53, 88
- [40] CDF, V. Krutelyov, Searches for Large Extra Dimensions at the Tevatron, (2008), 0807.0645. 37
- [41] CDF, T. Aaltonen *et al.*, Search for large extra dimensions in final states containing one photon or jet and large missing transverse energy produced in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ -TeV, Phys. Rev. Lett. **101**, 181602 (2008), 0807.3132. 37
- [42] D0, V. M. Abazov *et al.*, Search for Randall-Sundrum gravitons in dilepton and diphoton final states, Phys. Rev. Lett. **95**, 091801 (2005), hep-ex/0505018. 37
- [43] K. R. Dienes, E. Dudas, and T. Gherghetta, Extra spacetime dimensions and unification, Phys. Lett. **B436**, 55 (1998), hep-ph/9803466. 37
- [44] T. Appelquist, H.-C. Cheng, and B. A. Dobrescu, Bounds on universal extra dimensions, Phys. Rev. **D64**, 035002 (2001), hep-ph/0012100. 37
- [45] L. J. Hall and Y. Nomura, Grand unification in higher dimensions, Annals Phys. **306**, 132 (2003), hep-ph/0212134. 37
- [46] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, G. R. Dvali, and J. March-Russell, Neutrino masses from large extra dimensions, Phys. Rev. **D65**, 024032 (2002), hep-ph/9811448. 37
- [47] K. Agashe, G. Perez, and A. Soni, Flavor structure of warped extra dimension models, Phys. Rev. **D71**, 016002 (2005), hep-ph/0408134. 37
- [48] G. Servant and T. M. P. Tait, Is the lightest Kaluza-Klein particle a viable dark matter candidate?, Nucl. Phys. **B650**, 391 (2003), hep-ph/0206071. 37

-
- [49] D. Langlois, Brane cosmology : An introduction, Prog. Theor. Phys. Suppl. **148**, 181 (2003), hep-th/0209261. 37
 - [50] C. Csaki, C. Grojean, L. Pilo, and J. Terning, Towards a realistic model of Higgsless electroweak symmetry breaking, Phys. Rev. Lett. **92**, 101802 (2004), hep-ph/0308038. 38
 - [51] I. Hinchliffe, F. E. Paige, M. D. Shapiro, J. Soderqvist, and W. Yao, Precision SUSY measurements at LHC, Phys. Rev. **D55**, 5520 (1997), hep-ph/9610544. 38
 - [52] S. Y. Choi, K. Hagiwara, Y. G. Kim, K. Mawatari, and P. M. Zerwas, tau polarization in SUSY cascade decays, Phys. Lett. **B648**, 207 (2007), hep-ph/0612237. 39

Mesure des moments hadroniques avec CDF

Sommaire

3.1	Introduction	50
3.1.1	La matrice CKM et $ V_{cb} $	50
3.1.2	Désintégrations semi-leptoniques inclusives	54
3.1.3	Moments hadroniques	55
3.1.4	Principe de l'analyse des moments hadroniques	56
3.2	Dispositif expérimental	59
3.2.1	Le collisionneur Tevatron	59
3.2.2	Le détecteur CDF	59
3.3	Reconstruction des canaux $B^- \rightarrow D^{*0} \ell^- \bar{\nu}_\ell$	63
3.3.1	Lots de données et pré-sélection	63
3.3.2	Reconstruction des canaux $D^{(*)+} \ell^-$	65
3.3.3	Validation du Monte-Carlo	67
3.3.4	Reconstruction des D^{*0}	70
3.4	Détermination des moments	73
3.4.1	Soustraction des bruits de fond	75
3.4.2	Corrections en efficacité	78
3.4.3	Extraction des moments	80
3.4.4	Systématiques	82
3.5	Extraction des paramètres de HQET	84
3.6	Discussion et conclusions	87
	Contributions techniques dans CDF	89
	Publications, conférences et contributions personnelles	94
	Bibliographie	96

L'étude de la saveur dans le Modèle Standard, et en particulier du mélange entre les saveurs de quarks, est un champ d'investigation particulièrement riche, exploré actuellement auprès des usines à B et au Tevatron. Dans ce chapitre, la mesure par l'expérience CDF au Tevatron des moments de la distribution de la masse invariante hadronique dans les désintégrations semi-leptoniques des mésons B est présentée. Cette mesure permet de mieux connaître certains paramètres théoriques reliant les observables expérimentales à l'élément V_{cb} de la matrice de mélange des quarks. Elle a été effectuée de 2002 à 2004 par le groupe de Berkeley composé de

Alex Cerri, Hung-Chung Fang, Ramon Miquel, Marjorie Shapiro et moi-même. Mes contributions techniques dans CDF sont également résumées à la fin du chapitre.

3.1 Introduction

3.1.1 La matrice CKM et $|V_{cb}|$

La caractéristique principale des interactions faibles par courant chargé est le couplage vecteur-axial $V - A$, à la différence de QED ou QCD (couplage vecteur seulement). Ceci est décrit dans le Modèle Standard, basé sur le groupe de jauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$ pour les interactions électrofaibles, par le fait que les fermions de chiralité gauche sont dans des doublets de $SU(2)_L$ et se couplent au $W^\pm$ contrairement aux singlets de chiralité droite.

Les états de propres de masse étant différents des états propres de l'interaction électrofaible, une matrice relie ces deux bases : pour les quarks il s'agit de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) [1, 2]. Ce mélange des quarks tient en fait son origine dans les interactions de type Yukawa avec le champs de Higgs et qui permettent d'introduire les masses des quarks.

La matrice CKM peut être représentée par une matrice unitaire 3×3 opérant sur les quarks de type *down* :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix}_{EW} = V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

Elle comporte quatre paramètres libres, dont une phase à l'origine de la violation de CP dans le Modèle Standard. Les différents éléments de la matrice peuvent être mesurés en principe dans les désintégrations faibles des quarks correspondants. Expérimentalement, les valeurs diagonales sont proches de l'unité, les termes les plus éloignés de la diagonale étant les plus petits. Cette hiérarchie est naturellement visible dans la paramétrisation approchée proposée par Wolfenstein [3] basée sur 4 paramètres, λ , A , ρ et η :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4) \quad (3.2)$$

avec $\lambda = |V_{us}|/\sqrt{|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2}$, $A\lambda = |V_{cb}|/|V_{us}|$ et $V_{ub}^* = A\lambda^3(\rho + i\eta)$.

De l'unitarité de la matrice ($VV^\dagger = V^\dagger V = 1$) se déduisent 6 équations reliant ses éléments. Ces équations peuvent être vues comme des triangles dans le plan complexe $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ où $\bar{\rho} \equiv \rho(1 - \frac{\lambda^2}{2})$ et $\bar{\eta} \equiv \eta(1 - \frac{\lambda^2}{2})$, la surface de ces triangles étant la même et proportionnelle à l'amplitude de la violation de CP. Le triangle le moins aplati définit "le" triangle d'unitarité usuel, en Figure 3.1, correspondant à

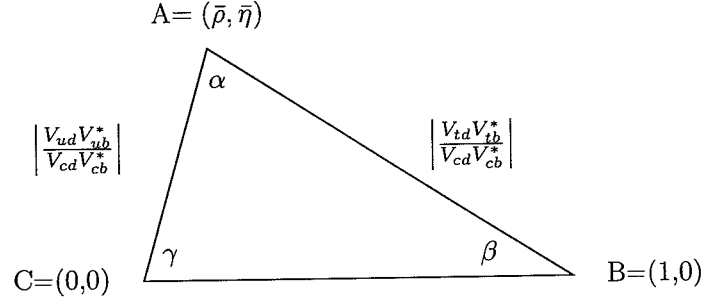


FIG. 3.1 – Triangle d'unitarité usuel.

la relation :

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \quad (3.3)$$

$$\text{soit : } \frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} + 1 + \frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} = 0 \quad (3.4)$$

Dans cette représentation, les mesures suivantes permettent de contraindre $\bar{\rho}$ et $\bar{\eta}$ en mesurant les côtés et angles du triangle :

- côté AC : la longueur est contrainte par les mesures de $|V_{ub}/V_{cb}|$. Ceci sera discuté dans la section suivante.
- côté AB : contraint par le rapport $\Delta m_d/\Delta m_s$ des fréquences d'oscillation des mélanges $B^0 - \bar{B}^0$ et $B_s^0 - \bar{B}_s^0$.
- angle β : obtenu à partir des asymétries CP dépendantes du temps dans les désintégrations $b \rightarrow c\bar{c}s$ des B^0 .
- angle α : obtenu à partir des asymétries CP dépendantes du temps dans des désintégrations $b \rightarrow u\bar{u}d$ des B^0 ($B \rightarrow \pi\pi, \rho\pi, \rho\rho$).
- angle γ : mesuré dans les interférences entre transitions $b \rightarrow c$ et $b \rightarrow u$ ($B^\pm \rightarrow DK^\pm, B^0 \rightarrow D^{(*)\pm}\pi^\mp$).
- sommets A : contraint aussi par la violation indirecte de CP dans le mélange $K^0 - \bar{K}^0$ (hyperbole).

Les éléments V_{us} et V_{ud} , définissant λ , sont extraits des désintégrations semi-leptoniques de K_L^0 et de certaines désintégrations nucléaires respectivement.

Les éléments de la matrice CKM sont en général tirés d'un ajustement global utilisant toutes les mesures possibles et imposant les contraintes du Modèle Standard (matrice de rang 3 unitaire). Les contraintes actuelles [4] sont visibles en page 90. Dans ce qui suit, nous nous intéressons plus particulièrement à la mesure de V_{cb} , élément lié au côté AC et au paramètre A .

3.1.1.1 Mesures de $|V_{cb}|$

Les désintégrations semi-leptoniques des B offrent un laboratoire privilégié pour l'étude des transitions $b \rightarrow c$, d'une part expérimentalement du fait d'un taux de

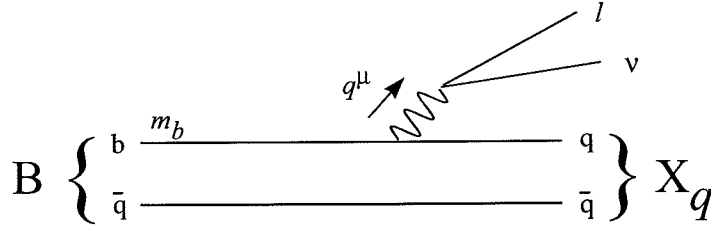


FIG. 3.2 – Cinématique de la désintégration $B \rightarrow X_q \ell \nu_\ell$ dans le modèle du quark spectateur.

branchement conséquent ($\sim 10\%$) et d'une signature leptonique, mais surtout parce que les mesures expérimentales des largeurs de désintégration¹ peuvent être reliées au paramètre V_{cb} grâce à un cadre théorique bien établi.

Dans une vue simplifiée, correspondant au modèle du quark spectateur (fig. 3.2), la désintégration faible d'un méson B peut être décrite par la désintégration faible du quark b le constituant. Si l'amplitude de cette transition (*i.e.* V_{cb}) n'est pas parfaitement connue, sa structure l'est fort bien dans le Modèle Standard, avec deux courants faibles de type $V - A$: $\bar{c}\gamma^\mu(1 - \gamma^5)b$ et $\bar{\ell}\gamma^\mu(1 - \gamma^5)\nu_\ell$. On obtient pour la largeur (en notant l'analogie avec la désintégration du muon dans la théorie de Fermi) :

$$\Gamma_0(b \rightarrow c \ell^- \bar{\nu}_\ell) \equiv \frac{Br(b \rightarrow c \ell^- \bar{\nu}_\ell)}{\tau_b} = \frac{G_F^2}{192\pi^3} |V_{cb}|^2 m_b^5 \quad (3.5)$$

où G_F est la constante de Fermi et τ_b le temps de vie du quark b . Reste à corriger cette vue naïve pour pouvoir relier $|V_{cb}|$ aux observables mesurées, qui portent naturellement sur les hadrons B et non sur un quark b libre. Ces corrections pour les interactions fortes qui lient le quark dans le hadron sont complexes, même si le cas des désintégrations leptoniques est un peu plus simple puisqu'il n'y a pas de connections de couleur avec le système leptonique.

Différentes approches théoriques sont utilisées pour décrire ce lien parton-hadron, qui toutes exploitent le fait que la masse du quark lourd m_Q ($Q = b, c$) est grande par rapport à l'échelle typique Λ_{QCD} qui gouverne la physique hadronique à basse énergie. Ceci permet en particulier d'utiliser des développements limités en Λ_{QCD}/m_Q et de séparer les contributions perturbatives et non-perturbatives. Les approches sont un peu différentes selon que l'on étudie un état final particulier (mesure exclusive) ou que l'on somme sur tous les états finals possibles produits par interaction forte (mesure inclusive).

Mesures exclusives : La méthode dite exclusive concerne principalement² l'état final $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$. Elle consiste à mesurer la largeur partielle différentielle

¹En pratique ce sont les taux de branchements et la durée de vie qui sont mesurés.

²La désintégration en $D^+ \ell^- \bar{\nu}_\ell$ est aussi considérée, mais la mesure est plus difficile : le taux de branchement est plus faible et les D^* contaminent le signal.

$d\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\ell^-\bar{\nu}_\ell)/dw$, où w est le produit des quadri-vitesses des mésons B et D et correspond à l'énergie de l'état final D^* dans le référentiel de la désintégration. Cette mesure est reliée à $|V_{cb}|$ par :

$$\frac{d\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\ell^-\bar{\nu}_\ell)}{dw} = \frac{G_F^2}{48\pi^3} |V_{cb}|^2 \mathcal{K}(w) |\mathcal{F}(w)|^2 \quad (3.6)$$

où $\mathcal{K}(w)$ est un facteur de forme cinétique et $\mathcal{F}(w)$ est le facteur de forme décrivant la transition. À ce moment-là, la symétrie des quarks lourds (HQS [5, 6]) prédit qu'au point de non-recul $w = 1$ (c'est-à-dire lorsque l'énergie transférée au système leptonique est maximale), on a $|\mathcal{F}(1)| = 1$, modulo des corrections en $\alpha_s(m_Q)$ et Λ_{QCD}/m_Q qui sont de l'ordre de 10%. Ces dernières sont calculées en particulier par des simulations sur réseaux s'appuyant sur la théorie effective des quarks lourds (HQET [7, 8]). La moyenne mondiale en 2008 [9] des mesures exclusives de $|V_{cb}|$ est :

$$|V_{cb}|^{excl} = (38.6 \pm 0.9_{exp} \pm 1.0_{theo}) \times 10^{-3} \quad (3.7)$$

L'erreur relative est donc d'environ 3% (5% fin 2002 [10], au début de cette étude), en grande partie liée à la méconnaissance du facteur de forme $\mathcal{F}(1)$. Il est à noter que des progrès substantiels ont été réalisés ces dernières années avec les avancées des calculs sur réseaux : l'erreur relative sur $\mathcal{F}(1)$ est maintenant de 2.4% [9] et a été divisée par 2 entre 2002 et 2008. Toutefois l'erreur théorique est toujours dominante du fait de la non-connaissance de l'expression analytique $\mathcal{F}(w)$, nécessaire pour ajuster l'équation 3.6.

Expérimentalement, la méconnaissance du spectre en masse des états charmés de haute masses, dits D^{**} , qui sera longuement discuté par la suite, contribue aussi à l'incertitude.

Mesures inclusives : La détermination de $|V_{cb}|$ par les mesures inclusives de $\Gamma(B \rightarrow X_c \ell \nu_\ell)$ reste toujours la plus précise, avec une erreur relative inférieure à 2%. En effet la moyenne mondiale en 2008 [9] est :

$$|V_{cb}|^{incl} = (41.6 \pm 0.6) \times 10^{-3} \quad (3.8)$$

La méthode s'appuie sur un développement en produit d'opérateurs (OPE) pour relier la mesure du taux de branchement inclusif en charme à $|V_{cb}|$:

$$\Gamma(B^- \rightarrow X_c \ell^- \bar{\nu}_\ell) = f(\Lambda/m_b, \alpha_s, \dots) |V_{cb}|^2$$

où f est un double développement à la fois en $1/m_b$ et α_s , faisant intervenir des paramètres non-perturbatifs Λ . Tout ceci sera détaillé dans la section suivante. Fin 2002, l'erreur relative était d'environ 3% et se décomposait comme suit [10] :

$$|V_{cb}|^{incl} = (40.4 \pm 1.1) \times 10^{-3} = (40.4 \pm 0.5_{exp} \pm 0.5_\Lambda \pm 0.8_{theo}) \times 10^{-3} \quad (3.9)$$

L'incertitude liée à la méconnaissance des paramètres Λ était donc significative, et l'objet de notre étude fût de mesurer ces paramètres pour améliorer la connaissance de $|V_{cb}|$.

Il convient de noter également qu'à ce jour l'accord entre les déterminations exclusive (éq. 3.7) et inclusive (éq. 3.8) est toujours médiocre (écart $> 2\sigma$) et que par conséquent l'intérêt porté à ces mesures ne doit pas cesser.

3.1.2 Désintégrations semi-leptoniques inclusives

Le cadre théorique pour l'analyse des désintégrations semi-leptoniques de mésons B exploite le développement en produit d'opérateurs (*Operator Product Expansion*, OPE [11, 12, 13]). Une introduction complète peut être trouvée en [14].

La désintégration faible d'un hadron (via $\Delta F = 1$) peut être décrite par un hamiltonien effectif :

$$\mathcal{H}_{eff} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_i V_{CKM}^i C_i(\mu) Q_i \quad (3.10)$$

Il s'agit donc d'une décomposition en série de vertex effectifs (opérateurs Q_i , d'où le nom d'OPE) ayant chacun un couplage effectif C_i (coefficients de Wilson). Ces coefficients $C_i(\mu)$ condensent les contributions physique d'échelles au-delà de μ . L'amplitude de désintégration d'un méson B vers l'état final f peut alors s'écrire :

$$A(B \rightarrow f) = \langle f | \mathcal{H}_{eff} | B \rangle = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_i V_{CKM}^i C_i(\mu) \langle f | Q_i(\mu) | B \rangle \quad (3.11)$$

Le développement OPE permet ainsi de séparer les deux échelles à l'œuvre dans le processus : d'une part les contributions $C_i(\mu)$ à courte distance (échelle $\mu' \simeq m_W \gg m_b$) qui sont calculables perturbativement et d'autre part les éléments de matrice $\langle Q_i(\mu) \rangle$, correspondant aux contributions à longue distance (échelle μ'' telle que $\Lambda_{QCD} \lesssim \mu'' \lesssim m_b$) et qui sont en général non-calculables perturbativement. Le choix de l'échelle μ est arbitraire (effet de vases communicants entre les C_i et $\langle Q_i \rangle$) et l'amplitude totale ne doit pas dépendre de ce choix (ni d'ailleurs du choix du schéma de renormalisation). Typiquement pour les désintégrations des B on choisit $\mu = \mathcal{O}(m_b)$.

La précision avec laquelle on peut connaître les $\langle Q_i(\mu) \rangle$ est limitée, car il faut faire appel à des techniques non-perturbatives du type calcul sur réseaux, règles de sommation, ou HQET pour certaines désintégrations de B . Ceci entache d'une incertitude difficilement réductible la détermination d'un élément de la matrice CKM comme V_{cb} . Toutefois, la situation est plus favorable pour les désintégrations inclusives [15]. En effet, l'OPE s'appuie sur le postulat de la dualité parton-hadron, que l'on peut résumer ainsi dans notre contexte : la désintégration du méson B est essentiellement gouvernée par la physique à courte distance si l'énergie libérée est importante (*i.e.* pas d'influence de la structure hadronique de l'état initial) et si la désintégration est suffisamment inclusive (*i.e.* la connaissance de la probabilité d'hadronisation dans un état final précis n'est pas nécessaire). La première condition est remplie puisque $m_b \gg \Lambda_{QCD}$ et la seconde est a priori très bien vérifiée dans les désintégrations inclusives. Dans ce cas les corrections venant des $\langle Q_i \rangle$ et liées à la

structure du méson B sont sous-dominantes et on peut écrire (HQE, *Heavy Quark Expansion*) :

$$\Gamma(B \rightarrow X_c \ell \nu_\ell) = \Gamma_0 \left(1 + \frac{\Lambda_1}{m_b} + \frac{\Lambda_2^2}{m_b^2} + \dots \right) \quad (3.12)$$

où Γ_0 est la largeur du quark libre b (éq. 3.5), et les paramètres Λ sont petits mais non-perturbatifs et doivent être modélisés et surtout mesurés expérimentalement. D'autre part, comme $\alpha_s(m_b)/\pi$ est petit et du même ordre que Λ_{QCD}/m_b , on est dans le régime perturbatif de QCD et chaque terme de la série (éq. 3.12) peut être vu comme un développement en $\alpha_s(m_b)$, les coefficients C'_i étant eux calculables perturbativement :

$$\Gamma(B \rightarrow X_c \ell \nu_\ell) = \Gamma_0 \left(C'_0(\alpha_s) + C'_1(\alpha_s) \frac{\Lambda_1}{m_b} + C'_2(\alpha_s) \frac{\Lambda_2^2}{m_b^2} + \dots \right) \quad (3.13)$$

En résumé, une mesure précise de V_{cb} requiert le calcul des coefficients C'_i et la mesure des paramètres Λ . Toute cette discussion était essentiellement pédagogique : il faut souligner que différentes méthodes sont utilisées pour obtenir ces double-séries de façon rigoureuse et que le sujet regorge de subtilités, par exemple sur la définition de m_b . Pour la suite nous nous sommes placés dans un cadre bien défini : l'OPE appliquée à HQET tel que défini en [16, 17, 18].

3.1.3 Moments hadroniques

Tout observable physique inclusive peut s'exprimer sous la forme d'un développement analogue à celui de l'équation 3.13, avec les mêmes paramètres non-perturbatifs Λ . L'idée est donc de mesurer plusieurs autres observables permettant d'extraire les Λ puis de remplacer ces valeurs en éq. 3.13 pour améliorer la précision sur V_{cb} . La multiplication des mesures permet également de tester la consistance de l'OPE et des hypothèses sous-jacentes (dualité quark-hadron).

Les moments spectraux se prêtent bien à ce genre de mesures car ce sont des observables sensibles aux paramètres Λ et ne dépendant pas de V_{cb} . Le moment spectral (central) d'ordre n est défini par :

$$\mathcal{M}_n = \frac{1}{\Gamma} \int_{-\infty}^{+\infty} (x - \mu)^n \frac{d\Gamma}{dx} dx \quad (3.14)$$

avec $\mu = \begin{cases} 0 & \text{si } n = 1 \\ \mathcal{M}_1 & \text{si } n > 1 \end{cases}$

où x peut être dans les désintégrations semi-leptoniques $B \rightarrow X_c \ell \nu_\ell$ soit l'énergie E_ℓ du lepton dans le référentiel du B , soit la masse de recul $M_{X_c}^2$ du système charmé. L'énergie dans le centre de masse n'étant pas connue, la mesure des moments en E_ℓ n'est pas possible aux collisionneurs hadroniques.

3.1.3.1 Tests expérimentaux

La mesure des moments spectraux a été mise en œuvre pour la première fois par CLEO [19]. Fin 2002 au début de cette étude, les moments spectraux suivants avaient été mesurés (résultats souvent préliminaires encore) :

- moments en énergie du photon dans les désintégrations inclusives $b \rightarrow s\gamma$ par CLEO [20],
- moments en énergie du lepton dans les désintégrations semi-leptoniques inclusives par CLEO [21] et DELPHI [22, 23],
- moments hadroniques dans les désintégrations semi-leptoniques inclusives par CLEO [19], DELPHI [24, 23] et BaBar [25, 26].

Le premier ajustement global combinant les mesures de DELPHI des trois premiers moments leptoniques et hadroniques venait d'être effectué [27], permettant d'atteindre pour la première fois une précision relative de 3% sur V_{cb} . Toutefois la première mesure des moments hadroniques par BaBar [26] montrait une dépendance en fonction de la coupure sur l'énergie du lepton (cf. section 3.4.2.1) qui était incompatible avec les prédictions de HQE. Afin de clarifier la situation il était donc important d'obtenir plus de mesures, le moins dépendantes des modèles possible, ce qui a constitué une motivation supplémentaire pour faire cette mesure dans CDF. Une revue complète de la situation en avril 2003 au Workshop CKM est disponible en réf. [28].

3.1.4 Principe de l'analyse des moments hadroniques

L'analyse consiste donc à mesurer le spectre en masse $s_H \equiv M_{X_c}^2$ du système charmé dans les désintégrations semi-leptoniques inclusives $B \rightarrow X_c \ell \nu_\ell$. Les moments spectraux de s_H seront alors déduits (éq. 3.15) et de ces moments seront extraites les valeurs des paramètres Λ . Notre environnement étant plus proche de celui de DELPHI que de celui des usines à B , l'analyse est relativement similaire.

3.1.4.1 Nature de la masse de recul charmée X_c

Même si l'on s'intéresse aux mesures inclusives de X_c , il est utile de se pencher sur la nature des contributions à X_c afin de définir une stratégie.

La Figure 3.3 résume la spectroscopie attendue des états charmés non-étranges, sur la base de la symétrie des quarks lourds HQS : lorsque $m_Q \rightarrow \infty$ le méson $\{Qq\}$ est décrit par le quark lourd Q , de spin $J_Q = 1/2$, et par l'ensemble des degrés de liberté dûs au quark léger q : au premier ordre en $1/m_Q$ il s'agit du moment orbital et de sa parité j_q^P . Les particules apparaissent donc dans des multiplets indicés par j_q^P et le spin total $J^\pm = J_Q \otimes j_q^P$. Au-delà des classiques D et D^* très bien établis, les résonances orbitales étroites ($\Gamma < 10$ MeV) $D_1(2420)$ et $D_2^*(2640)$ ont été observées par plusieurs expériences [10]. Il y aurait quelques évidences pour certaines des résonances orbitales larges ($\Gamma > 100$ MeV) D_0^* et D_1^* . Par contre les excitations radiales $D^{(*)}'$ n'ont pas été observées. Une composante non-résonnante est aussi attendue.

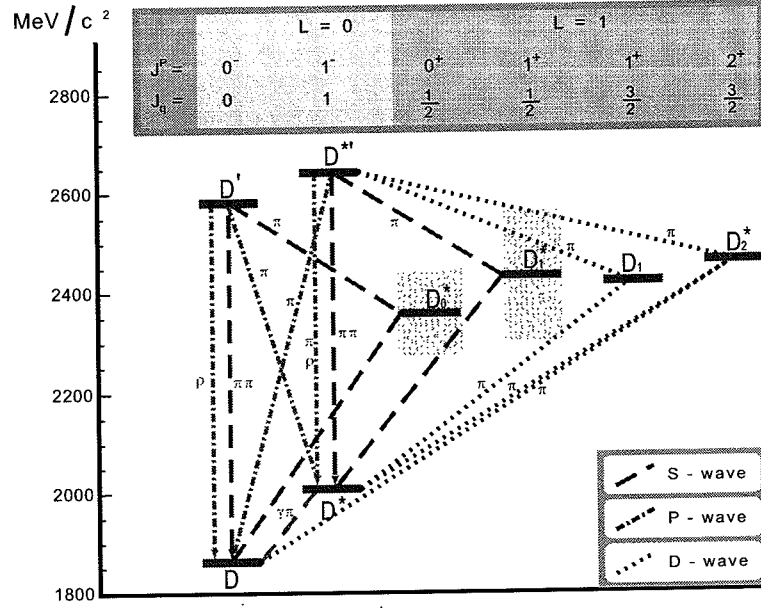


FIG. 3.3 – Spectroscopie des états charmés non-étranges (d'après [30]). Les largeurs estimées des résonances orbitales sont indiquées en pointillés mauves. NB : à chaque état correspond en fait deux particules (systèmes $c\bar{u}$ et $c\bar{d}$).

La contribution de ces états au spectre en masse $m(X_c^0)$ est illustrée en fig. 3.4 avec le Monte-Carlo EvtGen [29] au niveau générateur. On voit la contribution des D^0 et D^{*0} et celle des états de masse supérieurs (y compris la contribution non-résonnante).

3.1.4.2 Décomposition du spectre de masse

Les états D et D^* sont relativement bien connus, alors que les états excités le sont beaucoup moins. Par conséquent, la distribution de masse invariante du système hadronique X_c dans les désintégrations $B^- \rightarrow X_c^0 l^- \bar{\nu}_l$ peut être décomposée en trois composantes correspondant à $X_c^0 = D^0, D^{*0}, D^{**0}$, où D^{**0} représente tous les états charmés neutres, résonnants ou non, autres que D^0, D^{*0} :

$$\frac{1}{\Gamma_{sl}} \frac{d\Gamma_{sl}}{ds_H} = \frac{\Gamma_0}{\Gamma_{sl}} \cdot \delta(s_H - m_{D^0}^2) + \frac{\Gamma_*}{\Gamma_{sl}} \cdot \delta(s_H - m_{D^{*0}}^2) + \left(1 - \frac{\Gamma_0}{\Gamma_{sl}} - \frac{\Gamma_*}{\Gamma_{sl}}\right) \cdot f^{**}(s_H) \quad (3.15)$$

où Γ_{sl} est la largeur semi-leptonique totale du B^- , Γ_0 et Γ_* sont les largeurs partielles en $D^0 l^- \bar{\nu}_l$ et $D^{*0} l^- \bar{\nu}_l$, et $f^{**}(s_H)$ est la distribution (normalisée) de masse invariante hadronique dans le canal D^{**0} . Les valeurs du PDG seront utilisées pour $\Gamma_{sl}, \Gamma_0, \Gamma_*, m_{D^0}$ et $m_{D^{*0}}$, la mesure se concentrant ainsi sur $f^{**}(s_H)$. Ainsi seule la distribution pour la composante D^{**0} doit être mesurée, sans avoir à mesurer les composantes D^0, D^{*0} ni leur normalisation relative par rapport au canal D^{**0} .

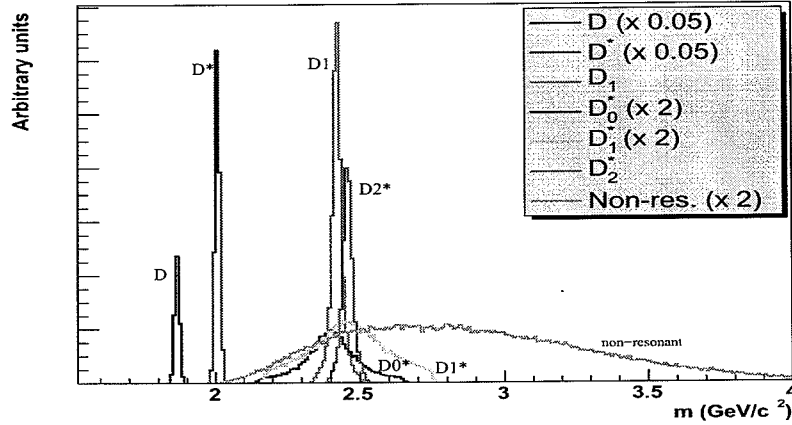


FIG. 3.4 – Illustration de la contribution des différents états charmés du multiplet $c\bar{u}$ (états neutres) au spectre en masse $m(X_c^0)$ dans le Monte-Carlo. Les contributions des D^0 et D^{*0} ont été réduites par un facteur 20 et celles de certains états excités doublées pour la lisibilité. C'est la forme de la distribution au-delà de $m(D^*)$ que nous voulons mesurer.

3.1.4.3 Liste des canaux pertinents

Il s'agit donc de mesurer les désintégrations du type $B \rightarrow D^{**} \ell \nu_\ell$ où D^{**} est un terme générique pour les états au-dessus de la masse du D^* . Toutefois le détecteur CDF ne permet pas une reconstruction précise des états neutres (π^0, γ) apparaissant dans les chaînes de désintégration.

Nous avons choisi de reconstruire les désintégrations des mésons B chargés car elles présentaient moins souvent des états finals neutres. Les canaux non-reconstructibles et ceux contaminants nos canaux à cause d'un neutre manquant peuvent être soustraits statistiquement en utilisant les données (forme) et des arguments d'isospin (normalisation). On part donc de la désintégration³ $B^- \rightarrow D^{**0} \ell^- \bar{\nu}_\ell$. Les désintégrations du D^{**0} sont :

- $D^{**0} \rightarrow D^+ \pi^-$: reconstruit (avec $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$),
- $D^{**0} \rightarrow D^0 \pi^0$: non-reconstruit. Forme similaire au précédant et taux deux fois moindre,
- $D^{**0} \rightarrow D^{*+} \pi^-$
 - $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$: reconstruit (avec $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ (\pi^0)$),
 - $D^{*+} \rightarrow D^+ \pi^0$: non-reconstruit, contamine $D^+ \pi^-$. Forme tirée de $D^0 \pi^+$, taux deux fois moindre,
- $D^{**0} \rightarrow D^{*0} \pi^0$: non-reconstruit. Forme similaire à $D^{*+} \pi^-$, taux deux fois moindre.

³Les états conjugués de charge sont bien sûr considérés dans tout ce qui suit.

3.2 Dispositif expérimental

L'analyse présentée ci-après utilise des données recueillies auprès du collisionneur $p\bar{p}$ Tevatron à Fermilab par l'expérience CDF.

3.2.1 Le collisionneur Tevatron

Le Tevatron, avec une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 1.96$ TeV, reste le plus puissant accélérateur jusqu'à la mise en service du LHC. Cet anneau de 2 km de diamètre utilisant des aimants supra-conducteurs est le dernier élément d'une chaîne complexe d'accélération qui a été améliorée pour le Run II. En particulier l'injecteur principal (MI, *Main Injector*) accélère les protons de 8 GeV à 150 GeV et sert également à produire les anti-protons en dirigeant une partie du faisceau de protons sur une cible de nickel. Le processus de production des anti-protons a toutefois une efficacité très faible (1 $\bar{p}$ pour $\sim 10^6$ protons sur cible).

Durant la période considérée (2002-2003), le Tevatron utilisait une structure de 36×36 paquets de protons/anti-protons, séparés en temps par 396 ns. Au début d'un cycle, l'anneau contenait environ 10^{13} protons et dix fois moins d'anti-protons. Le cycle durait environ 12 heures. La luminosité typique était fin 2003 de $10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ avec une luminosité maximale en crête de $4 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. En 2002 les luminosités atteintes étaient inférieures de plus de moitié. De 2002 à septembre 2003 environ 180 pb^{-1} de données ont été recueillies. Le nombre moyen d'interactions par croisement de faisceaux était inférieur à 2.

La section efficace de production de paires $b\bar{b}$ est copieuse, avec environ $100 \mu\text{b}$. Un système de déclenchement adéquat est cependant nécessaire puisque la section efficace inélastique totale est de 50 mb. Contrairement aux usines à B fonctionnant à la résonance $\Upsilon(4S)$, tous les types de hadrons beaux sont produits.

3.2.2 Le détecteur CDF

CDF est l'une des deux expériences généralistes auprès du Tevatron. Le détecteur CDF est un détecteur multi-usages de configuration classique : géométrie cylindrique pour la partie centrale augmentée de part et d'autre de deux bouchons. Différents sous-ensembles de détection co-axiaux se suivent pour mesurer les traces chargées et les vertex secondaires, les photons et électrons, les jets puis les muons. Une description précise du détecteur, et des modifications apportées pour le Run II, est disponible en réf. [31]. Seuls les composants cruciaux pour notre étude seront détaillés dans ce qui suit. Le système de coordonnées utilisé par CDF est défini comme suit : l'axe z suit la direction des protons, l'axe y est vertical pointant vers le haut et l'axe x est horizontal pointant vers l'extérieur de l'anneau du Tevatron. L'angle polaire θ (et la pseudo-rapacité $\eta = -\ln \tan(\theta/2)$) est défini par rapport au faisceau de proton, et l'angle azimuthal ϕ par rapport à l'axe x .

3.2.2.1 Trajectographie

Le trajectographe de CDF est constitué de deux sous-détecteurs très différents : entre 1.3 cm et 28 cm de rayon se trouve le détecteur de vertex au silicium, entouré par une grande chambre à dérive (COT) s'étendant jusqu'à un rayon de 132 cm et couvrant les pseudo-rapidités jusqu'à $|\eta| < 1$. L'ensemble est placé dans un solénoïde supra-conducteur générant un champ magnétique axial uniforme de 1.41 T.

Le détecteur au silicium est divisé en trois composantes co-axiales. La couche L00, placée sur le tube à vide, mesure ϕ grâce à des pistes de $25 \mu\text{m}$ (une sur deux étant lues) dessinées sur un substrat de silicium à haute résistivité pour la tenue aux radiations. La mise en service de cette couche a été différée et elle n'a pas été utilisée dans cette étude. La composante principale du détecteur au silicium est le SVX-II [32], un ensemble de cinq couches concentriques étagées en rayon entre 2.5 cm et 10.6 cm et couvrant la région $|z| < 45$ cm. Chaque couche est double-face, mesurant à la fois ϕ (pistes axiales, pas de $60 \mu\text{m}$ environ) et z (angle stéréo de 1.2° pour les couches 2 et 3, angle de 90° pour les couches 0, 1 et 4). La résolution intrinsèque en $r\phi$ avec SVX-II est d'environ $12 \mu\text{m}$. L'ensemble de ses 405504 canaux peut être lu en moins de $10 \mu\text{s}$ ce qui est essentiel pour le déclenchement sur les traces (cf. section 3.2.2.4). Un troisième sous-détecteur complète l'ensemble, les ISL : il s'agit d'une couche double-face ($r \approx 22$ cm) et de deux couronnes double-face à l'avant ($r \approx 20$ cm et $r \approx 28$ cm) permettant de reconstruire des traces jusqu'à $|\eta| = 2$. Les ISL n'ont pas été utilisées dans ce qui suit. Une particule traversant le détecteur au silicium rencontre l'équivalent de $\approx 3\%$ (20%) de X_0 pour $|\eta| \sim 0$ (1).

Le COT est formé de 96 couches de fils de détection axiaux et stéréos (2°). Ces couches sont divisées en huit 'super-couches'. La précision des mesures en $r\phi$ (environ $180 \mu\text{m}$ par point) obtenues à des rayons élevés conduit à une bonne résolution en impulsion transverse. Le temps de dérive maximal est de 177 ns, permettant une lecture après chaque croisement de faisceaux. Le COT représente une quantité de matière en incidence normale équivalente à 1.69% de X_0 .

Pour les pseudo-rapidités $|\eta| < 1$, la reconstruction des traces débute dans le COT par la recherche de segments de trace dans les super-couches axiales. Les segments sont ensuite reliés entre-eux géométriquement ou bien servent de germe à une technique d'histogrammes accrétant les points de mesure sur la pseudo-trace. Les points de mesure des couches stéréos sont alors incorporés. Les paramètres de la trace reconstruites sont déterminés en ajustant une hélice sur les points de mesures sélectionnés. Pour un muon isolé de $p_T > 1.5 \text{ GeV}/c$, l'efficacité de reconstruction de la trace dans le COT est supérieure à 99.5%. Pour $p_T \sim 0.5 \text{ GeV}/c$, l'efficacité est de 95%. La résolution en impulsion est $\delta p_T/p_T \approx 0.0015 p_T / (\text{GeV}/c)$. Les points de mesure dans le détecteur au silicium sont tout d'abord réunis en amas. Ceux-ci sont attachés aux traces COT et la trace réajustée dans une procédure itérative (en descendant en rayon, d'abord avec les points axiaux puis dans une 2^e étape avec les points stéréos). La probabilité de pouvoir attacher au moins 3 points de mesures axiaux (issus de 3 couches de silicium différentes) à une trace de $p_T > 2 \text{ GeV}/c$ et traversant au moins 3 couches distinctes est d'environ 94%. Pour une trace dans

l'acceptance mais non-nécessairement fiducielle l'efficacité descend à 85%.

Dans cette étude, la sélection des traces suivante, assez classique, permet d'obtenir des traces bien mesurées (traversant le COT) et avec assez de points de précision dans le silicium pour obtenir un paramètre d'impact bien mesuré : ≥ 20 points de mesure axiaux et ≥ 20 points stéréos dans le COT, ≥ 3 points de mesure axiaux dans le SVX, $p_T > 1.5$ GeV/c pour les leptons, $p_T > 0.4$ GeV/c pour les autres traces.

3.2.2.2 Identification des muons

Les muons sont détectés par quatre systèmes différents : les ensembles CMU et CMP dans la partie centrale ($|\eta| < 0.6$), complétés à l'avant par CMX ($0.6 < |\eta| < 1.0$) et IMU ($1.0 < |\eta| < 1.6$). Seuls CMU et CMP seront utilisés dans ce qui suit. CMU est placé après le calorimètre hadronique central (≈ 5 longueurs d'interaction nucléaire λ) à un rayon de 347 cm et peut être atteint par des muons de $p_T > 1.4$ GeV/c. Un blindage d'acier de 60 cm d'épaisseur suit afin de mieux absorber les hadrons ($\approx 2.4\lambda$ additionnelles) derrière lequel est placé CMP, utilisable pour des muons de $p_T > 2.2$ GeV/c. Chaque système est composé de quatre couches, légèrement décalées, de chambres proportionnelles dont les fils sont parallèles à l'axe du faisceau, mesurant ainsi la coordonnée ϕ . Une chambre de CMU (CMP) mesure 6.35 cm (15 cm) dans la direction $r\phi$ et couvre donc environ 1° (2°) en azimuth. Finalement, deux couches de scintillateurs entourent CMP pour assurer le déclenchement. Un scintillateur couvre deux chambres en ϕ mais est deux fois moins long (320 cm).

Les muons sont identifiés en associant une trace du trajectographe vérifiant $p_T > 4$ GeV/c à deux segments de trace, l'un formé dans les quatre couches de chambres CMU et l'autre dans les chambres CMP. À l'entrée de ces systèmes à muon, les positions du segment et de la trace extrapolée doivent vérifier $|x_{CMU} - x| < 15$ cm et $|x_{CMP} - x| < 20$ cm. L'efficacité de ces coupures est supérieure à 95% (pour $p_T > 4$ GeV/c) et le taux de pions ou kaons identifiés à tort est d'environ 1%.

3.2.2.3 Identification des électrons

Le calorimètre électromagnétique central (CEM) est un calorimètre à scintillation qui couvre la région $|\eta| < 1.1$ et qui est pour l'essentiel hérité du Run I. Il est formé de 21 couches de polystyrène scintillant de 31.5 mm d'épaisseur alternant avec des couches de 3.18 mm de plomb aluminé. Le nombre de longueurs de radiation X_0 est de 19 pour environ 1λ . Sa géométrie est projective, formant des tours de $0.1 \times 15^\circ$ en $\eta \times \phi$. La résolution en énergie pour un électron passant au centre d'une tour est de $13.7\%/\sqrt{E_T} \text{ (GeV)} \oplus 2\%$. Pour mesurer précisément le développement latéral d'une gerbe électromagnétique à son maximum, des chambres proportionnelles multi-fils sont disposées après la 8^e couche d'absorbeur (en partant du point d'interaction), soit à environ $6X_0$. Ces chambres dites CES mesurent la position et le profil de la gerbe en $r\phi$ et z avec une précision d'environ 2 mm. Les tours du

CEM sont prolongées par celles du calorimètre hadronique central qui alterne des scintillateurs de 1.0 cm d'épaisseur avec des absorbeurs en acier de 2.5 cm.

Dans ce qui suit, un candidat électron correspond à une trace de $p_T > 4 \text{ GeV}/c$ associée à un amas dans le CEM (certaines coupures fiducielles sont appliquées) de $E_T > 4 \text{ GeV}$. La gerbe doit être contenue dans la partie électromagnétique du calorimètre, les énergies dans le CEM et le CHA de l'amas candidat devant vérifier : $E_{CHA}/E_{CEM} < 0.125$. Le profil latéral de la gerbe doit être proche d'une paramétrisation construite avec les mesures obtenues lors de tests en faisceaux d'électrons ($L_{Shr} < 0.2$). De façon similaire les profils latéraux et longitudinaux de la gerbe dans le CES sont comparés à des références provenant de tests en faisceaux ($\chi_x^2 < 15$ et $\chi_z^2 < 20$). De plus la position de la trace extrapolée vers le CES doit être proche du centroïde de l'amas CES associé : $|\Delta X| < 3 \text{ cm}$ et $|\Delta Z| < 5 \text{ cm}$. L'efficacité de ces coupures est supérieure à 90% dans le signal considéré par la suite.

3.2.2.4 Déclenchement

Le système de déclenchement doit choisir chaque seconde 100 événements (de 250kB chacun) parmi 2.5M sans introduire de temps mort, et utilise pour ce faire une architecture à trois niveaux en pipe-line. Les niveaux L1 et L2 sont purement *hardware*, le niveau L3 utilise une ferme de 500 PC. Une grande variété d'objets est accessible, souvent dès le premier niveau : traces chargées, dépôts calorimétriques, segments dans les chambres à muons. Une centaine de combinaisons différentes sont exploitées simultanément par CDF pour recueillir l'ensemble des données : seules les composantes nécessaires pour le déclenchement ℓ +SVT, utilisé dans cette analyse, sont maintenant décrites.

Le niveau L1 peut accumuler 42 événements dans son pipe-line, et a donc un temps de latence de $42 \times 396 \text{ ns} = 16.6 \mu\text{s}$ et peut accepter jusqu'à 50k événements par seconde. Il utilise trois ensembles de détecteurs : la chambre à dérive COT pour la reconstruction de traces chargées, les calorimètres électromagnétique et hadronique pour les signatures de jets, énergie manquante, photons et électrons (éventuellement pour ces derniers en association avec une trace chargée) et les chambres à muons (également en association avec une trace). Une reconstruction rapide des traces chargées est effectuée par le XFT en utilisant l'information $r\phi$ du COT et en la comparant à des patrons prédéfinis, ce qui permet de déduire l'impulsion transverse p_T de la trace pour un angle azimutal de la trace, ϕ_6 , mesuré au niveau de la 6^e supercouche du COT ($r = 106 \text{ cm}$). L'efficacité du XFT est supérieure à 95% pour des traces de $p_T > 2 \text{ GeV}/c$. La résolution en impulsion transverse est $\delta p_T/p_T = 0.016 p_T$ et la résolution angulaire est $\delta\phi_0 = 5 \text{ mrad}$. Les traces ainsi trouvées sont extrapolées par le XTRP et associées aux objets calorimétriques et des chambres à muons. Pour ℓ +SVT, on demande donc au niveau L1 une trace chargée XFT et une autre trace XFT associée à l'un de ces objets pour former le candidat lepton.

Le niveau L2 à un temps de latence de $20 \mu\text{s}$ et un taux d'acceptation de 500 Hz. Les informations du détecteur au silicium (SVX) sont ajoutées à ce niveau par le SVT afin de mesurer le paramètre d'impact transverse des traces. L'information du

SVX est lue par secteurs (12 secteurs en ϕ et 3×2 tonneaux en z) et la procédure de recherche de trace effectuée en parallèle dans chaque secteur. La trace XFT est extrapolée vers le SVX, et les points de mesure en $r\phi$ du SVX dans un voisinage de l'extrapolation sont incorporés s'ils sont sur 4 couches différentes (parmi les 5 possibles) et si la combinaison résultante coïncide avec un des patrons pré-enregistrés. Un ajustement rapide (linéarisé) de la trajectoire permet d'obtenir p_T , ϕ_0 et d_0 . L'efficacité de promouvoir une trace XFT de $p_T > 2$ GeV/c en trace SVT est d'environ 90%. La résolution intrinsèque en paramètre d'impact transverse obtenue est d'environ $32 \mu\text{m}$ (soit un total de $50 \mu\text{m}$ une fois convoluée avec la taille du faisceau), c'est-à-dire comparable à la résolution atteinte *offline*⁴.

Le niveau L3 applique une sélection similaire mais sur des objets reconstruits avec la granularité et la précision maximales.

Le déclenchement ℓ +SVT sélectionne des événements avec une trace vérifiant $p_T > 2$ GeV/c, $|\eta| < 1$ et $|d_0| > 120 \mu\text{m}$ d'une part, et un lepton (μ ou e) de $p_T > 4$ GeV/c et $|\eta| < 1.5$ d'autre part. Les coupures d'identification des leptons sont celles indiquées en 3.2.2.2 et 3.2.2.3. De plus la paire de traces doit vérifier $0.035 < \Delta\phi < 1.57$, $|\Delta z_0| < 5$ cm et $m(\ell, SVT) < 5$ GeV/c². Pour la période de prise de données considérée, le déclenchement ℓ +SVT correspondait après le niveau L3 à une section efficace d'environ 100 nb. Par rapport au Run I pour lequel le SVT n'existait pas, le déclenchement ℓ +SVT a permis de réduire le seuil sur le p_T des leptons : 4 GeV/c au lieu de 8 GeV/c.

3.3 Reconstruction des canaux $B^- \rightarrow D^{*0} \ell^- \bar{\nu}_\ell$

La topologie typique des canaux à reconstruire est illustrée en fig. 3.5. La reconstruction débute par le dernier vertex, correspondant au méson D . Le vertex précédent correspond aux désintégrations confondues du parent $D^{**/*}$ et du B en $D^{**}\ell$.

3.3.1 Lots de données et pré-sélection

L'analyse est basée sur environ 180 pb^{-1} de données recueillies par CDF en 2002 et 2003 avec le déclenchement ℓ +SVT.

Dans un premier temps, une confirmation *offline* du déclenchement ℓ +SVT est requise. Pour le lepton, il s'agit des mêmes coupures que celles indiquées en sections 3.2.2.2 et 3.2.2.3, mais définies sur les objets complètement reconstruits. Par souci de simplicité, seulement les événements pour lesquels un et un seul lepton passe ces coupures sont conservés (98.5% du total). La trace SVT est ensuite associée à une trace reconstruite *offline* en examinant les paires possibles et en minimisant un χ_{match}^2 comparant leur courbure et leur angle azimuthal. La trace *offline* qui vérifie $\chi_{match}^2 < 25$ et satisfait la même coupure que la trace SVT sur le paramètre d'impact ($120 \mu\text{m} < d_0 < 1 \text{ mm}$) est conservée si elle existe. Finalement les coupures du niveau

⁴lorsque la couche L00 n'est pas utilisée.

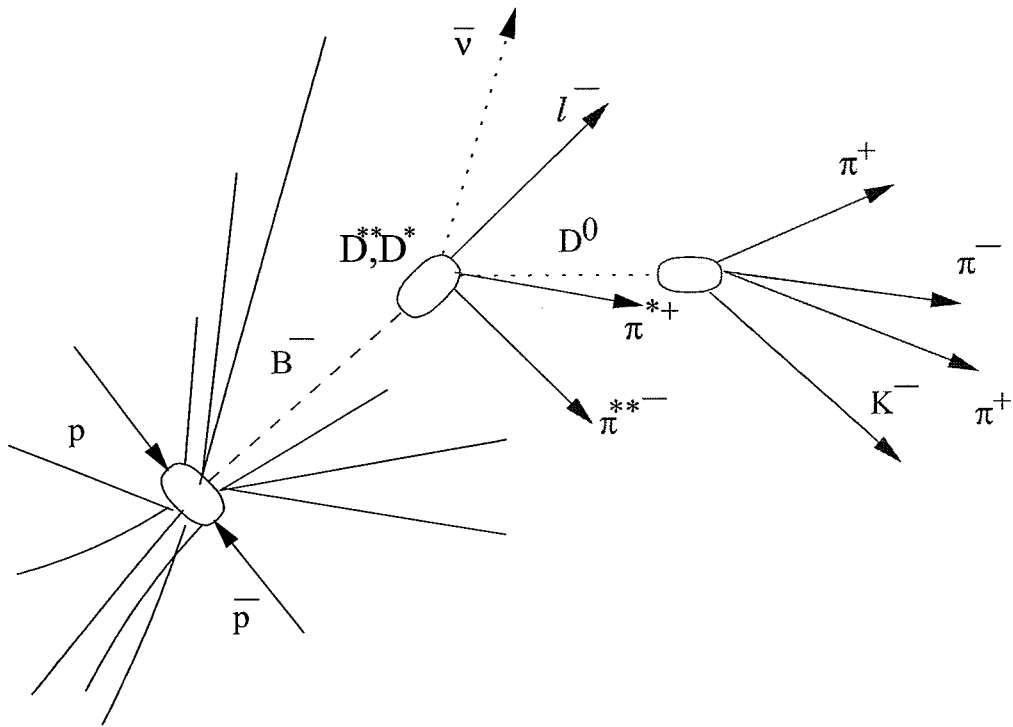


FIG. 3.5 – Topologie typique des canaux à reconstruire, illustrée ici pour la désintégration $B^- \rightarrow D^{**0} l^- \bar{\nu}_l$, $D^{**0} \rightarrow D^{*+} \pi^{*-}$, $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^{*+}$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$.

L3 sur la paire (lepton, trace) ainsi formée (cf. section 3.2.2.4) sont réappliquées. De plus, la trace du lepton doit vérifier une nouvelle coupure pour permettre ultérieurement de l'utiliser pour des ajustements de vertex : elle doit posséder au moins 3 points de mesures axiaux. Tout ceci rejette environ la moitié des événements.

3.3.2 Reconstruction des canaux $D^{(*)+} \ell^-$

Les états charmés $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ et $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ sont reconstruits en combinant en un vertex les différentes combinaisons. Aucune séparation K/π n'étant utilisée, la première trace chargée négativement a successivement la masse du kaon et du pion, ce qui conduit à des duplicatas dans le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ qui doivent être supprimés. La région de basse masse dans le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ est conservée car elle contient également les états $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ (\pi^0)$, dit satellite, le pion neutre n'étant pas reconstruit. Dans tous les cas, une des traces dans la désintégration du méson D doit être la trace associée à la trace SVT (c-à-d. la trace ayant servi au déclenchement sur les vertex déplacés). L'ajustement à un vertex est fait en 3D sans contrainte de masse ni de direction. La longueur de vol du méson D dans le plan transverse, $L_{xy}(D)$, doit être supérieure à $200 \mu\text{m}$. Différentes coupures en particulier sur les angles des traces, la somme de leurs impulsions transverses, etc, sont également appliquées sur la foi d'une simulation rapide des signaux.

Les candidats dont la masse invariante reconstruite est dans les fenêtres suivantes sont retenus :

$$\begin{aligned} D^0 \rightarrow K^- \pi^+, D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+ & : & 1.84 < M(D) < 1.89 \text{ GeV}/c^2 \\ D^0 \rightarrow K^- \pi^+ (\pi^0) & : & 1.50 < M(D) < 1.70 \text{ GeV}/c^2 \\ D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ & : & 1.70 < M(D) < 2.00 \text{ GeV}/c^2 \end{aligned}$$

Ils sont ensuite combinés au lepton. Pour les états D^* , un pion mou supplémentaire π_*^+ est recherché parmi les traces pour être ajouté aux combinaisons $D^0 \ell^-$. Seuls les candidats vérifiant $\Delta m^* = M(D\pi_*^+) - M(D) < 1.5 \text{ GeV}/c^2$ sont conservés (dans le cas du satellite D signifie simplement $K^- \pi^+$). Un vertex commun pour le candidat $D^{(*)+}$ et le lepton, appelé vertex du B par la suite, est ensuite recherché. S'il est trouvé, il doit vérifier : $L_{xy}(B) > 500 \mu\text{m}$. De plus le vertex D doit être à moins de $200 \mu\text{m}$ derrière le vertex du B le long de la direction de vol du système $D^{(*)+} \ell^-$. Finalement, la masse invariante de ce système doit être inférieure à $5.3 \text{ GeV}/c^2$.

Les distributions de la masse des mésons D ainsi reconstruits sont visibles sur les Figures 3.6(a), 3.6(b), 3.6(c) et 3.6(d). La résolution en masse typique obtenue est d'environ $8 \text{ MeV}/c^2$. Les candidats dans la zone bleue sont utilisés pour reconstruire les canaux D^* , pour lesquels la différence de masse $\Delta m^* = M(D^0 \pi_*^+) - M(D^0)$ est représentée sur la Figure 3.7.

La connaissance précise du nombre de candidats de signal n'est pas requise pour l'analyse. Toutefois la fraction de bruit de fond a qui contamine la zone de signal doit être connue. Pour ce faire, le bruit de fond combinatoire sous les pics en Δm^* est estimé en utilisant les combinaisons de mauvais signe pour le π_* , soit $D^0 \pi_*^-$.

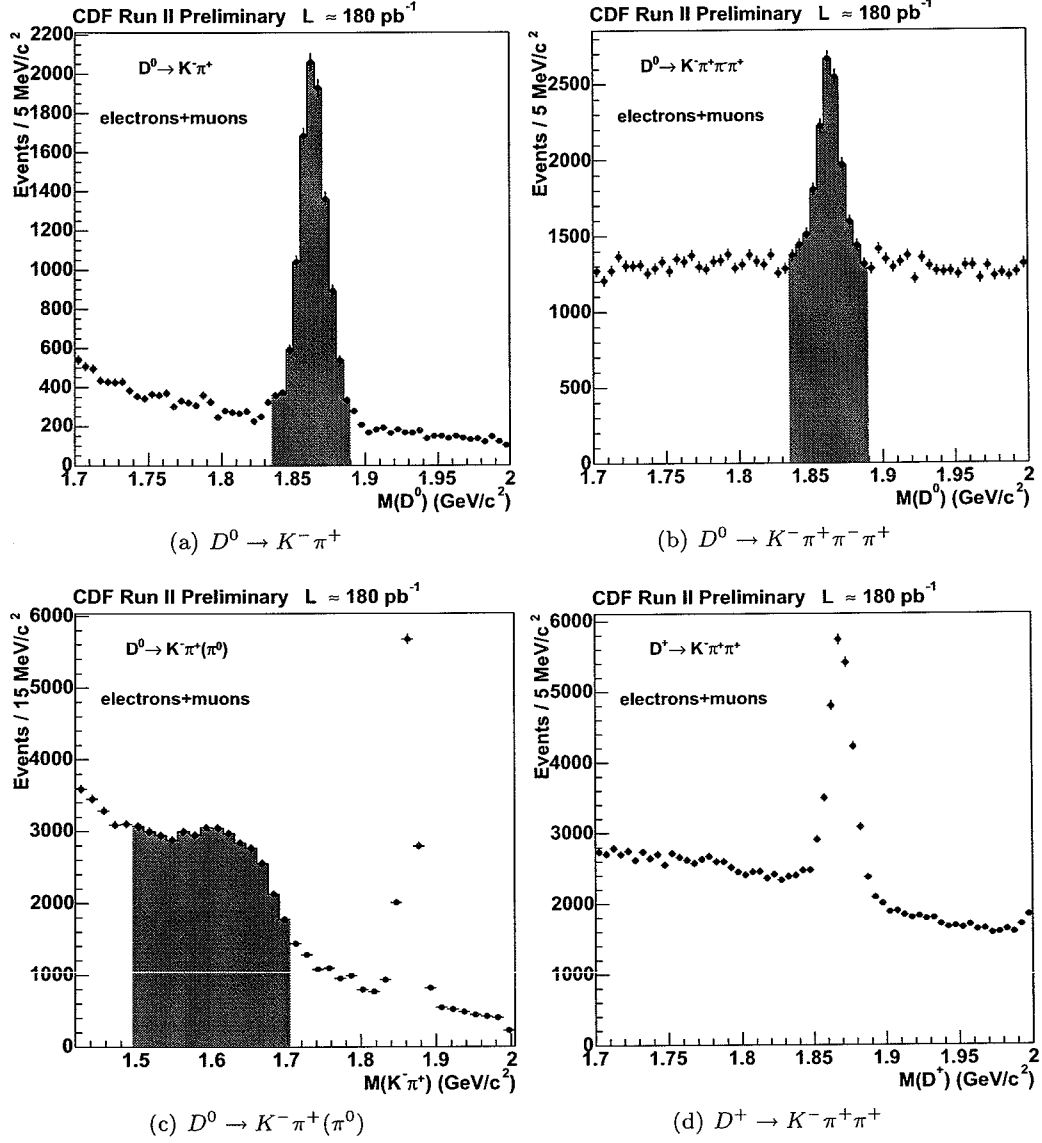


FIG. 3.6 – Distributions de la masse des états charmés reconstruits D^0 et D^+ dans les combinaisons $D^{*+}(\rightarrow D^0 \pi^+_{*}) \ell^-$ et $D^+ \ell^-$. Les combinaisons conjuguées de charge sont également incluses.

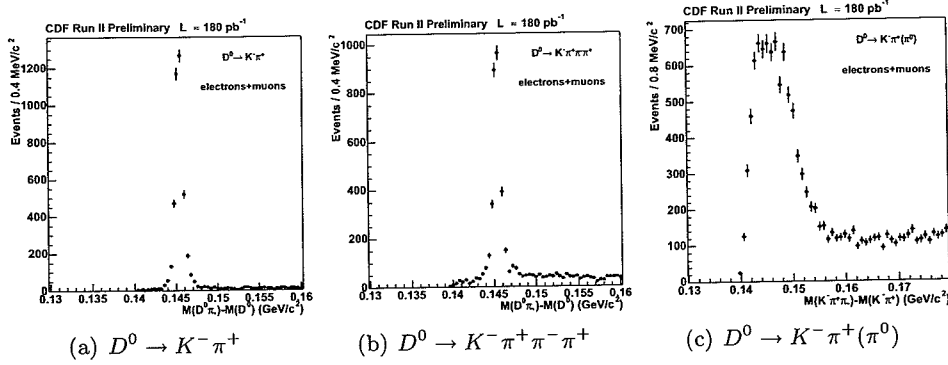


FIG. 3.7 – Distributions de la différence de masse $M(D^0 \pi^+) - M(D^0)$ dans les combinaisons $D^{*+} (\rightarrow D^0 \pi^+) \ell^-$ pour les trois canaux. Les combinaisons conjuguées de charge sont également incluses.

La distribution en différence de masse des candidats de mauvais signe, illustrée en Figure 3.8(a) pour le canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$, est ajustée par une fonction de seuil⁵ :

$$\mathcal{F}(\Delta m^*) = \alpha \left(1 - e^{(\Delta m^* - \gamma)/\beta} \right) (\Delta m^* / \gamma)^\delta$$

Le fond est ensuite normalisé à la distribution de signe correct dans la région $\mathcal{B}$ (voir Table 3.1). Les nombres de candidats indiqués dans la table correspondent au nombre d'événements de signal dans la région $\mathcal{S}$ après soustraction du fond. Au total environ 30000 candidats sont reconstruits.

Pour le canal D^+ , la distribution de masse (fig. 3.8(b)) est ajustée par une gaussienne pour le signal et un polynôme de degré 2 pour le fond. Le nombre de D^+ indiqué en Table 3.1 comprend une correction (réduction de 4.3%) du fait de réflexions apparaissant sous le pic du D^+ lorsque l'état final $KK\pi$ d'un D_s est reconstruit comme un $K\pi\pi$. Cette contribution a été évaluée par Monte-Carlo, la normalisation données/Monte-Carlo étant faite grâce au canal $D_s^+ \rightarrow \phi (\rightarrow K^+ K^-) \pi^+$.

3.3.3 Validation du Monte-Carlo

L'analyse requiert une simulation Monte-Carlo fiable pour estimer des efficacités relatives et pour corriger les acceptances. En particulier l'acceptance du SVX et le déclenchement ℓ +SVT doivent être bien modélisés. La simulation dite réaliste de CDF a été utilisée (et partiellement développée dans le contexte de cette analyse) : elle comprend une simulation détaillée du SVX qui reproduit les canaux morts et les désalignements résiduels correspondant à un groupe de *runs* dans les données, une émulation exacte des primitives de déclenchement des niveaux L1 et L2 et une émulation de la décision des niveaux L2 et L3 pour le déclenchement ℓ +SVT (voir section 3.6). La désintégration des B a été faite avec EvtGen [29]. Différents lots ont été créés : lot semi-inclusif, lots de D^* , lot inclusif de D^{**} , lots spécifiques

⁵Pour les canaux $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ et $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$, γ est fixé à $m(\pi^+)$ et δ à zéro.

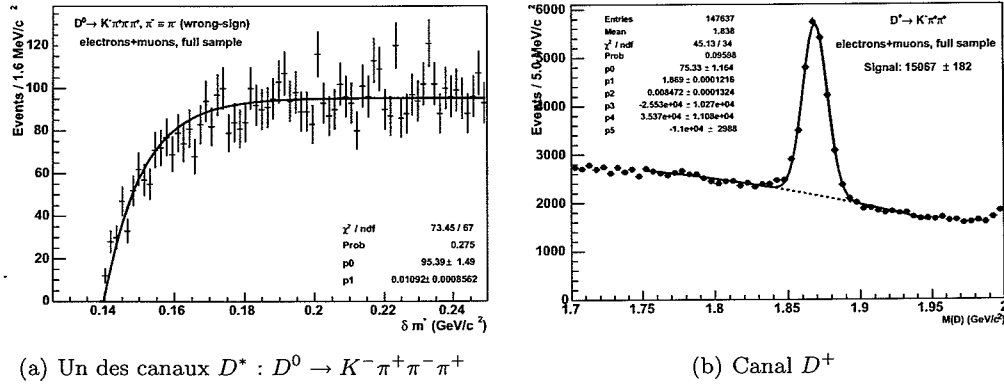


FIG. 3.8 – Estimation du fond combinatoire. Pour les canaux D^* (à gauche), ajustement des combinaisons de mauvais signe pour le π_* . Pour le canal D^+ , ajustement simultané du signal et du fond.

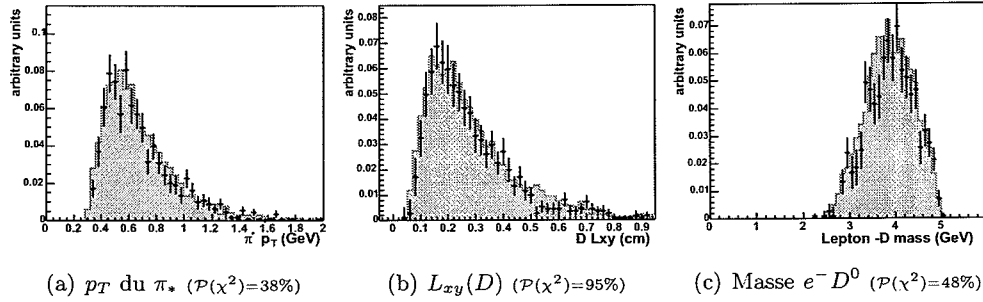


FIG. 3.9 – Comparaison du Monte-Carlo réaliste (histogramme gris) aux données (points noirs) pour trois variables, dans le canal $B^- \rightarrow D^{*0} e^- \bar{\nu}_e$, $D^{*0} \rightarrow \pi_*^- D^{*+}$, $D^{*+} \rightarrow \pi_*^+ D^0$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$.

pour chaque état D^{**} avec modèle de Goity-Roberts (choix par défaut) ou modèle d'espace de phase pour la partie non-résonnante.

3.3.3.1 Comparaison Monte-Carlo/données

Dans un premier temps, les distributions des variables pertinentes ont été comparées dans le Monte-Carlo et les données avec un test de χ^2 . Quelques-unes de ces comparaisons sont visibles en Figure 3.9. L'accord est dans l'ensemble bon, avec seulement quelques-unes des 92 comparaisons effectuées pour lesquelles la probabilité $\mathcal{P}(\chi^2)$ est inférieure à 5%.

	Canaux D^{*+}			Canal D^+
	$K^- \pi^+$	$K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	$K^- \pi^+ (\pi^0)$	$K^- \pi^+ \pi^+$
Nombre de $D^{(*)+} \ell^-$				
Électrons	1723 ± 42	1299 ± 38	3037 ± 66	6859 ± 122
Muons	2168 ± 47	1695 ± 43	3611 ± 72	8204 ± 136
Total	3890 ± 63	2994 ± 57	6638 ± 98	14416 ± 202
Fraction de bruit de fond				
Signal $\mathcal{S}$ Ailettes $\mathcal{B}$	Intervalles en Δm^* (GeV/c^2)			en m (GeV/c^2)
	[0.142, 0.147] [0.160, 0.180]	[0.142, 0.147] [0.160, 0.180]	[0.142, 0.155] [0.160, 0.180]	[1.840, 1.890] [1.755, 1.835] $\cup [1.895, 1.975]$
Fraction a	$(9.42 \pm 0.52)\%$	$(9.73 \pm 0.34)\%$	$(32.47 \pm 1.00)\%$	$(32.10 \pm 0.35)\%$

TAB. 3.1 – Nombre de combinaisons après la sélection des événements $D^{(*)+} \ell^-$. Le nombre a est la fraction du nombre d'événements de bruit de fond dans la région de signal $\mathcal{S}$ par rapport à ce nombre dans la région des ailettes $\mathcal{B}$. Le nombre d'événements correspond à la somme des deux combinaisons de charge $D^{(*)\pm} \ell^\mp$. Les erreurs comprennent : l'erreur statistique sur le nombre d'événements dans la région $\mathcal{S}$, l'erreur sur le fond venant de l'ajustement et l'erreur sur la normalisation dans la région $\mathcal{B}$.

3.3.3.2 Ajout de trace

Si cette analyse ne repose pas sur le Monte-Carlo pour dériver des normalisations absolues, celui-ci est utilisé pour obtenir des normalisations relatives et des efficacités relatives, en particulier l'efficacité de reconstruction relative $\varepsilon(D^+)/\varepsilon(D^{*+})$, les deux modes différant par une trace. À titre de vérification, le Monte-Carlo a été utilisé pour prédire des taux relatifs de canaux différant simplement par le nombre de traces, et le résultat comparé aux données.

Ainsi le nombre d'événements dans le canal $D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell X$, $D^{*+} \rightarrow \pi_*^+ D^0$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ est comparé au canal similaire où $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ (deux traces en moins). La valeur prédite du rapport est de 0.80 ± 0.04 alors que la valeur mesurée dans les données (Table 3.1) est de 0.77 ± 0.02 , soit une différence de moins de 0.7σ .

La prédiction d'un autre rapport, plus pertinent pour l'analyse, a été testée. Il s'agit du rapport $R_{K2\pi/K\pi}$ qui permet d'estimer l'efficacité relative de la reconstruction des D^+ par rapport au D^{*+} :

$$R_{K2\pi/K\pi} = \frac{N(B \rightarrow D^+ \ell^- \bar{\nu}_\ell X, D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+)}{N(B \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell X, D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+, D^0 \rightarrow K^- \pi^+)}$$

L'efficacité relative de reconstruction dans le Monte-Carlo est $\varepsilon_{K2\pi/K\pi}^{MC} = 1.13 \pm 0.03$. En utilisant les rapports d'embranchements inclusifs du PDG on obtient : $R_{K2\pi/K\pi}^{MC} = 3.31 \pm 0.58$. Cette valeur est compatible avec ce qui est mesuré dans les

données : $R_{K2\pi/K\pi} = 3.71 \pm 0.08$. Toutefois les incertitudes sur les différents taux de branchement limitent la portée du test. L'écart par rapport à l'unité du rapport $R_{K2\pi/K\pi}^{MC}/R_{K2\pi/K\pi}$, soit environ 12%, sera propagé comme erreur systématique.

3.3.4 Reconstruction des D^{**0}

La reconstruction se poursuit par l'ajout du pion mou π_{**} (voir fig. 3.5) pour obtenir les états D^{**0} dont on veut mesurer le spectre de masse.

3.3.4.1 Sélection des π_{**}^-

Les états $D^{(*)+}$ étant explicitement reconstruits, le bruit de fond est limité et la technique de soustraction des ailettes peut être utilisée. De plus, l'ajustement à un vertex avec le lepton et la coupure sur $L_{xy}(B) > 500 \mu\text{m}$ réduisent les sources de fond essentiellement aux événements contenant des B . Par conséquent la partie la plus critique de la sélection réside maintenant dans le choix du candidat π_{**} : il faut à la fois limiter les contaminations et veiller à ne pas biaiser le spectre de masse.

Deux sources principales de contamination sont attendues : une trace venant du vertex primaire (fragmentation ou événement sous-jacent), ou une trace venant d'un autre vertex déplacé (l'autre B , conversions de photon, K_S , Λ , etc). Pour les modéliser, un bruit de fond directement issu des données a été utilisé, en prenant les combinaisons de mauvais signe du π_{**} cette fois (soit $\pi_{**}^-\ell^-$). Ce modèle est discuté plus longuement en 3.4.1.1. Le signal a été étudié sur Monte-Carlo, et l'accord données/Monte-Carlo vérifié scrupuleusement (cf. section 3.3.4.2).

Pour réduire ces contaminations, plusieurs coupures topologiques sont appliquées. Au préalable, et afin de pouvoir mesurer des distances par rapport aux différents vertex en 3D, il est requis que la trace candidate π_{**} ait au moins trois points de mesure longitudinaux (stéréo ou 90°) dans le SVX en plus des critères énoncés en 3.2.2.1. Cette exigence réduit le lot de 30% mais améliore d'un facteur 2 le rapport signal sur bruit. Les variables topologiques permettant de tester la compatibilité du π_{**} avec le vertex B sont les suivantes :

$\mathcal{D}_{PV}$: la signification du paramètre d'impact (en 2D) de la trace π_{**} par rapport au vertex primaire (voir fig. 3.10(a)),

$\mathcal{D}_{BV}$: la signification du paramètre d'impact (en 3D) de la trace π_{**} par rapport au vertex du B (voir fig. 3.10(b)),

$\mathcal{D}_{DV}$: la signification du paramètre d'impact (en 3D) de la trace π_{**} par rapport au vertex du D ,

L_{xy}^{DB} : la distance dans le plan transverse du vertex du D par rapport au vertex du B , projetée le long de la direction du B .

Le choix de ces coupures fait l'objet d'une optimisation décrite en section 3.3.4.3. Une coupure sur le paramètre d'impact $d_0(\pi_{**}) < 2 \text{ mm}$ est appliquée pour réduire la contribution des traces mal mesurées et des interactions secondaires.

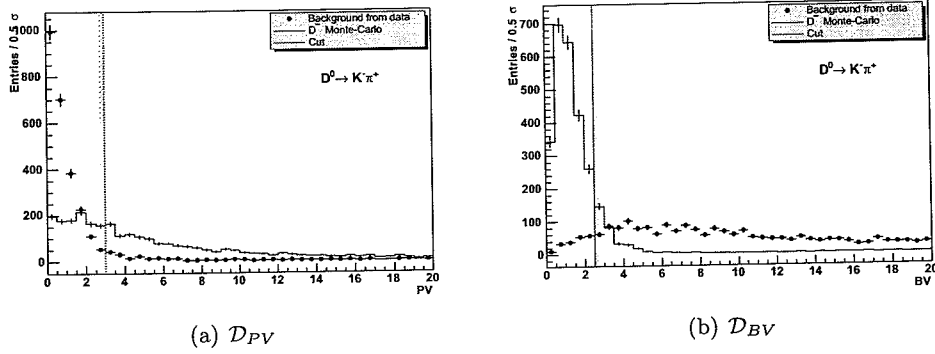


FIG. 3.10 – Comparaison des variables topologiques $\mathcal{D}_{PV}$ et $\mathcal{D}_{BV}$ pour la trace π_{**} dans le signal (Monte-Carlo, bleu) et le bruit de fond (données, noir).

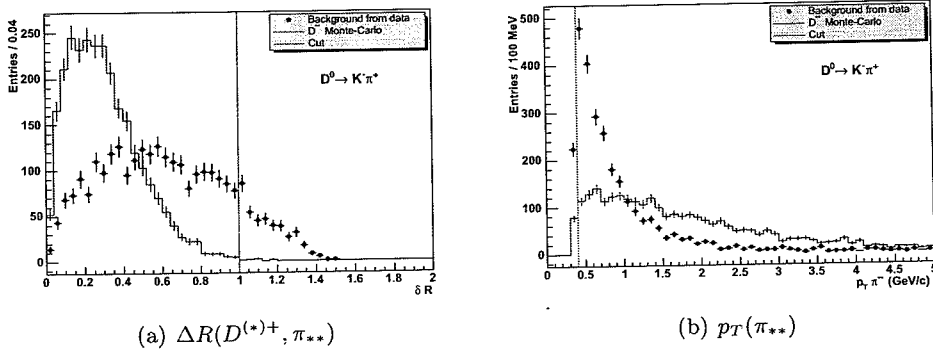


FIG. 3.11 – Comparaison des variables cinématiques ΔR et p_T pour la trace π_{**} dans le signal (Monte-Carlo, bleu) et le bruit de fond (données, noir).

Des coupures cinématiques sont également employées. Pour limiter la contamination par des traces venant de l'autre B de l'événement, seuls les candidats proches de la direction du D sont conservés, en appliquant une coupure sur $\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$, illustrée en fig. 3.11(a). Cette coupure est lâche ($\Delta R(D^{(*)+}, \pi_{**}) < 1$) afin de ne pas biaiser la masse m_{**} . De plus la masse invariante du système $\ell D^{(*)} \pi_{**}$ doit être inférieure à $5.3 \text{ GeV}/c^2$. L'impulsion transverse du pion π_{**} , visible en fig. 3.11(b) selon l'origine des candidats, est aussi utilisée, les pions de signal étant un peu plus durs. Il faut choisir une coupure suffisamment lâche pour garder de la sensibilité et ne pas biaiser la mesure de m_{**} , mais en-deçà de $400 \text{ MeV}/c$ le Monte-Carlo ne reproduit plus correctement les données.

3.3.4.2 Utilisation des π_*^+ comme échantillon de contrôle

Pour contrôler le Monte-Carlo utilisé ci-dessus pour définir la sélection du π_{**} de signal, les désintégrations $B \rightarrow \ell D^{*+} (\rightarrow D^0 \pi_*^+) X$ sont utilisées, les propriétés

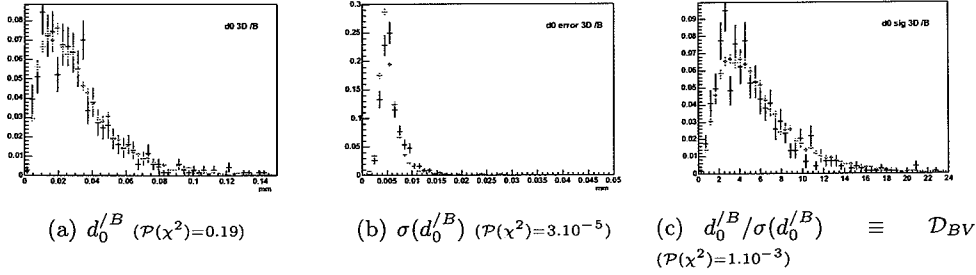


FIG. 3.12 – Comparaison entre Monte-Carlo (points verts) et données (points noirs) du paramètre d'impact d_0^B défini par rapport au vertex du B , de son erreur et de la signficance, pour des traces de pions (autres que SVT) issus de $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$.

topologiques du π_* et du π_{**} étant très proches. L'impulsion transverse du π_* étant cependant plus limitée, les traces de pion et kaon de la désintégration des D^0 sont aussi utilisées comme sonde, en ignorant cependant la trace SVT pour éviter un biais.

Une comparaison détaillée des variables topologiques $\mathcal{D}_{PV}$, $\mathcal{D}_{BV}$, $\mathcal{D}_{DV}$ a été effectuée. La Figure 3.12 illustre la comparaison pour $\mathcal{D}_{BV}$. Le Monte-Carlo reproduit les données de façon raisonnable mais pas parfaite. Par conséquent les différences résiduelles seront prises en compte.

Ce lot de contrôle où le π_* joue le rôle du π_{**} sera également utilisé pour mesurer d'autres effets (cf. section 3.4.2.2).

3.3.4.3 Optimisation de la sélection

Le choix des coupures sur les six variables de sélection du π_{**} décrites en section 3.3.4.1 fait l'objet d'une optimisation. L'estimateur ξ choisi est dans le principe similaire à $S/(S+B)$, bien qu'un peu plus compliqué dans son expression du fait de la procédure suivie dans l'analyse. En effet, la distribution de masse invariante m^{**} des candidats D^{**} que nous cherchons à mesurer sera obtenue par une double soustraction : tout d'abord celle du fond résiduel sous les pics des D^* et D^+ , puis la soustraction du bruit de fond résiduel venant de faux candidats π_{**} . La première soustraction sera réalisée par soustraction des ailettes : les faux candidats $D^{(*)+}$ sont modélisés par les candidats hors de la région du pic correctement normalisés. Les faux candidats π_{**} sont modélisés par les combinaisons de mauvais signe $\pi_{**}^+ D^{(*)+}$.

Les six coupures sur les variables $\mathcal{D}_{PV}$, $\Delta R(D^{(*)+}, \pi_{**})$, $\mathcal{D}_{BV}$, $\mathcal{D}_{DV}$, $p_T(\pi_{**})$ et L_{xy}^{DB} ont été variées de façon discrète et l'estimateur ξ calculé. La Figure 3.13 illustre les 100 premiers maxima de l'estimateur ξ en fonction de ces coupures pour les canaux $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ et $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$. L'estimateur est très stable pour ces premiers maxima, laissant une certaine flexibilité dans le choix des coupures. Les coupures sur $p_T(\pi_{**})$ et $\Delta R(D^{(*)+}, \pi_{**})$ ont été variées pour vérification, mais leurs valeurs sont contraintes comme expliqué en 3.3.4.1. Deux jeux de coupures ont été

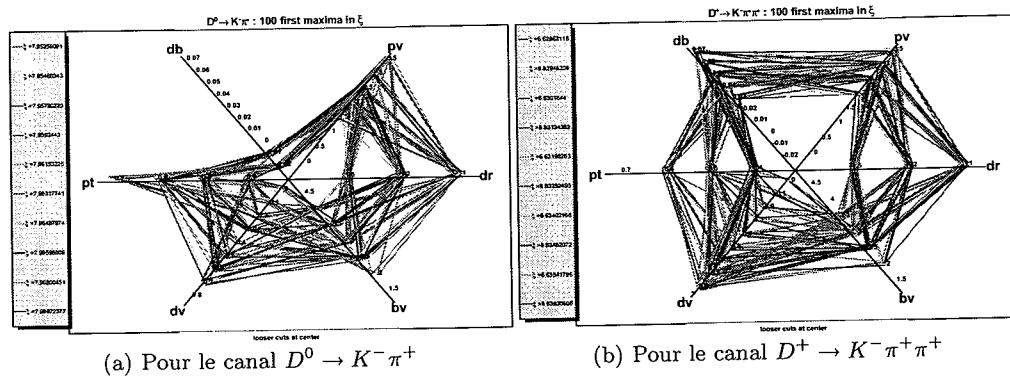


FIG. 3.13 – Distributions des 6 variables optimisées pour les 100 premiers maxima de l'estimateur ξ . Un jeu de coupures conduisant à une valeur donnée de ξ est indiqué par une ligne colorée reliant les 6 points. Les coupures sont plus sévères en s'éloignant du centre du graphe.

retenues, explicités en Table 3.2, l'un pour les canaux D^* et l'autre pour le canal D^+ .

	$p_T(\text{GeV}/c)$	ΔR	$\mathcal{D}_{PV}$	$\mathcal{D}_{BV}$	$\mathcal{D}_{DV}$	$L_{xy}^{DB}(\text{cm})$
Canaux D^{*+}	> 0.4	< 1.0	> 3.0	< 2.5	> 0.0	> -0.02
Canal D^+	> 0.4	< 1.0	> 3.0	< 2.5	> 0.8	> 0.05

TAB. 3.2 – Jeux de coupures choisis pour les canaux D^* et le canal D^+ .

3.3.4.4 Masse invariante brute m^{**}

Les candidats π_{**} passant ces coupures sont alors associés aux candidats $D^{(*)+}$ dans les fenêtres de masse correspondantes (voir zones grises sur les Figures 3.14, 3.16 et Table 3.1) pour estimer la masse invariante du système $D^{(*)+}\pi_{**}^- \equiv m^{**}$. Le vertex du B , qui comprend maintenant la trace π_{**} , est réajusté et les coupures décrites en 3.3.2 ré-appliquées. La masse invariante m^{**} brute, après soustraction du fond combinatoire en Δm^* (canaux D^{*+}) ou $M(K^- \pi^+ \pi^-)$ (canal D^+) par la technique de soustraction des ailettes, est visible en Figures 3.15 et 3.17.

3.4 Détermination des moments

À partir des distributions de masse invariante brute m^{**} , la détermination des moments est faite en trois étapes : la soustraction des bruits de fond, des corrections en efficacité au spectre de masse puis l'obtention des moments complets en rajoutant les contributions D et D^* aux moments D^{**} mesurés.

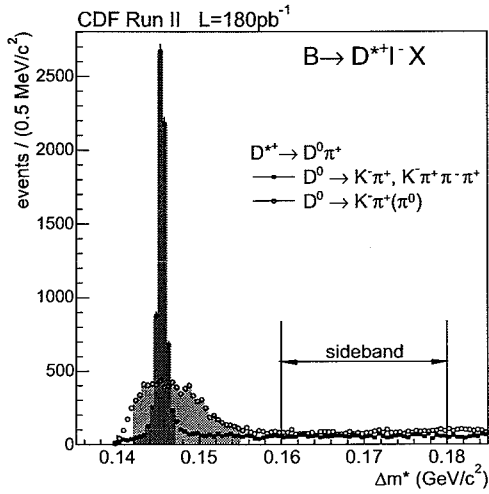


FIG. 3.14 – Canaux D^* : distribution de la différence de masse $\Delta m^* = M(D^0 \pi^+) - M(D^0)$ pour $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ et $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ (pic étroit) et de $\Delta m^* = M(K^- \pi^+ \pi^+) - M(K^- \pi^+)$ pour $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ (\pi^0)$ (pic large). La zone de l'ailette (*sideband*) est indiquée.

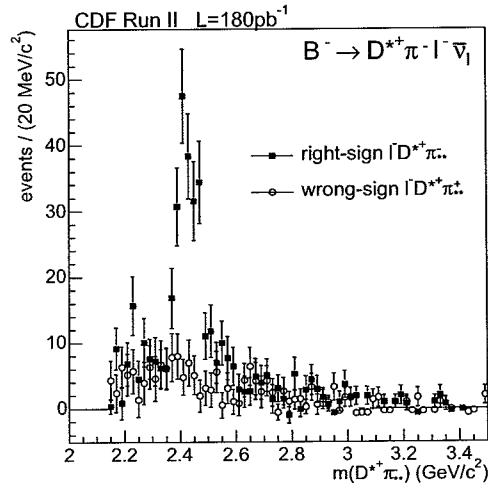


FIG. 3.15 – Canaux D^* : distribution de la masse invariante $m^{**} \equiv M(D^{*+} \pi^-)$ après soustraction des ailettes en Δm^* (voir figure ci-contre). Les combinaisons de mauvais signe pour le π_{**} sont également indiquées (cercles ouverts). La masse est limitée à 3.5 GeV/c² seulement pour l'illustration.

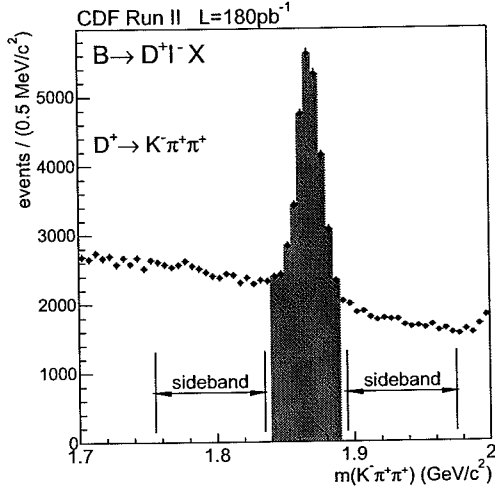


FIG. 3.16 – Canal D^+ : distribution de la masse $M(D^+)$ dans le canal $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$. Les ailettes (*sidebands*) sont indiquées.

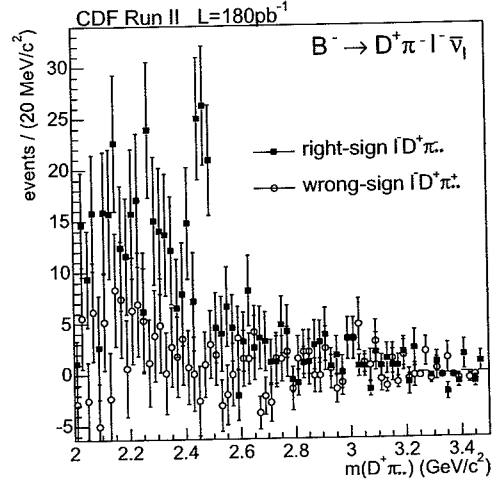


FIG. 3.17 – Canal D^+ : distribution de la masse invariante $m^{**} \equiv M(D^+ \pi_{**}^-)$ après soustraction des ailettes en $M(D^+)$ (voir figure ci-contre).

3.4.1 Soustraction des bruits de fond

Les distributions de la masse invariante m^{**} doivent maintenant être corrigées pour les différents bruits de fond.

3.4.1.1 Bruit de fond combinatoire dans les $D^{(*)+}$

Cette source a déjà été considérée, les distributions des Figures 3.15 et 3.17 étant après soustraction des ailettes en Δm^* et $M(D^+)$.

3.4.1.2 Faux candidats π_{**}

La source principale à considérer est donc maintenant les faux candidats π_{**}^- , à savoir des traces de fragmentation ou de l'événement sous-jacent, ou encore des traces venant d'un autre vertex déplacé (interactions secondaires, etc).

Combinaisons de mauvais signe : Comme indiqué en 3.3.4.1, une estimation de ce bruit peut être obtenue en considérant les combinaisons de mauvais signe dans les événements utilisés pour la mesure, c.a.d. $\pi_{**}^+ \ell^-$. Cette approche a plusieurs avantages : elle garantit entre autres que le fond a suivi le même chemin dans le processus de déclenchement, que la distribution du vertex primaire est la même, et que les conditions du détecteur (en particulier l'utilisation des points du SVX et son désalignement résiduel) sont identiques. De plus, la soustraction des combinaisons de mauvais signe permet en principe d'enlever statistiquement les contributions

potentielles d'interactions secondaires telles que $K_s^0, \Lambda, \dots$. C'est donc la technique principale utilisée dans cette analyse. Les distributions de m^{**} pour les combinaisons de mauvais signe sont visibles (cercles ouverts), après soustraction du fond combinatoire sous les D^{*+} et D^+ , en Figures 3.15 et 3.17.

Toutefois, il n'est pas exclu que de petites différences existent entre les fonds de bon et de mauvais signe du fait de corrélations de charge au niveau de la fragmentation ou bien dans le cas où des états excités charmés (par exemple des excitations radiales D') se désintègreraient en émettant plusieurs pions. Le premier cas a été étudié en développant une technique originale d'encapsulation de Monte-Carlo dans les données, qui est décrite ci-après. Les excitations radiales sont discutées en 3.4.1.3.

Encapsulation de Monte-Carlo dans les données : Pour étudier les traces de fragmentation, il est a priori intéressant d'étudier un lot de B complètement reconstruits afin de pouvoir identifier et mettre de côté les traces associées à la désintégration du B . CDF a collecté plusieurs milliers d'événements complètement reconstruits dans les modes de désintégration en J/ψ mais aussi dans les modes complètement hadroniques grâce au déclenchement sur deux traces SVT. Toutefois plusieurs obstacles empêchent de transposer les résultats au lot semi-leptonique qui nous intéresse. Premièrement l'impulsion transverse moyenne des B reconstruits complètement est inférieure à celle du lot semi-leptonique, car les seuils de déclenchement sont plus bas. De plus le déclenchement $\mu + \mu$ (couverture $|\eta| < 0.6$) biaise le nombre de traces reconstituables par le COT. Enfin, l'erreur sur la position du vertex B est plus grande pour les désintégrations semi-leptoniques, du fait des contraintes cinématiques imposées par le déclenchement et aussi simplement parce que la reconstruction est partielle.

Pour résoudre ces problèmes, nous avons développé une technique d'encapsulation : dans un événement de données, les traces correspondant au B complètement reconstruit sont supprimées, et un méson B de Monte-Carlo de même impulsion est inséré au z du B et au (x, y) correspondant à la position moyenne du faisceau pendant le *run*. Ce méson est désintégré semi-leptoniquement selon $B \rightarrow D^{*+} \mu \nu_\mu$, $D^{*+} \rightarrow D\pi$, $D \rightarrow K\pi$ et la procédure de simulation détaillée (section 3.3.3), de reconstruction et d'analyse (3.3.1 et 3.3.2) lui est appliqué. La procédure est répétée plusieurs fois pour obtenir une statistique suffisante d'événements passant les coupures de déclenchement. Les traces de fragmentation, originaires du vertex primaire, qui peuvent entrer dans la reconstruction des états $D^{(*)+} \ell^-$ proviennent essentiellement de désintégrations de mésons B neutres. Un lot Monte-Carlo inclusif $B \rightarrow D^{(*)+} \ell^- X$ indique une contribution d'au plus 20% des $B^\pm$. Par conséquent seuls des B neutres ont été insérés et une correction sera appliquée pour les B chargés.

La Table 3.3 résume les résultats principaux obtenus sur ces lots d'environ 6500 B complètement reconstruits dans les différents canaux, en comparant les multiplicités en π_{**} de bon et de mauvais signe dans les données semi-leptoniques et dans les lots de B complètement reconstruits où une désintégration semi-leptonique a été

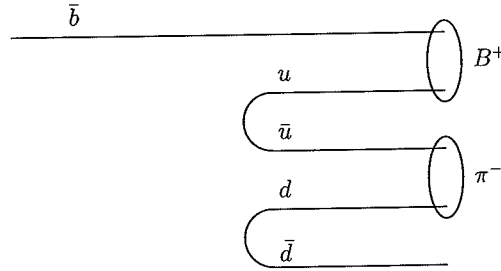


FIG. 3.18 – Illustration de la corrélation de charge entre le méson B^+ et le pion l'accompagnant.

insérée. Les π_{**} doivent passer la sélection décrite en 3.3.4.1 et les coupures de la Table 3.2. Pour les événements correspondant originellement à une désintégration de B neutre, qui représentent 80% des contributions potentielles de traces promptes de notre analyse, aucune corrélation de charge n'est visible. Par contre une asymétrie d'environ 20% est observée pour les désintégrations de B chargés. Celle-ci est bien connue, et correspond effectivement à une corrélation de charge⁶ (voir schéma en Figure 3.18) qui est utilisée pour l'étiquetage de saveur de même côté (SST) utilisé pour les analyses d'oscillations des B . Par conséquent, et dans la mesure où les traces promptes sont fortement réduites par la coupure en D_{PV} , la limite supérieure sur la fraction de π_{**} de bon signe qui ne sont pas soustraits par les combinaisons de mauvais signe est estimée à $(1.0 - 0.8) \times 0.2 = 4\%$.

	Données	$B^+ \rightarrow J/\psi K^+$	$B^0 \rightarrow J/\psi K^*$
N_{**}^{RS}	–	0.98 ± 0.03	0.88 ± 0.04
N_{**}^{WS}	0.83 ± 0.02	0.77 ± 0.03	0.79 ± 0.04
	$B^- \rightarrow D^0 \pi^-$ $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	$B^- \rightarrow D^0 \pi^-$ $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	$B^0 \rightarrow D^+ \pi^-$ $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$
N_{**}^{RS}	1.06 ± 0.03	0.83 ± 0.03	0.71 ± 0.03
N_{**}^{WS}	0.91 ± 0.03	0.85 ± 0.03	0.74 ± 0.03

TAB. 3.3 – Comparaison des multiplicités en π_{**} de bon signe (N_{**}^{RS}) et de mauvais signe (N_{**}^{WS}) dans les données semi-leptoniques et dans les lots de B complètement reconstruits.

3.4.1.3 Bruits de fond physiques

Désintégrations à plusieurs pions : Les excitations radiales D' et $D^{*'} (Figure 3.3)$ de mésons D peuvent se désintégrer en donnant deux pions π_{**} . Il n'y

⁶Exactement la même corrélation est présente lorsque le B^0 est produit par $B^{*++} \rightarrow B^0 \pi^+$ (environ 30% des cas), les deux possibilités ne seront pas distinguées.

a pas d'évidence de production de $D^{(*)'}$ à ce jour, et DELPHI a mis des limites sévères [24, 33] sur leur production dans les désintégrations semi-leptoniques des B :

$$\begin{aligned} Br(b \rightarrow D^+ \pi^+ \pi^- \ell^- \bar{\nu}_\ell) &< 0.18\% & (90\% C.L.) \\ Br(b \rightarrow D^{*+} \pi^+ \pi^- \ell^- \bar{\nu}_\ell) &< 0.17\% & (90\% C.L.) \end{aligned}$$

Nous avons cherché directement des états D' dans notre lot en regardant des événements avec deux π_{**} mais n'avons pu mettre des limites comparables à celles de DELPHI. En principe la technique d'encapsulation décrite précédemment pourrait aussi permettre de mettre une limite sur la production de ces états D' , en fournissant une prédiction sur le nombre absolu de π_{**} de mauvais signe qui pourrait être comparé aux données. La statistique disponible est cependant insuffisante. Par conséquent il est supposé dans cette analyse que le taux d'états charmés (résonnants ou non) plus lourds que le D^* et se désintégrant en émettant plusieurs pions est négligeable.

Canal non-reconstruit avec un π_*^0 : Une source de bruit de fond irréductible vient du canal $B^- \rightarrow D^{*0} \ell^- \bar{\nu}_\ell$, $D^{*0} \rightarrow D^{*+} (\rightarrow D^+ \pi^0) \pi^-$. Le pion neutre n'étant pas reconstruit, l'événement se confond avec le mode $D^+ \pi^-$. Cette contribution est soustraite statistiquement, en prenant la distribution de masse et la normalisation des données. En effet, pour des raisons de symétrie d'isospin, la distribution de masse est identique à celle de la paire $D^0 \pi^-$ du canal $D^{*0} \rightarrow D^{*+} (\rightarrow D^0 \pi^+) \pi^-$ qui est complètement reconstruit, et le nombre d'événements est donné par un facteur f d'isospin corrigé des efficacités relatives et des taux de branchements.

Désintégrations doublement charmées : Les désintégrations doublement charmées du type $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)+} D_{(s)}^-$, $D_{(s)}^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell X$ donnent un lepton de charge opposée au méson $D^{(*)\pm}$ ce qui en fait un bruit de fond potentiel. Toutefois l'efficacité de déclenchement pour cette signature est a priori faible comparée au signal, en particulier car l'impulsion du lepton est plus basse. La simulation Monte-Carlo de ces canaux montre qu'ils contribuent à hauteur de 1% au signal : cette contribution sera soustraite.

Autres : Le bruit de fond venant de traces imitant un lepton a été étudié et il a été vérifié qu'il était bien soustrait par la procédure de soustraction du fond de mauvais signe. Les bruits de fond avec un lepton τ ($B \rightarrow D^{(*)} \pi \tau \nu_\tau$) se sont avérés négligeables.

3.4.2 Corrections en efficacité

Nous avons maintenant la distribution en masse m^{**} des D^{**} après soustraction de tous les bruits de fond. Avant de pouvoir en mesurer les moments, cette distribution doit être corrigée en efficacité pour différents effets.

3.4.2.1 Dépendance en masse de la reconstruction et étalonnage en p_l^*

L'efficacité de reconstruction n'est pas nécessairement plate en m^{**} et peut donc biaiser la mesure. La simulation réaliste d'un lot de signal $B^- \rightarrow D^{**0} \ell^- \bar{\nu}_\ell$ est utilisée pour estimer et corriger cet effet.

L'efficacité de reconstruction $\varepsilon(m^{**})$ dépend en premier lieu de quel état final est reconstruit : $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ (\pi^0)$ ou $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$. Une dépendance sur la nature du D^{**} est aussi possible : il y a 4 états résonnants D^{**0} (Figure 3.3) mais également 2 contributions non-résonnantes ($D^{*+} \pi^-$ et $D^+ \pi^-$) au spectre D^{**} . Pour chaque état final $D^{(*)+}$ et pour chaque contribution D^{**0} pertinente (D_0^* ne se désintègre pas en D_1^* , D_1 et D_1^* ne se désintègrent pas en D^+), un lot Monte-Carlo séparé a donc été généré. Environ 4 millions d'événements ont été générés pour chaque lot, sauf pour les contributions non-résonnantes pour lesquelles plusieurs dizaines de millions d'événements ont dû être générés pour couvrir la région $m^{**} > 3.5 \text{ GeV}/c^2$.

Le numérateur de $\varepsilon^{MC}(m^{**})$ est la distribution de masse obtenue en fin de chaîne (émulation du déclenchement, reconstruction, coupures d'analyse) et normalisée au nombre d'événements générés.

Le dénominateur correspond simplement à la distribution de masse au niveau générateur. Toutefois seuls les événements pour lesquels l'impulsion du lepton dans le référentiel du B , p_l^* , est supérieure à une coupure seront utilisés. En effet, comme nous le verrons en 3.5, la plupart des prédictions théoriques pour les moments sont établies avec une coupure sur p_l^* (les paramètres de HQET ne dépendent pas de cette coupure). Si nous ne pouvons mesurer p_l^* au Tevatron, contrairement aux usines à B , rien ne nous empêche d'effectuer notre correction d'efficacité pour une référence du spectre 'vrai' de m^{**} correspondant à une coupure sur p_l^* . La coupure choisie est $p_l^* > 700 \text{ MeV}/c$, qui conduit à des acceptances relativement plates pour tous les états finals : voir Figure 3.19. Les efficacités obtenues pour les différentes variétés d'états D^{**} étant similaires, elles ont été combinées en utilisant les rapports d'embranchement du générateur.

3.4.2.2 Biais dûs aux coupures de qualité sur π_{**}

La sélection des π_{**} (section 3.3.4.1) impose des coupures sévères sur le contenu en *hits* de la trace : au moins 3 *hits* axiaux et 3 *hits* en Z dans le SVX. Là encore les données et le Monte-Carlo doivent être comparables. Si la description géométrique du détecteur et des canaux morts est sous contrôle, la déposition de charge dans le silicium et donc l'efficacité absolue des *hits* l'est moins. Deux biais possibles sont envisagés :

- un biais dans la distribution angulaire des candidats π_{**} , qui sculpterait la distribution Δm^{**} ,
- un biais sur l'impulsion transverse des candidats π_{**} .

Ces effets ont été étudiés dans les données en utilisant les π_* des désintégrations du D^{*+} comme sonde pour les π_{**} , à partir de trace dans le COT (*i.e.* sans exigences sur les *hits* dans le silicium). Comme le spectre en p_T des π_* est plus mou, des

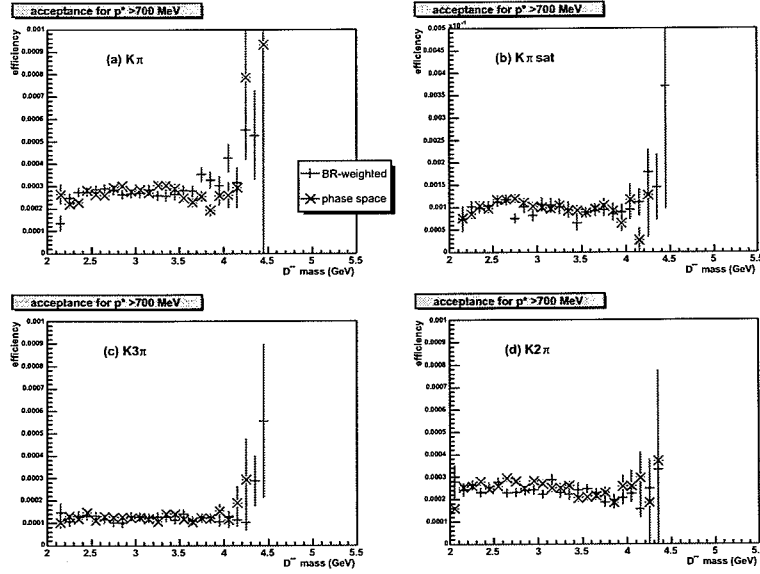


FIG. 3.19 – Efficacités de reconstruction des états $B^- \rightarrow D^{*0} \ell^- \bar{\nu}_\ell$ prédites par le Monte-Carlo (défaut EvtGen en rouge, modèle naïf d'espace de phase pour la partie non-résonante en bleu) pour les différents canaux, rapportées à une coupure $p_t^* > 700 \text{ MeV}/c$.

faux candidats ont également été acceptés (si $\Delta m^* < 1 \text{ GeV}$). Les distributions de la fraction f_* de π_* passant les coupures sur les *hits* Si en fonction de Δm^* et de $p_T(\pi_*)$ ont été ajustées par des droites :

$$\begin{aligned}
 - f_*(\Delta m_*) &= (0.708 \pm 0.002) + \Delta m_* (\text{GeV}) \times (-0.009 \pm 0.004) \quad (\chi^2/n = 54/45), \\
 - f_*(p_T) &= (0.52 \pm 0.04) + p_T(\pi_*) (\text{GeV}) \times (0.34 \pm 0.07) \quad (\chi^2/n = 30/31);
 \end{aligned}$$

puis prises en compte dans les corrections sous forme de double-rapport (données/Monte-Carlo).

3.4.3 Extraction des moments

Les corrections d'efficacité et la soustraction des bruits de fond sont en fait effectuées simultanément de façon non-binée en pondérant chaque événement. Il s'agit là de la différence majeure avec l'analyse de DELPHI. Cette approche permet de s'affranchir d'une dépendance sur des modèles, car l'alternative consiste à ajuster les distributions des bruits de fond sur des formes fonctionnelles. Par contre l'incertitude statistique sera plus grande.

La procédure, effectuée pour chaque canal ($D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ (\pi^0)$ et $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$) indépendamment, attribue un poids initial à l'événement selon sa nature :

Cas S_{RS} : les candidats avec un π_{**} de bon signe et une masse reconstruite du $D^{(*)+}$ dans la région de signal S reçoivent un poids w de 1.

Cas S_{WS} : les candidats avec un π_{**} de mauvais signe et une masse reconstruite du $D^{(*)+}$ dans la région de signal S reçoivent un poids $w = -1$.

Cas B_{RS} : les candidats avec un π_{**} de bon signe mais une masse reconstruite du $D^{(*)+}$ dans la région des ailettes B reçoivent un poids $w = -a$, où a est la fraction de bruit contaminant la région de signal (cf. Table 3.1).

Cas B_{WS} : les candidats avec un π_{**} de mauvais signe et une masse reconstruite du $D^{(*)+}$ dans la région des ailettes B reçoivent un poids $w = +a$.

Ce poids initial est ensuite modifié par toutes les corrections décrites précédemment (différentes pour chaque canal) : acceptance, biais du déclenchement, corrections Monte-Carlo/données.

Pour le canal non-reconstruit (π_{**}^0), des pseudo-candidats sont formés à partir du canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ en prenant $m^{**} \equiv M(D^0 \pi_{**}^-)$ comme expliqué en section 3.4.1.3. Ils reçoivent un poids selon la procédure ci-dessus (en étant traités comme des candidats du canal $K\pi$), qui est ensuite corrigé par le facteur f d'isospin.

Finalement, pour la contribution (minime) du bruit de fond physique de double charme, les événements de Monte-Carlo sont introduits avec un poids négatif tenant compte de la normalisation de cette contribution par rapport au signal ($\sim 1\%$). La correction d'acceptance est appliquée.

La dernière étape consiste à normaliser les poids des différents canaux l'un par rapport à l'autre. La normalisation relative des 3 canaux de D^* n'est pas nécessaire, car ils mesurent tous la même distribution de masse invariante. Pour normaliser les poids du canal D^+ par rapport au canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, les poids de tous les événements D^+ ($S_{RS}, S_{WS}, B_{RS}, B_{WS}$) sont modifiés comme suit :

$$w \mapsto w \times \frac{\varepsilon(K\pi)}{\varepsilon(D^+)} \times \frac{BR(D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+) BR(D^0 \rightarrow K\pi)}{BR(D^+ \rightarrow K\pi\pi)} \times \frac{\sum_{i=D^*} w_i}{\sum_{j=K\pi} w_j}, \quad (3.16)$$

le dernier terme servant à normaliser l'ensemble des canaux D^* au seul canal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$. Le rapport des canaux manquants (avec des neutres) pour les D^+ et les D^{*+} doit aussi en principe être inclus mais il vaut 1.

Finalement, on obtient la Figure 3.20, soit la distribution de masse invariante m^{**} finale, complètement corrigée des fonds et des efficacités.

Le premier et le deuxième moment⁷ de cette distribution peuvent alors être calculés :

$$m_1 \equiv \langle m_{D^{**}}^2 \rangle = (5.83 \pm 0.16) \text{ GeV}^2 \quad (3.17)$$

$$m_2 \equiv \langle (m_{D^{**}}^2 - \langle m_{D^{**}}^2 \rangle)^2 \rangle = (1.30 \pm 0.69) \text{ GeV}^4 \quad (3.18)$$

Le facteur de corrélation est de 71%.

Pour obtenir les moments complets M_1 et M_2 , on ajoute la contribution en s_H des D^0 et D^{*0} (éq. 3.15 page 57), en utilisant les rapports d'embranchements du

⁷Pour des raisons pratiques on utilise une définition des moments légèrement différente de éq. 3.15

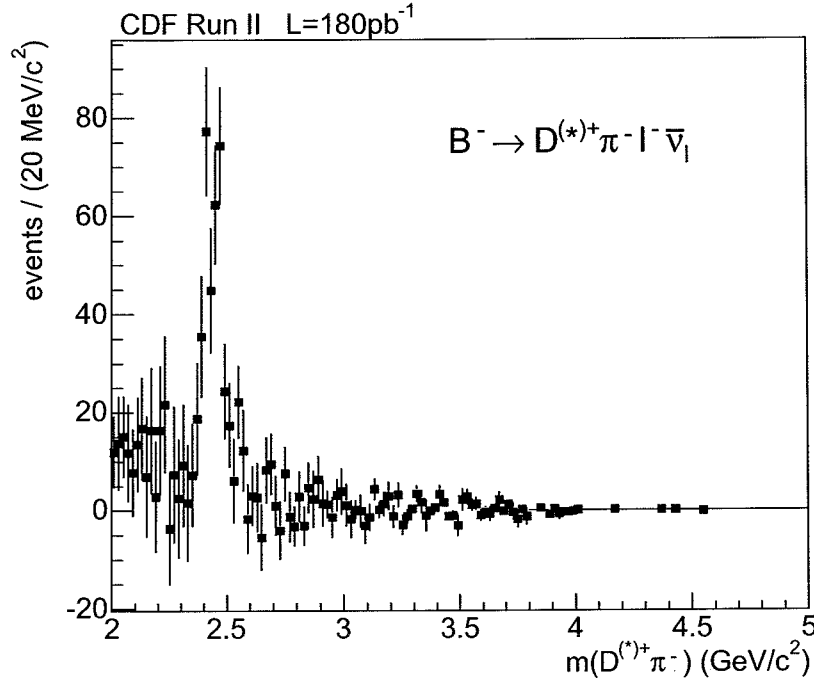


FIG. 3.20 – Distribution de la masse invariante corrigée $M(D^{(*)+}\pi^-)$. Les combinaisons conjuguées de charge sont également incluses.

PDG [34]. Le premier moment sera exprimé en écart par rapport à $\bar{m}_D^2$, qui est la masse moyenne des états D pondérée par le spin, soit $\bar{m}_D^2 = 0.25m_D + 0.75m_{D^*}$. On obtient pour les moments complets, en utilisant un Monte-Carlo pour propager les incertitudes :

$$M_1 = \langle s_H \rangle - m_D^2 = (0.467 \pm 0.038) \text{ GeV}^2 \quad (3.19)$$

$$M_2 = \langle (s_H - \langle s_H \rangle)^2 \rangle = (1.05 \pm 0.26) \text{ GeV}^4 \quad (3.20)$$

avec une corrélation positive de 89% entre M_1 et M_2 . Les erreurs n'incluent à ce niveau que les erreurs statistiques sur les mesures des D^{**} .

3.4.4 Systématiques

Les erreurs systématiques liées à l'extraction des moments ont été étudiées en modifiant certains ingrédients de l'analyse et en évaluant les changements ainsi induits sur la mesure. Les quatre sources suivantes de systématiques sont dominantes :

Taux de branchements semi-leptoniques : La combinaison des moments D^{**} avec les composantes D et D^* (éq. 3.15 page 57) dépend du rapport d'embranchement semi-leptonique inclusive et des rapports d'embranchement en $Dl\nu$ et $D^*l\nu$. Les erreurs sur ces valeurs du PDG2003 [34] ont été propagées et constituent l'erreur systématique dominante sur les moments complets.

Source d'erreur	Δm_1 (GeV ²)	Δm_2 (GeV ⁴)	ΔM_1 (GeV ²)	ΔM_2 (GeV ⁴)	$\Delta \Lambda$ (GeV)	$\Delta \lambda_1$ (GeV ²)
Statistique	0.16	0.69	0.038	0.26	0.078	0.057
Total des systématiques	0.08	0.22	0.068	0.13	0.091	0.082
Corr. en eff. & acceptance (MC)	0.06	0.05	0.016	0.03	0.017	0.006
Corr. en efficacité (données)	0.03	0.13	0.006	0.05	0.014	0.011
Résolution en masse	0.02	0.13	0.005	0.04	0.012	0.009
Taux de branchements D^+/D^{*+}	0.01	0.02	0.002	0.01	0.004	0.002
Efficacité relative D^+/D^{*+}	0.02	0.03	0.004	0.01	0.005	0.002
Normalisation du fond WS	0.01	0.03	0.002	0.02	0.003	0.002
Biais du fond	0.02	0.10	0.004	0.03	0.006	0.006
Fond physique	0.01	0.02	0.002	0.01	0.004	0.002
Taux de Br semi-leptoniques			0.065	0.10	0.064	0.022
ρ_1					0.041	0.069
T_i					0.032	0.031
α_s					0.018	0.007
m_b, m_c					0.001	0.008
Choix de coupure p_ℓ^*					0.019	0.009

TAB. 3.4 – Erreurs statistiques et systématiques détaillées sur les mesures des moments D^{**} , des moments complets et des paramètres HQET extraits dans le schéma de masse au pôle.

Corrections en efficacité dérivées du Monte-Carlo : Le dépendance de l'efficacité en la masse du D^{**} a été obtenue avec une simulation Monte-Carlo réaliste utilisant les valeurs par défaut (de CDF) du générateur EvtGen pour les masses, largeurs et rapport de branchements des états D^{**} . Un modèle décrivant les désintégrations $B \rightarrow \pi D^{(*)} \ell \nu$ simplement par espace de phase a été testé et la différence en efficacité prise comme systématique.

Corrections en efficacité dérivées des données : Les erreurs statistiques sur les corrections en fonction de Δm^{**} dérivées des données (cf. 3.4.2.2) ont été propagées mais sont négligeables. Dans l'analyse les corrections en fonction de $p_T(\pi_{**})$ sont ajustées par une droite dont les paramètres α_p et β_p sont utilisées pour corriger les poids. Une alternative est utilisée pour les systématiques, en forçant $\beta_p = 0$. La différence entre les deux approches est prise comme erreur.

Résolution en masse : Pour la majorité des canaux considérés, la résolution en masse obtenue avec les traces reconstruites est excellente. Toutefois dans le canal dit satellite ($D^0 \rightarrow K^- \pi^+ (\pi^0)$) où le pion neutre n'est pas reconstruit, la résolution est de l'ordre de 60 MeV/ c^2 et compromet la résolution sur m^{**} . Pour en estimer l'effet, les masses dans le canal satellite ont été dégradées de façon aléatoire de 60 MeV/ c^2 .

Les autres sources considérées sont, par ordre décroissant d'importance : la normalisation relative D^+/D^{*+} , les biais sur le π_{**} du modèle pour le fond, la normalisation du fond estimé par les combinaisons de mauvais signes, les taux de branchements des fonds physiques. Le détail des incertitudes systématiques est visible en Table 3.4.

3.4.4.1 Résultats

En ajoutant toutes les erreurs systématiques en quadrature, on obtient pour les moments D^{**} :

$$\begin{aligned} m_1 &= (5.83 \pm 0.16_{\text{stat}} \pm 0.08_{\text{syst}}) \text{ GeV}^2 \\ m_2 &= (1.30 \pm 0.69_{\text{stat}} \pm 0.22_{\text{syst}}) \text{ GeV}^4 \end{aligned} \quad (3.21)$$

avec une corrélation de 61%, et pour les moments hadroniques complets :

$$\begin{aligned} M_1 &= (0.467 \pm 0.038_{\text{stat}} \pm 0.019_{\text{exp}} \pm 0.065_{\text{BR}}) \text{ GeV}^2 \\ M_2 &= (1.05 \pm 0.26_{\text{stat}} \pm 0.08_{\text{exp}} \pm 0.10_{\text{BR}}) \text{ GeV}^4 \end{aligned} \quad (3.22)$$

où le dernier terme correspond à l'incertitude sur les rapports d'embranchements semi-leptoniques. Il y a une corrélation positive de 69% entre les mesures de M_1 et M_2 .

La Figure 3.21 compare cette mesure des moments avec les autres mesures disponibles à la fin de cette analyse, soit début 2004. Les prédictions de HQET pour l'évolution des moments en fonction de la coupure en impulsion sur le lepton p_l^* , contraintes par notre mesure, sont également indiquées (bande rouge). Pour CDF comme pour DELPHI, les résultats sont référencés à une valeur arbitraire (0.7 et 0.0 GeV/c) de la coupure sur l'impulsion du lepton dans le référentiel du B , puisque celle-ci ne peut être mesurée.

3.5 Extraction des paramètres de HQET

Dans cette étude nous nous sommes placés dans le cadre de l'OPE appliquée à HQET tel que défini en [16, 17, 18]. Nous avons utilisé les prédictions théoriques de Bauer *et al.* [35] pour relier nos mesures de moments aux paramètres Λ (eq. 3.13 p. 55) non-perturbatifs que l'on veut déduire. La prédiction est organisée en un développement en puissances de $1/m_B$, où m_B est la masse du méson B pseudo-scalaire. À chaque terme s'appliquent des corrections QCD qui forment une seconde série en $\alpha_s(m_b)$. Les calculs existent pour plusieurs schémas de masse : au pôle, $1S$, PS et $\overline{MS}$. Pour pouvoir comparer aux précédents résultats qui ont été obtenus dans ce schéma, nous utiliserons essentiellement le schéma de masse au pôle.

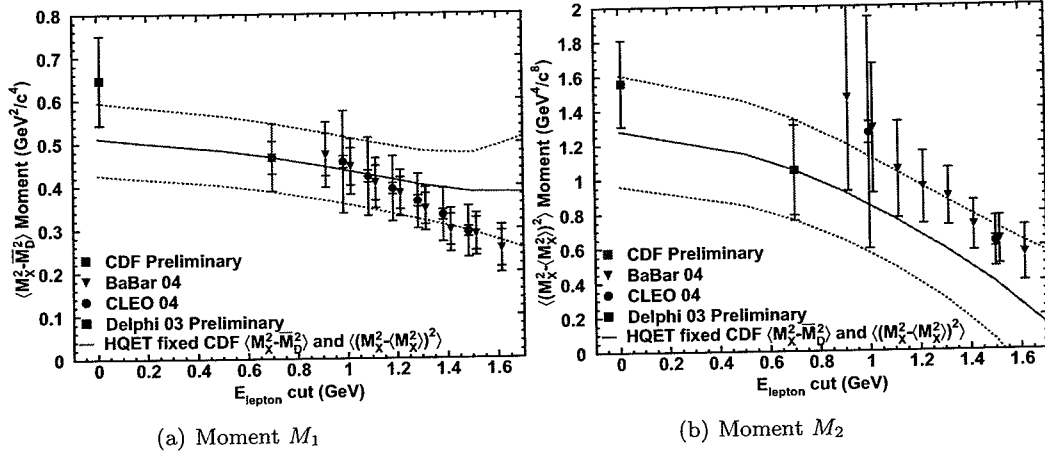


FIG. 3.21 – Comparaison de la mesure par CDF des moments M_1 et M_2 aux mesures antérieures (2004). La bande d'erreur rouge en pointillé correspond aux prédictions de HQET contraintes par les valeurs de M_1 et M_2 mesurées par CDF. Les différents points de mesures de BaBar et CLEO sont très corrélés.

Le n^{e} moment peut s'écrire :

$$\begin{aligned}
 \frac{\langle (s_H - m_D^2)^n \rangle}{m_B^{2n}} = & A^{(n)} + C_1^{(n)} \cdot \frac{\alpha_s}{\pi} + \left(C_{22}^{(n)} \beta_0 + C_{21}^{(n)} \right) \cdot \left(\frac{\alpha_s}{\pi} \right)^2 + \mathcal{O} \left(\frac{\alpha_s}{\pi} \right)^3 \\
 & + D_1^{(n)} \cdot \frac{\Lambda}{m_B} + D_{11}^{(n)} \cdot \frac{\Lambda}{m_B} \frac{\alpha_s}{\pi} + \mathcal{O} \left(\frac{\Lambda}{m_B} \right) \cdot \left(\frac{\alpha_s}{\pi} \right)^2 \\
 & + D_{20}^{(n)} \cdot \frac{\Lambda^2}{m_B^2} + D_{21}^{(n)} \cdot \frac{\lambda_1}{m_B^2} + D_{22}^{(n)} \cdot \frac{\lambda_2}{m_B^2} + \mathcal{O} \left(\frac{\Lambda^2, \lambda_1, \lambda_2}{m_B^2} \right) \cdot \left(\frac{\alpha_s}{\pi} \right) \\
 & + D_{30}^{(n)} \cdot \frac{\Lambda^3}{m_B^3} + D_{31}^{(n)} \cdot \frac{\Lambda \lambda_1}{m_B^3} + D_{32}^{(n)} \cdot \frac{\Lambda \lambda_2}{m_B^3} + \mathcal{O} \left(\frac{\rho_1, \rho_2, T_1, T_2, T_3, T_4}{m_B^3} \right)
 \end{aligned} \quad (3.23)$$

Pour $n = 1$ et $n = 2$, tous les coefficients $A^{(n)}$, $C^{(n)}$ et $D^{(n)}$ sont connus et calculés en fonction de la coupure sur l'énergie du lepton dans le référentiel du B , à l'exception de $C_{21}^{(n)}$ qui est inconnu et de $D_{11}^{(2)}$, qui est connu sans coupure en p_l^* . Notons que dans le schéma de masse au pôle, les coefficients $A^{(1)}$, $A^{(2)}$ et $D_1^{(2)}$ sont nuls. Numériquement, le premier moment est dominé par le terme en $D_1^{(1)}/m_B$ puis par les corrections en $1/m_B^2$, les autres termes représentant une correction d'environ 10%. Le second moment est dominé par les termes $D_{20}^{(2)}$ et $D_{21}^{(2)}$ en $1/m_B^2$, les ordres supérieurs représentant une correction d'environ 20%. La contribution des termes inconnus est estimée à 20-25% du total.

Les paramètres non-perturbatifs à déterminer sont Λ , λ_1 et λ_2 . Le paramètre Λ est l'échelle hadronique pertinente pour le problème : au premier ordre il s'agit de la différence entre la masse du méson B et la masse du quark b . Le paramètre λ_1

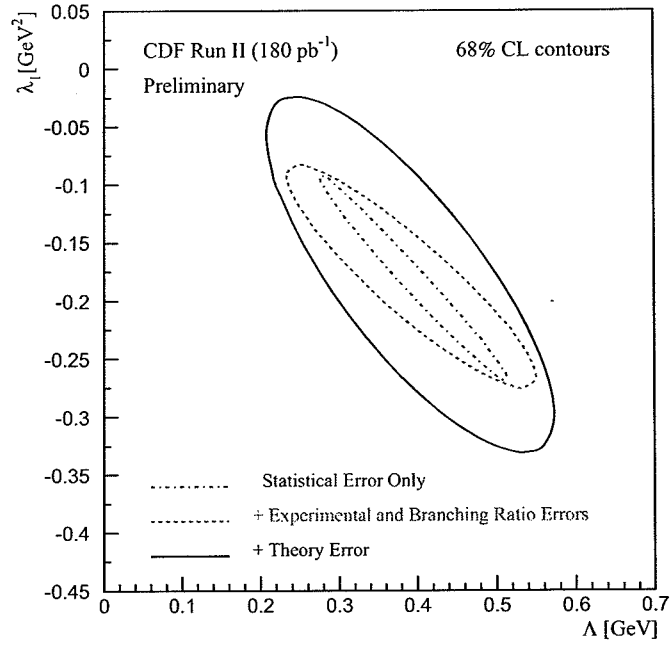


FIG. 3.22 – Ellipses d'erreur à 68% de niveau de confiance dans le plan $\Lambda - \lambda_1$ dans le schéma de la masse au pôle, en cumulant les erreurs statistiques, puis expérimentales et enfin théoriques.

est relié à l'énergie cinétique du quark lourd à l'intérieur du hadron. Quant à λ_2 , il n'a pas à être mesuré car il est calculable en fonction des différences de masse entre vecteurs et pseudo-scalaires pour les mésons B et D .

Les valeurs de Λ et λ_1 que l'on extrait sont :

$$\Lambda = (0.397 \pm 0.078_{\text{stat}} \pm 0.027_{\text{exp}} \pm 0.064_{\text{BR}} \pm 0.058_{\text{theo}}) \text{ GeV}$$

$$\lambda_1 = (-0.184 \pm 0.057_{\text{stat}} \pm 0.017_{\text{exp}} \pm 0.022_{\text{BR}} \pm 0.077_{\text{theo}}) \text{ GeV}^2 \quad (3.24)$$

$$(3.25)$$

avec une corrélation négative de 79% entre les deux mesures. L'ellipse d'erreur à 68% de niveau de confiance est visible en Figure 3.22. Le détail des incertitudes systématiques est visible en Table 3.4.

La même procédure donne pour les paramètres équivalents dans le schéma de masse $1S$, qui est préféré d'un point de vue théorique :

$$m_b^{1S} = (4.654 \pm 0.078_{\text{stat}} \pm 0.027_{\text{exp}} \pm 0.064_{\text{BR}} \pm 0.089_{\text{theo}}) \text{ GeV}/c^2$$

$$\lambda_1^{1S} = (-0.277 \pm 0.049_{\text{stat}} \pm 0.017_{\text{exp}} \pm 0.022_{\text{BR}} \pm 0.094_{\text{theo}}) \text{ GeV}^2 \quad (3.26)$$

$$(3.27)$$

avec une corrélation positive de 77%.

3.6 Discussion et conclusions

Cette analyse a permis de mesurer les moments hadroniques complets M_1 et M_2 avec une précision relative de 17% et 28% respectivement. Les erreurs systématiques sont dominées par l'incertitude sur les rapports d'embranchement semi-leptonique, en D et en D^* . Alors qu'une telle analyse pouvait sembler impossible dans un environnement hadronique, nos résultats sont en accord avec les mesures effectuées à l'époque aux machines e^+e^- (CLEO, DELPHI, BaBar) et la précision comparable voire légèrement meilleure (surtout pour le second moment). De plus, l'originalité de l'analyse est de ne faire aucune hypothèse sur la forme de la distribution m^{**} . Les paramètres Λ et λ_1 déduits sont mesurés avec une précision de 30% et 50%. Les résultats valident aussi les prédictions de HQET pour les désintégrations inclusives. La technique choisie par les usines à B , qui requiert la reconstruction complète de la désintégration hadronique du $2^e B$, conduit à une statistique effective proche de la notre. Les usines à B ont toutefois l'avantage de pouvoir mesurer plusieurs points à différentes valeurs de p_l^* , et les machines e^+e^- en général peuvent aussi mesurer d'autres moments (leptoniques, photoniques, etc). Il est également évident que les usines à B ont une palette de mesures possibles beaucoup plus riche pour comprendre et contraindre ce secteur.

À ce jour, quatre autres expériences ont mesuré ces moments hadroniques. L'analyse pionnière de CLEO a été mise à jour avec trois fois plus de statistiques et publiée en 2003 [36]. L'analyse de DELPHI discutée précédemment a été améliorée et publiée en 2006 [33] et mesure 5 moments hadroniques. BaBar a réglé le problème initial d'incompatibilité avec les prédictions théoriques et l'analyse a été publiée en 2005 [37] puis mise à jour en 2007 [38] avec 2.6 fois plus de statistiques. Les 3 premiers moments sont mesurés pour 12 coupures différentes de p_l^* (entre 0.8 et 1.9 GeV/c). Belle a également publié en 2007 [39] une analyse de moments hadroniques avec une précision similaire. Pour toutes ces analyses, la précision sur chaque point est comparable à celle obtenue par CDF. À titre illustratif, j'ai introduit dans un programme d'ajustement [40] des paramètres m_b^{1S} et λ_1^{1S} les déterminations des moments de ces différentes expériences⁸. Les contours à 68% C.L. et à 39% C.L. sont représentés en Figure 3.23 pour chaque expérience, ainsi que la combinaison de toutes les mesures. Il est clair que les mesures récentes aux usines à B sont meilleures que celle de CDF. Toutefois cette dernière n'est pas obsolète et chaque expérience contribue de manière à peu près équivalente à la combinaison globale.

La combinaison d'autres moments permet de mieux contraindre ce secteur. La Figure 3.24 illustre l'apport de l'ensemble des moments hadroniques et leptoniques $X_c \ell \nu$ combiné aux moments photoniques dans $X_s \gamma$, dans l'ajustement réalisé en [41]. La valeur obtenue pour $|V_{cb}|$ dans le schéma cinétique est alors :

$$|V_{cb}| = (41.7 \pm 0.7) \times 10^{-3} \quad (3.28)$$

⁸La mesure de BaBar de 2005 est utilisée car les matrices de corrélations pour la mesure de 2007 ne sont pas disponibles. L'amélioration due à la statistique accrue est en fait relativement modeste.

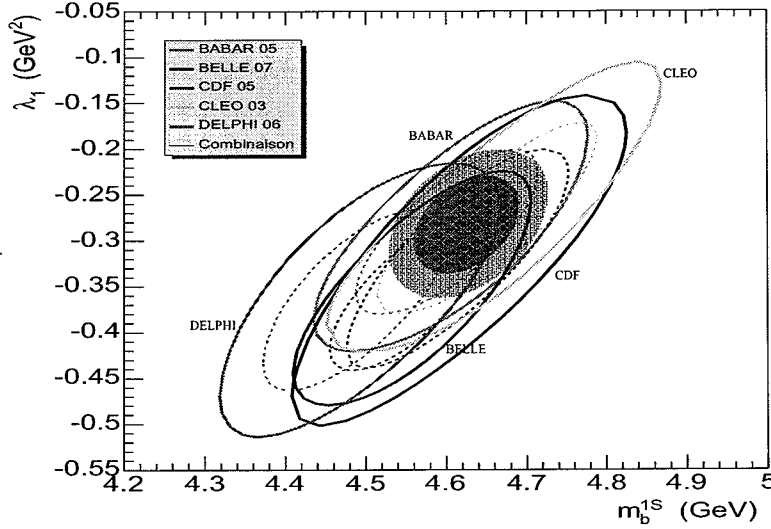


FIG. 3.23 – Contours à 68% C.L. (traits pleins) et 39% C.L. (tirets) dans le plan λ_1^{1S} vs m_b^{1S} à partir des différentes mesures des deux premiers moments hadroniques, et ajustement combiné.

La valeur du PDG (éq. 3.8) correspond à la moyenne des valeurs obtenues par cet ajustement dans les schémas cinétique et $1S$ pour les données de 2007.

D'un point de vue expérimental, des progrès sont attendus de l'analyse des données non-encore traitées par BaBar et Belle (et dans ce dernier cas des données encore à prendre cette année). Toutefois il faudra ensuite attendre les "super"-usines à B pour de futurs progrès. Des progrès théoriques sont en bonne voie en QCD sur réseau, permettant peut-être d'améliorer la précision sur les mesures exclusives notamment. Il serait en effet souhaitable de réconcilier les mesures inclusive et exclusive (cf. section 3.1.1.1).

La mesure précise de la longueur du côté opposé à β dans le triangle d'unitarité usuel requiert bien sûr une bonne connaissance de $|V_{ub}|$ également. Les mesures comme l'interprétation théorique sont plus difficiles que dans le cas de V_{cb} . Mais là encore les déterminations inclusives sont pour le moment plus précises. Des progrès notables ont été accomplis ces dernières années, et la moyenne des mesures [9] donne : $|V_{ub}| = (3.95 \pm 0.35) \times 10^{-3}$. Il est à noter que les mesures de moments précédemment discutées dans les transitions $b \rightarrow c$ (et $b \rightarrow s$) sont importantes pour affiner la connaissance de m_b et donc de V_{ub} , et d'une façon générale pour valider l'approche HQE.

Une mesure précise de $|V_{ub}/V_{cb}|$ est fondamentale pour les tests d'unitarité de la matrice CKM. La situation actuelle des mesures concernant la matrice CKM est rappelée en Figure 3.25 dans l'ajustement global des paramètres $\bar{\rho}$ et $\bar{\eta}$ réalisé par CKMfitter [4] de l'ensemble des mesures et des contraintes d'unitarité du Modèle Standard. Même si l'on notera que l'accord entre les mesures de $|V_{ub}/V_{cb}|$ et celles de

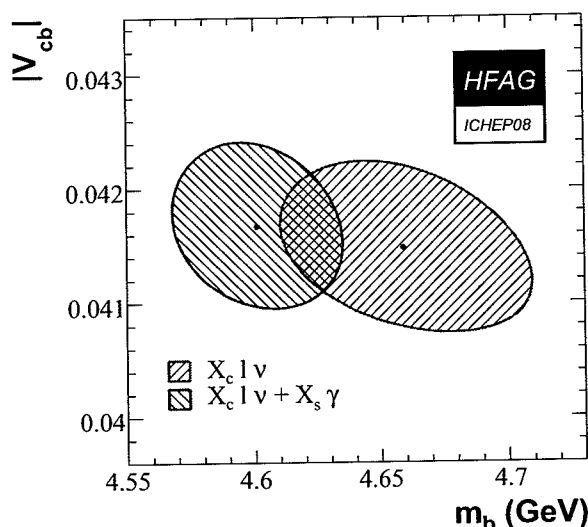


FIG. 3.24 – Ajustement combiné [41] de toutes les mesures de moments hadroniques et photoniques dans le schéma de masse cinétique : ellipses $\Delta\chi^2 = 1$ de $|V_{cb}|$ en fonction de m_b^{kin} (schéma de masse cinétique).

$\sin 2\beta$ n'est pas excellent, la situation d'ensemble montre une cohérence remarquable de l'ensemble des mesures avec le Modèle Standard. Je ne saurais terminer ce chapitre sans rappeler que CDF a finalement effectué en 2006 la première mesure [42] de la fréquence d'oscillation $B_s^0 - \bar{B}_s^0$: $\Delta m_s = 17.31_{-0.18}^{+0.33}$ (stat.) ± 0.07 (syst.) ps^{-1} , là encore compatible avec le Modèle Standard. Cette mesure, combinée avec celle dans le secteur des B_d , donne accès au rapport $\Delta m_d/\Delta m_s$ (cercle orange sur la Figure 3.25). Une source importante d'incertitude pour extraire des mesures de Δm les paramètres de la matrice CKM provient comme toujours des coefficients non-perturbatifs, les facteurs de forme f_B de désintégration du méson B calculés avec la QCD sur réseau. L'incertitude sur leur rapport f_{B_d}/f_{B_s} étant moindre que celle sur chacun des coefficients f_B , l'utilisation du rapport $\Delta m_d/\Delta m_s$ est préférée dans les ajustements.

Contributions techniques dans CDF

Outre le travail d'analyse susmentionné, j'ai contribué à deux projets techniques dans CDF au cours de la période traitée dans ce chapitre.

Simulation de la matière morte du trajectographe

Ma contribution technique (*service work*) dans CDF a consisté à décrire dans la simulation GEANT la matière passive du trajectographe au silicium. À l'époque seuls les senseurs en silicium et la carte de lecture des modules du SVX étaient

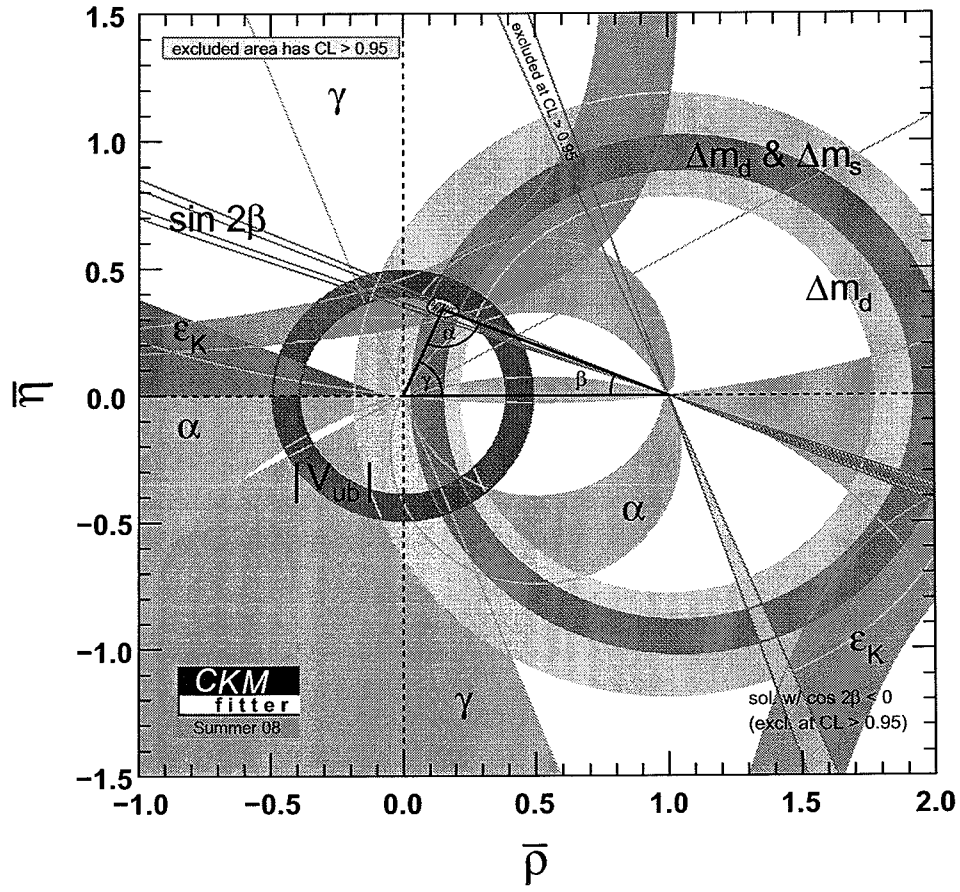


FIG. 3.25 – Contraintes dans le plan $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ provenant de l'ensemble des mesures pertinentes et des contraintes du Modèle Standard en 2008 (d'après [4]).

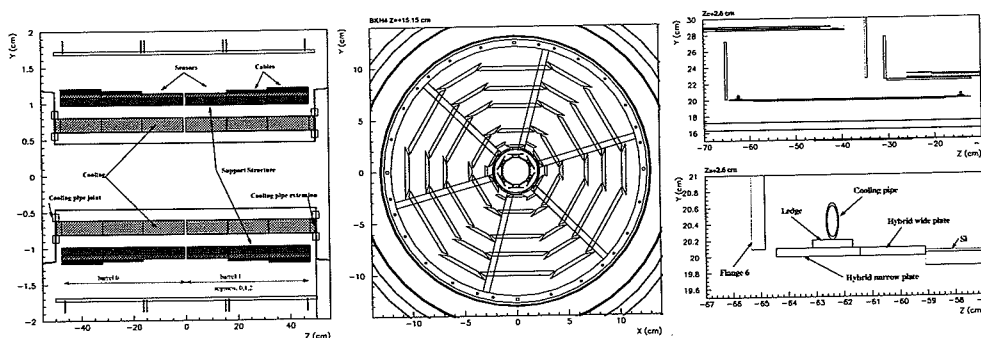


FIG. 3.26 – Quelques vues des structures décrivant la matière passive pour la couche L00 (gauche), la structure supportant les échelles de SVX (milieu) et un aperçu de la couche 6B des ISL (droite).

décrits.

Cette description précise de la matière morte du trajectographe n'est pas seulement nécessaire pour comparer les données au Monte-Carlo : en effet elle est aussi utilisée lors de la reconstruction des traces (y compris dans les données) pour évaluer l'énergie perdue par les traces dans la matière. Cette procédure est importante pour les mesures de masse utilisant le trajectographe, et donc en particulier pour les mesures en physique du B comme l'analyse présentée précédemment. Ainsi, dans une analyse typique, les traces sont réajustées pour corriger les pertes en énergie et pour utiliser la version la plus récente de l'alignement. L'ajustement part des mesures dans le COT et se poursuit vers l'intérieur, grâce à un formalisme de type filtre de Kalman permettant d'incorporer les effets de matière (pour une hypothèse de masse donnée, en général π) à la mesure.

La quantité, la nature et la position de la matière doivent donc être décrites fidèlement. La première étape a consisté à rassembler les informations disponibles (dessins techniques, photos pendant la construction, etc) sur les différents éléments à incorporer (structures mécaniques, cartes électroniques, câbles, connecteurs, etc), leur localisation et leur composition chimique. L'ensemble a été décrit dans la simulation GEANT : plus de 20 nouveaux matériaux ont été définis et environ 4500 volumes physiques ont été placés dans le volume correspondant au détecteur, représentant pour la partie dans l'acceptance du trajectographe une masse d'environ 64 kg. Une contrainte supplémentaire venait de la simulation dite réaliste, utilisée par exemple pour l'analyse des moments, qui imposait de pouvoir déplacer les senseurs afin de reproduire les désalignements correspondant à différentes périodes. Quelques vues sont représentées en fig. 3.26. La quantité de matière (pour $R < 34$ cm) vue par une trace venant du vertex primaire représente environ $0.07X_0$ ($0.3X_0$) pour une trace à $|\eta| \sim 0.5$ (1.5).

J'ai ensuite effectué les premières comparaisons Monte-Carlo/données avec des conversions de photons dans la matière en paires e^+e^- , qui furent ensuite raffinées. La Figure 3.27 illustre le niveau d'accord en 2003 entre la simulation et les données

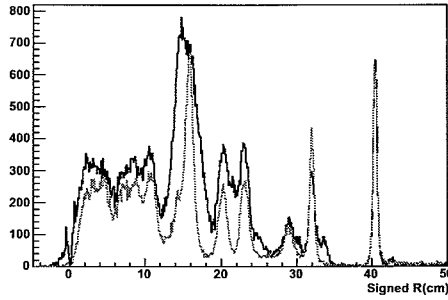


FIG. 3.27 – Distribution du rayon des conversions $\gamma \rightarrow e^+e^-$ dans les données (noir) et dans la simulation (vert) en 2003 (d'après [43]).

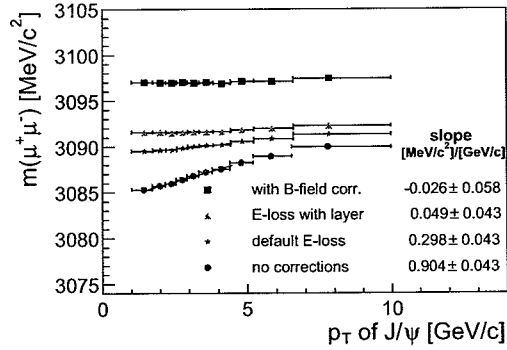


FIG. 3.28 – Masse invariante des muons de $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ en fonction de l'impulsion transverse du candidat J/ψ (d'après [44, 45]).

(environ 40 pb^{-1} , *trigger* électron central de 4 GeV). Pour les données une soustraction dans les ailettes de $\Delta \cot \theta$ est effectuée. Les courbes sont normalisées sur l'enveloppe externe du COT (pic à $R \approx 40 \text{ cm}$). Il apparaît que la simulation sous-estime notablement la quantité de matière dans la région de transition entre SVX et ISL ($R \approx 15 \text{ cm}$) et en-dessous de la couche ISL 6C ($R \approx 22 \text{ cm}$). N'ayant pu identifier la source de matière manquante, un ensemble de cylindres de composition et d'épaisseur ajustables a été placé dans la simulation.

L'adéquation de la simulation a aussi été vérifiée [44] avec un lot inclusif d'environ 1M de $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ pour les études de mesure de précision des masses des hadrons B [45]. Avec une largeur intrinsèque d'environ 90 keV, le J/ψ est bien adapté à ce genre d'études. Une sous-estimation de la matière induit une correction insuffisante des pertes d'énergie au moment du réajustement des traces de muons et introduit une dépendance de la masse invariante $m(\mu^+\mu^-)$ en impulsion. La Figure 3.28 montre la masse invariante des muons en fonction du p_T du candidat J/ψ . La première courbe (la plus basse, en rouge) est avant corrections et montre une pente très visible. On voit sur la seconde courbe (bleue) que l'utilisation de la description de la matière passive corrige une très grande partie de l'effet. La correction résiduelle permettant de rendre la courbe plate (courbe verte) a servi à ajuster les cylindres décrivant la matière manquante : une couche d'environ 3 mm de silicium a été placée en $R \approx 34 \text{ cm}$. La correction finale (et indépendante de l'impulsion, courbe noire) correspond à un ajustement de la valeur du champ magnétique, afin d'obtenir la valeur nominale pour la masse du J/ψ .

Code du déclenchement L2 pour ℓ +SVT

CDF utilise une émulation complète du déclenchement aux niveaux 1 et 2, Trig-Sim++, pour pouvoir comparer la simulation aux données. Ce code construit les primitives (objet calorimétrique, trace, etc) qui sont ensuite combinées pour prendre

une décision. J'ai implémenté l'émulation *offline* de la décision au niveau 2 pour le *trigger* ℓ +SVT, utilisé dans notre analyse et de manière générale pour collecter des lots de désintégrations semi-leptoniques des B . Il s'agit essentiellement de classes C++ décodant les primitives de TrigSim++, extrapolant les traces vers le calorimètre ou les chambres à muons, appliquant des sélections, associant les différents objets et implémentant une décision. La plupart des sélections ont été décrites page 63.

Publications, conférences et contributions personnelles

Publications avec comité de lecture

- CDF, D. Acosta *et al.*, Measurement of the moments of the hadronic invariant mass distribution in semileptonic B decays, Phys. Rev. **D71**, 051103 (2005), hep-ex/0502003, *cité 28 fois*.

Conférences et actes de conférences

- L. Vacavant (on behalf of CDF and D0 collaborations), Masses, lifetimes and decays of B hadrons at the Tevatron, 38^{es} Rencontres de Moriond (2003), hep-ex/0307037, *cité 2 fois*.

Autres publications et notes

- A. Cerri, H.-C. Fang, R. Miquel, M. Shapiro et L. Vacavant, Selection of $D^{(*)+}\ell^-$ combinations for the hadronic moments analysis, CDF Note 6754 (2003)
- A. Cerri, H.-C. Fang, R. Miquel, M. Shapiro et L. Vacavant, A study of the properties of tracks produced in the vicinity of B mesons, CDF Note 6972 (2004)
- A. Cerri, H.-C. Fang, R. Miquel, M. Shapiro et L. Vacavant, Measurements of the moments of the hadronic invariant mass distributions in semi-leptonic B decays, CDF Note 6973 (2004)
- L. Vacavant, GEANT description of the CDF inner tracker passive material, CDF Note 5825 (2002)
- L. Vacavant, Volume hierarchy in the GEANT description of the CDF silicon tracker, CDF Note 6671 (2003)
- S. Giagu *et al.*, The CharmMods/DFinder reconstruction package, CDF Note 6158 (2004)

Séminaires et exposés plénières invités en ateliers de travail

- Studying CKM matrix with CDF, séminaire Oxford University, Royaume-Uni, juin 2004
- Étude de la matrice CKM avec CDF, séminaires à LLR École Polytechnique Palaiseau, LAPP Annecy, LAL Orsay, LPC Clermont-Ferrand, CPPM Marseille, mai 2004
- Recent results from CDF on Charm and Beauty, séminaire NSD/LBL, Berkeley, États-Unis, déc. 2003

Contributions personnelles principales

L'analyse décrite dans les sections 3.3 à 3.5 a été menée par 5 personnes du groupe CDF de Berkeley : Alex Cerri (post-doctorant), Hung-Chung Fang (doc-

torant), Ramon Miquel (chercheur), Marjorie Shapiro (professeur) et moi-même. Chacun a contribué de manière significative à cette analyse complexe. Mes contributions les plus significatives ont porté sur la définition du format de données (*Tree Root* utilisé ensuite pour d'autres analyses), le filtrage des données, la reconstruction des canaux $D^{(*)+}\ell^-$ (section 3.3.2), la définition et l'optimisation de la sélection π^{**} (section 3.3.4), certaines des corrections en efficacité, les études avec encapsulation de Monte-Carlo. A contrario, la partie à laquelle j'ai le moins contribué est la technique d'extraction des moments proprement dite (section 3.4.3).

Bibliographie

- [1] N. Cabibbo, Unitary Symmetry and Leptonic Decays, *Phys. Rev. Lett.* **10**, 531 (1963). 6, 50
- [2] M. Kobayashi and T. Maskawa, CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction, *Prog. Theor. Phys.* **49**, 652 (1973). 6, 50
- [3] L. Wolfenstein, Parametrization of the Kobayashi-Maskawa Matrix, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 1945 (1983). 50
- [4] CKMfitter Group, J. Charles *et al.*, CP violation and the CKM matrix : Assessing the impact of the asymmetric B factories, *Eur. Phys. J.* **C41**, 1 (2005), hep-ph/0406184, updates : <http://ckmfitter.in2p3.fr>. 7, 51, 88, 90
- [5] M. A. Shifman, Quasifactorization and determination of V_{ub} from experimental data, *Sov. J. Nucl. Phys.* **48**, 699 (1988). 53
- [6] N. Isgur and M. B. Wise, Weak Decays of Heavy Mesons in the Static Quark Approximation, *Phys. Lett.* **B232**, 113 (1989). 53
- [7] B. Grinstein, The static quark effective theory, *Nucl. Phys.* **B339**, 253 (1990). 53
- [8] H. Georgi, An effective field theory for heavy quarks at low-energies, *Phys. Lett.* **B240**, 447 (1990). 53
- [9] Particle Data Group, C. Amsler *et al.*, Review of particle physics, *Phys. Lett.* **B667**, 1 (2008). 7, 8, 37, 53, 88
- [10] Particle Data Group, K. Hagiwara *et al.*, Review of particle physics, *Phys. Rev.* **D66**, 010001 (2002). 53, 56
- [11] J. Chay, H. Georgi, and B. Grinstein, Lepton energy distributions in heavy meson decays from QCD, *Phys. Lett.* **B247**, 399 (1990). 54
- [12] I. I. Y. Bigi, N. G. Uraltsev, and A. I. Vainshtein, Nonperturbative corrections to inclusive beauty and charm decays : QCD versus phenomenological models, *Phys. Lett.* **B293**, 430 (1992), hep-ph/9207214. 54
- [13] I. I. Y. Bigi, M. A. Shifman, N. G. Uraltsev, and A. I. Vainshtein, QCD predictions for lepton spectra in inclusive heavy flavor decays, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 496 (1993), hep-ph/9304225. 54
- [14] A. J. Buras, Weak Hamiltonien, CP violation and rare decays, in *Probing the Standard Model of Particle Interactions*, edited by F. David and R. Gupta, Les Houches 1997, Elsevier Science B.V., 1998. 54
- [15] A. F. Falk, Heavy quark effective theory and inclusive B decays, *Nucl. Instrum. Meth.* **A408**, 7 (1998), hep-ph/9712364. 54
- [16] A. F. Falk, M. E. Luke, and M. J. Savage, Phenomenology of the $1/m_Q$ Expansion in Inclusive B and D Meson Decays, *Phys. Rev.* **D53**, 6316 (1996), hep-ph/9511454. 55, 84
- [17] M. Gremm and A. Kapustin, Order $1/m_b$ 3 corrections to inclusive semileptonic B decay, *Phys. Rev.* **D55**, 6924 (1997), hep-ph/9603448. 55, 84

- [18] A. F. Falk and M. E. Luke, Hadronic spectral moments in semileptonic B decays with a lepton energy cut, Phys. Rev. **D57**, 424 (1998), hep-ph/9708327. 55, 84
- [19] CLEO, D. Cronin-Hennessy *et al.*, Hadronic mass moments in inclusive semileptonic B meson decays, Phys. Rev. Lett. **87**, 251808 (2001), hep-ex/0108033. 56
- [20] CLEO, S. Chen *et al.*, Branching fraction and photon energy spectrum for $b \rightarrow s\gamma$, Phys. Rev. Lett. **87**, 251807 (2001), hep-ex/0108032. 56
- [21] CLEO, A. H. Mahmood *et al.*, Measurement of lepton momentum moments in the decay $B \rightarrow X\ell\nu$ and determination of heavy quark expansion parameters and $|V_{cb}|$, Phys. Rev. **D67**, 072001 (2003), hep-ex/0212051. 56
- [22] DELPHI, M. Battaglia *et al.*, A study of lepton spectrum moments in $B \rightarrow X_c\ell\nu$ decays, DELPHI-2002-071-CONF (2002). 56
- [23] DELPHI, M. Calvi, Study of spectral moments in semileptonic decays of the B hadron with the DELPHI detector at LEP, (2002), hep-ex/0210046. 56
- [24] DELPHI, D. Bloch *et al.*, Properties of broad D^{**} production in b semi-leptonic decays, DELPHI-2002-070-CONF (2002). 56, 78
- [25] BaBar, B. Aubert *et al.*, Measurement of the first hadronic spectral moment from semileptonic B decays, (2002), hep-ex/0207084. 56
- [26] BaBar, V. Luth *et al.*, Measurements of $B \rightarrow X_c\ell\nu$ decays, BABAR-TALK-02/098 (2002). 56
- [27] M. Battaglia *et al.*, Heavy quark parameters and $|V_{cb}|$ from spectral moments in semileptonic B decays, ECONF C0304052, WG102 (2003), hep-ph/0210319. 56
- [28] L. Lellouch, CKM matrix elements from tree-level decays and b-hadron lifetimes, (2003), hep-ph/0310265. 56
- [29] D. J. Lange, The EvtGen particle decay simulation package, Nucl. Instrum. Meth. **A462**, 152 (2001). 57, 67
- [30] S. Bianco, Spectroscopy of D mesons, AIP Conf. Proc. **814**, 24 (2006), hep-ex/0512073. 57
- [31] CDF, R. Blair *et al.*, The CDF-II detector : Technical design report, FERMILAB-PUB-96-390-E. 59
- [32] CDF, M. Shochet and A. Tollstrup, SVX II : Upgrade proposal and simulation study, FERMILAB-PROPOSAL-0830. 60
- [33] DELPHI, J. Abdallah *et al.*, Determination of heavy quark non-perturbative parameters from spectral moments in semileptonic B decays, Eur. Phys. J. **C45**, 35 (2006), hep-ex/0510024. 78, 87
- [34] Particle Data Group, K. Hagiwara *et al.*, Review of particle physics, Phys. Rev. **D66** (2002 and 2003 partial update). 82

- [35] C. W. Bauer, Z. Ligeti, M. Luke, and A. V. Manohar, B decay shape variables and the precision determination of $|V_{cb}|$ and m_b , Phys. Rev. **D67**, 054012 (2003), hep-ph/0210027. 84
- [36] CLEO, G. S. Huang *et al.*, Measurement of hadronic recoil mass moments in semileptonic B decay, (2003), hep-ex/0307081. 87
- [37] BABAR, B. Aubert *et al.*, Measurements of moments of the hadronic mass distribution in semileptonic B decays, Phys. Rev. **D69**, 111103 (2004), hep-ex/0403031. 87
- [38] BABAR, B. Aubert *et al.*, Measurement of Moments of the Hadronic-Mass and -Energy Spectrum in Inclusive Semileptonic $\bar{B} \rightarrow X_c \ell^- \bar{\nu}$ Decays, (2007), 0707.2670. 87
- [39] BELLE, C. Schwanda *et al.*, Moments of the hadronic invariant mass spectrum in $B \rightarrow X_c \ell \nu$ decays at Belle, Phys. Rev. **D75**, 032005 (2007), hep-ex/0611044. 87
- [40] A. Cerri, Communication personnelle. 87
- [41] HFAG, E. Barberio *et al.*, Averages of b-hadron and c-hadron Properties at the End of 2007, arXiv :0808.1297, update ICHEP08 <http://www.slac.stanford.edu/xorg/hfag/>. 87, 89
- [42] CDF, A. Abulencia *et al.*, Measurement of the $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ Oscillation Frequency, Phys. Rev. Lett. **97**, 062003 (2006), hep-ex/0606027. 7, 89
- [43] V. Tiwari, M. Paulini, and B. Wicklund, CDF Simulation Meeting, (20 Nov 2003). 92
- [44] A. Korn, Measurement of B-hadron masses at CDF run II, Ph.D., Massachusetts Institute of Technology (2004). 92
- [45] CDF, D. E. Acosta *et al.*, Measurement of b hadron masses in exclusive J/ψ decays with the CDF detector, Phys. Rev. Lett. **96**, 202001 (2006), hep-ex/0508022. 92

Recherche du boson de Higgs dans le canal $t\bar{t}H(b\bar{b})$

Sommaire

4.1	Introduction	100
4.1.1	Le boson de Higgs du Modèle Standard	100
4.1.2	Signal $t\bar{t}H(b\bar{b})$	103
4.1.3	Bruits de fond	105
4.1.4	Lots Monte-Carlo et sections efficaces	106
4.1.5	Simulation du détecteur ATLAS	107
4.2	Pré-sélection	108
4.2.1	Déclenchement	108
4.2.2	Lepton isolé	108
4.2.3	Jets	108
4.2.4	Résultats de la pré-sélection	110
4.3	Reconstruction et analyse	110
4.3.1	Reconstruction des deux bosons W	110
4.3.2	Reconstruction des deux quarks top	111
4.3.3	Candidats boson de Higgs	112
4.4	Potentiel du canal et discussion	113
4.4.1	Significance statistique	113
4.4.2	Erreurs systématiques estimées	114
4.4.3	Connaissance des bruits de fond	115
4.4.4	Conclusion et perspectives	116
	Publications, conférences et contributions personnelles	118
	Bibliographie	119

Le mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible est au cœur de la problématique de génération des masses. Dans le cadre du Modèle Standard, le mécanisme de Higgs prédit l'existence d'un scalaire dont la recherche directe est l'un des objectifs majeurs du LHC.

Dans ce chapitre, l'étude du canal $t\bar{t}H(H \rightarrow b\bar{b})$ effectuée par Georges Aad, Lorenzo Feligioni, Alexandre Rozanov et moi-même dans le cadre de la ré-évaluation du potentiel de physique d'ATLAS publiée en réf. [1] est décrite. Ce canal est important pour la mise en évidence d'un boson de Higgs de basse masse mais aussi

pour ultérieurement mesurer les couplages de Yukawa aux quarks de la 3^e génération. Dans la mesure où une grande partie de l'étude constitue le travail de thèse de Georges Aad [2], ce qui suit est volontairement succinct, synthétisant les résultats principaux pour le canal et décrivant un peu plus en détails les points sur lesquels j'ai plus particulièrement travaillé. Certaines coupures ont été revisitées par la suite pour uniformiser les différentes analyses présentées en réf. [1] pour ce canal, ce sont celles qu'en général j'ai choisi de mentionner dans ce qui suit.

4.1 Introduction

4.1.1 Le boson de Higgs du Modèle Standard

Les principales caractéristiques du boson de Higgs du Modèle Standard sont rappelées ici. On se reportera à la réf. [3] pour une revue complète.

Le mécanisme de Higgs [4, 5, 6] permet, par l'adjonction d'un doublet de champs scalaires complexes, d'expliquer la masse observée des bosons vecteurs $W^\pm$ et Z^0 . Par le biais des couplages de Yukawa, le mécanisme confère également une masse aux fermions. Après brisure de la symétrie électrofaible il reste un scalaire ($J^{PC} = 0^{++}$), le boson de Higgs, qui est la seule particule non-encore observée du Modèle Standard.

4.1.1.1 Contraintes théoriques sur la masse du boson de Higgs

La masse du boson de Higgs n'est pas prédite par la théorie. Différents arguments théoriques suggèrent toutefois des bornes à cette masse (cf. [3, 7] par ex.). Tout d'abord l'amplitude de diffusion des bosons W longitudinaux $W^+W^- \rightarrow W^+W^-$ diverge¹ avec l'énergie $\sqrt{s}$ si seul le $Z(\gamma)$ est échangé alors que les diagrammes avec un boson de Higgs régularisent l'amplitude à condition que $m_H \lesssim 1 \text{ TeV}/c^2$. En l'absence d'un tel boson de Higgs, il faut une nouvelle physique à cette échelle du TeV pour régulariser l'amplitude. D'autres arguments comme la trivialité et la stabilité du vide supposent que le Modèle Standard est valide jusqu'à un *cut-off* en énergie Λ où intervient la nouvelle physique. Pour une échelle Λ de l'ordre du TeV, les bornes obtenues [3] sont $50 \lesssim m_H \lesssim 800 \text{ GeV}/c^2$, alors que si $\Lambda \sim \Lambda_{GUT}$ l'intervalle est plus restreint : $130 \lesssim m_H \lesssim 180 \text{ GeV}/c^2$.

4.1.1.2 Couplages du boson de Higgs

Le potentiel du champ de Higgs ϕ peut² s'écrire $V(\phi) = \frac{1}{2}\mu^2\phi^2 + \frac{1}{4}\lambda\phi^4$, avec $\mu^2 < 0$, et présente un minimum en $\phi_0^2 \equiv v^2 = -\mu^2/\lambda$. La masse du boson de Higgs est $m_H = \frac{1}{2}\lambda v^2$, proportionnelle à l'auto-couplage λ et donc inconnue comme on l'a vu. Par contre les autres couplages du boson de Higgs sont prédits et proportionnels à la masse des particules impliquées. En particulier pour les couplages aux fermions

¹L'argument suppose que la théorie est encore dans un régime perturbatif.

²Pour simplifier la discussion on considère ici un champ scalaire réel au lieu d'un doublet complexe.

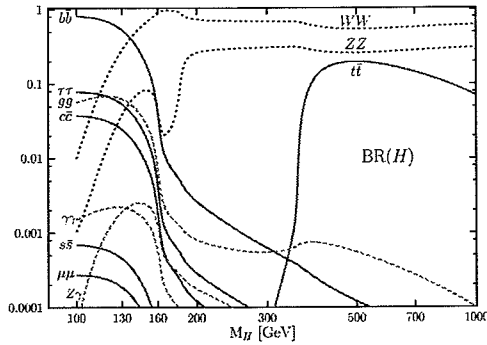


FIG. 4.1 – Rapports d'embranchement du boson de Higgs du Modèle Standard en fonction de sa masse (d'après [3]).

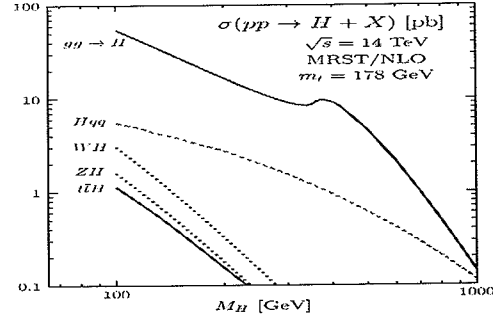


FIG. 4.2 – Section efficace de production du boson de Higgs du Modèle Standard au LHC en fonction de sa masse (d'après [3]).

et bosons de jauge $V = W, Z$, on a au niveau des arbres :

$$g_{Hff} = \frac{m_f}{v} \quad \text{et} \quad g_{HVV} = \frac{2m_V^2}{v}$$

où v est la valeur minimisant ϕ introduite précédemment ($v \equiv 2m_W/g = (\sqrt{2}G_F)^{-1/2} = 246 \text{ GeV}$). À l'ordre des arbres il n'y a pas de couplages Hgg ou $H\gamma\gamma$, ces particules étant sans masse, mais de tels couplages peuvent être induits par des boucles (par ex. respectivement via une boucle de quarks top ou de W) et jouent un rôle important dans la phénoménologie du boson de Higgs.

Ces couplages dictent pour l'essentiel les amplitudes de désintégrations du boson de Higgs pour une masse donnée m_H , même si les contributions d'ordres supérieurs altèrent un peu l'ordonnancement : le boson de Higgs se désintègre plutôt en la paire la plus massive dès le seuil de production atteint. Les rapports d'embranchement du boson de Higgs du Modèle Standard sont représentés en fonction de sa masse sur la Figure 4.1, obtenus avec le programme HDECAY [8] qui inclut les corrections d'ordres supérieurs appropriées. Ainsi pour $m_H \lesssim 130 \text{ GeV}/c^2$, les modes de désintégrations favorisés sont $b\bar{b}$ en premier lieu, puis $\tau^+\tau^-$ et WW^* . Notons que des modes rares comme $H \rightarrow \gamma\gamma$ peuvent présenter une signature expérimentale intéressante. Pour les masses plus élevées, ce sont les désintégrations en $WW^{(*)}$ et $ZZ^{(*)}$ qui priment. Quant à la largeur totale du boson de Higgs du Modèle Standard, elle varie fortement avec m_H : environ 30 MeV à 120 GeV/c^2 , 1 GeV à 200 GeV/c^2 .

4.1.1.3 Production au LHC

La discussion précédente sur le couplage préférentiel du boson de Higgs du Modèle Standard aux particules massives s'applique bien sûr aux diagrammes de production. Ainsi la production par fusion de gluons, qui fait intervenir un triangle de quarks top (principalement), est-elle la plus importante. Le fait que la luminosité partonique gg soit au moins 10 fois plus importante que pour $q\bar{q}$ à l'énergie du

LHC est cependant déterminant. La section efficace a été calculée [9] à l'ordre NNLO (+NNLL) et l'incertitude est d'environ 10% (9% pour l'échelle et 3% pour les PDFs). Le boson de Higgs étant produit seul dans ce mode, il est utile seulement lorsque sa désintégration offre une signature claire : $\gamma\gamma$ ou un mode leptonique via ZZ^* . Les désintégrations $H \rightarrow b\bar{b}$ et $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ sont exclues du fait de l'impossibilité de déclencher l'acquisition et du bruit de fond QCD trop important.

Le second processus par ordre d'importance est la fusion de bosons vecteurs (essentiellement WW) $q\bar{q}H$. Ce processus conduit à une signature particulière avec les deux jets de quarks vers l'avant et peu d'activité centrale hormis les produits de la désintégration du boson de Higgs. Le calcul à l'ordre NLO est relativement précis (incertitude de l'ordre de 5%).

Finalement, les processus de production associée ($q\bar{q}' \rightarrow WH$, $q\bar{q} \rightarrow ZH$, $pp \rightarrow t\bar{t}H$) ont des sections efficaces plus faibles, mais permettent d'accéder à des canaux de désintégrations inaccessibles en production par fusion de gluons. Ces processus ont été calculés à l'ordre NNLO pour VH (précision de 5%) et NLO pour $t\bar{t}H$ (10%).

La section efficace de production au LHC (pour $\sqrt{s} = 14$ TeV) de ces différents processus en fonction de la masse du boson de Higgs est représentée en Figure 4.2, tirée de la réf. [3].

4.1.1.4 État des lieux expérimental

Par le biais des corrections radiatives en $\log(m_H)$ aux observables, les mesures de précision dans le secteur électrofaible combinées aux mesures de la masse du quark top et du boson W fournissent des indications plus précises sur la masse du boson de Higgs du Modèle Standard. L'ajustement [10] présenté en Figure 4.3 indique une masse préférée $m_H = 90^{+36}_{-27}$ GeV/ c^2 (68% C.L.), ou de façon équivalente $m_H < 163$ GeV/ c^2 à 95% de niveau de confiance. Les recherches directes et infructueuses³ au LEP définissent une borne inférieure $m_H > 114.4$ GeV/ c^2 .

La recherche directe du boson de Higgs se poursuit au Tevatron. Les derniers résultats ont été présentés à la conférence de Moriond [12]. La Figure 4.4 [13] montre la limite atteinte sur la section efficace de production du boson de Higgs rapportée à la section efficace de production attendue dans le Modèle Standard, en fonction de la masse m_H . À haute masse où la sensibilité grâce au canal $H \rightarrow WW^*$ (en production directe $gg \rightarrow H$) est la meilleure, le Tevatron exclut à 95% de niveau de confiance la zone de masse $160 < m_H < 170$ GeV/ c^2 . Dans la région à basse masse, la recherche exploite la production associée avec un boson W ou Z et la désintégration $H \rightarrow b\bar{b}$. En combinant les résultats de CDF et D0 dans plusieurs canaux, représentant entre 0.9 et 4.2 fb⁻¹ de données, les expériences du Tevatron mettent une limite sur la section efficace de production de $2.5 \times \sigma_{SM}$ à 95% de niveau de confiance pour $m_H = 115$ GeV/ c^2 , où σ_{SM} est la section efficace multipliée par le rapport d'embranchement $H \rightarrow b\bar{b}$ attendus dans le Modèle Standard. Les limites supérieures observées par chaque expérience dans ce cas sont de 3.6 et 3.7 pour respectivement CDF et D0. Toujours pour $m_H = 115$ GeV/ c^2 et avec les

³ALEPH a cependant vu un excès de quelques candidats à 115 GeV/ c^2 à $\sim 3\sigma$ [11].

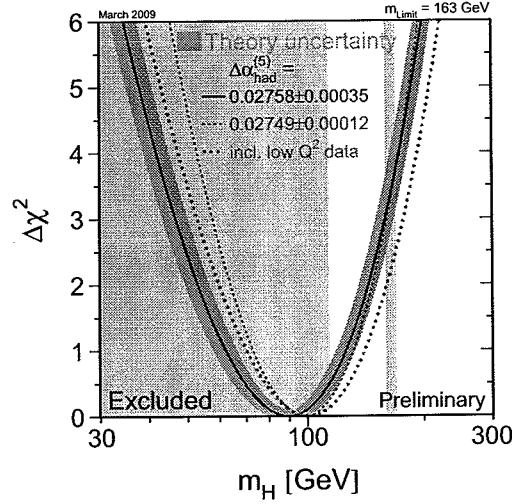


FIG. 4.3 – Variation du χ^2 de l'ajustement des variables électrofaibles mesurées (LEP/SLD) et combinées à m_W (LEP/Tevatron) et m_t (Tevatron) en fonction de m_H dans l'hypothèse Modèle Standard (d'après [10]).

analyses actuelles, les projections [14] indiquent qu'il faudrait 12 fb^{-1} de données par expérience pour exclure un boson de Higgs à 95% de niveau de confiance. Avec des améliorations (non-spécifiées), ce nombre pourrait être ramené à 5 fb^{-1} .

4.1.2 Signal $t\bar{t}H(b\bar{b})$

Nous avons vu qu'un boson de Higgs du Modèle Standard de faible masse semble préféré par les ajustements combinés des mesures dans le secteur électrofaible, et que pour $m_H \lesssim 140 \text{ GeV}/c^2$ la désintégration dominante est $H \rightarrow b\bar{b}$. Il est par conséquent naturel de rechercher au LHC le boson de Higgs dans ce mode de désintégration. La production associée est indispensable dans ce cas, comme mentionné ci-dessus. Malgré une section efficace plus élevée, la production avec un boson vecteur semble moins prometteuse, même si elle est à nouveau considérée [15]. C'est donc le mode $t\bar{t}H(H \rightarrow b\bar{b})$ que nous discuterons par la suite.

Au LHC la production du $t\bar{t}H$ provient essentiellement (90%) de la fusion de gluons, l'un des diagrammes étant indiqué en Figure 4.5 ; le reste provenant d'annihilations quark-antiquark. Pour une masse du boson de Higgs autour de $120 \text{ GeV}/c^2$, qui est l'hypothèse de masse retenue pour la suite, la section efficace de production à l'ordre LO obtenue avec HQQ [16] est d'environ 535 fb. À $115 \text{ GeV}/c^2$ elle est de 600 fb. Les quarks top se désintègrent essentiellement en bW et les états finals peuvent donc être classifiés selon la désintégration des bosons W .

Le canal complètement hadronique représente la majorité (43%) des événements produits mais est difficile à extraire au niveau du déclenchement à cause de la grande

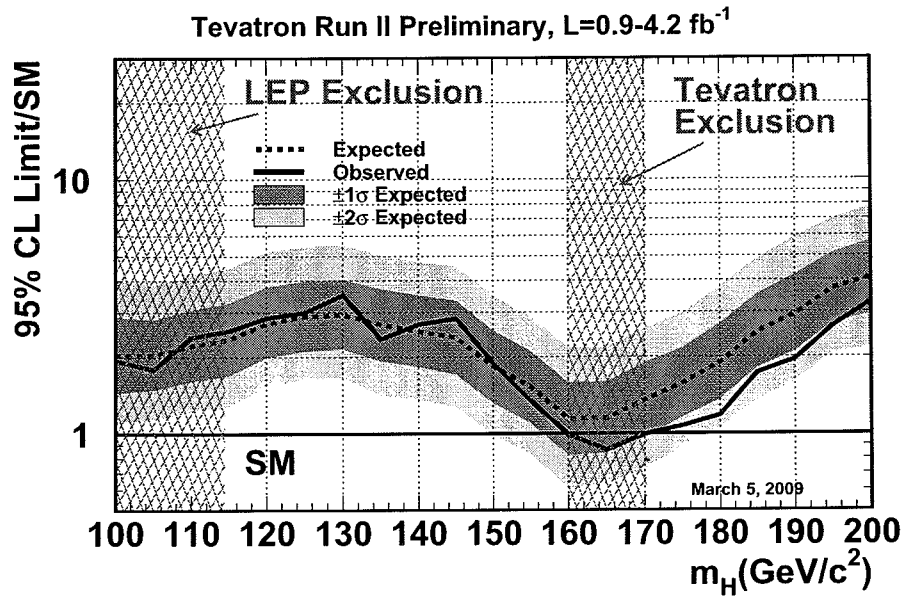


FIG. 4.4 – Limites à 95% de confiance sur le rapport σ/σ_{SM} de la section efficace de production du boson de Higgs mesurée au Tevatron rapportée à la valeur attendue dans le Modèle Standard, en fonction de la masse m_H du boson de Higgs (d'après [13]).

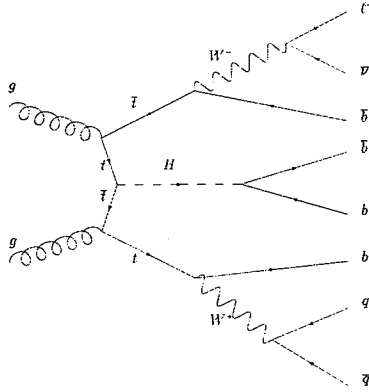


FIG. 4.5 – Un des diagrammes de Feynman pour la production $t\bar{t}H(H \rightarrow b\bar{b})$ dans le canal semi-leptonique.

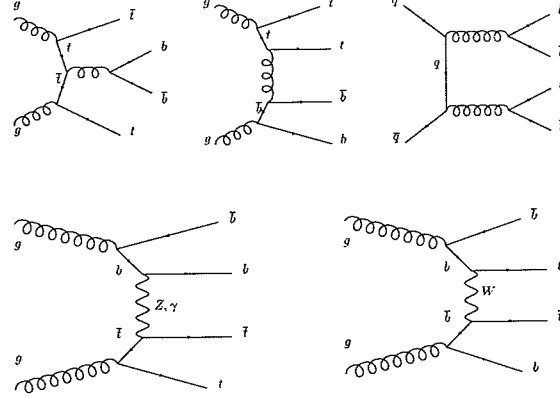


FIG. 4.6 – Certains des diagrammes de Feynman contribuant à la production du bruit de fond $t\bar{t}b\bar{b}$, par des mécanismes QCD (haut) ou électrofaible (bas).

section efficace QCD multi-jets. L'utilisation d'un déclenchement dédié sur les jets b au niveau 2 est envisagée afin de réduire les seuils en p_T sur les jets au premier niveau. Le canal di-leptonique a lui une signature aisée pour le déclenchement grâce aux deux leptons isolés, mais il représente seulement 5% des cas ($\ell = \mu, e$) et la présence des deux neutrinos des W empêche de reconstruire un pic de masse. C'est donc le canal lepton+jets qui est le meilleur compromis entre fréquence d'occurrence (28% pour $\ell = \mu, e$), efficacité et pureté du déclenchement (un lepton isolé de grand p_T) et possibilités de reconstruction cinématique. Seul ce canal est discuté par la suite.

4.1.3 Bruits de fond

L'état final $t\bar{t}H$ semi-leptonique comprend un lepton énergétique et au moins 6 jets. Cette signature n'est pas suffisante pour isoler le signal du fond $W(\ell\nu) +$ jets ni du fond QCD multi-jets où le lepton peut venir des désintégrations de saveurs lourdes ou d'un jet hadronique imitant un électron.

Toutefois, la reconstruction complète du système $t\bar{t}$ en demandant l'identification de deux jets b réduit presque complètement ces contributions (cf. [1]). Les bruits de fond attendus sont donc essentiellement des événements $t\bar{t}$ avec des jets additionnels. La production $t\bar{t}$ est cependant très importante au LHC, avec une section efficace calculée [17] de 960 pb à l'ordre NLO (+NNL) et une incertitude d'environ 9%. Pour réduire la composante $t\bar{t}jj$ où j représente un jet léger, il est en fait indispensable d'exiger que les quatre jets b soient identifiés. Dans ces conditions, les fonds dominants restant sont $t\bar{t}jj$ lorsque les jets légers sont incorrectement identifiés comme jets b , et le fond irréductible $t\bar{t}b\bar{b}$. La contribution $t\bar{t}c\bar{c}$ a été estimée et finalement négligée puisqu'environ 20 fois moindre que la contribution $t\bar{t}b\bar{b}$.

Deux mécanismes contribuent à l'état final $t\bar{t}b\bar{b}$, avec une production totale d'environ 9 pb : la production QCD et la production électrofaible (EW) dont certains diagrammes sont représentés en Figure 4.6. La contribution électrofaible est dix fois plus faible, mais le canal $t\bar{t}Z(Z \rightarrow b\bar{b})$ contamine naturellement la région de signal.

4.1.4 Lots Monte-Carlo et sections efficaces

Si la section efficace pour le signal a été calculée à l'ordre NLO (facteur K d'environ 1.25 [18, 19]), ce n'est pas le cas pour la majorité des bruits de fond. De plus la plupart des générateurs utilisent des éléments de matrice calculés à l'ordre dominant LO. Par conséquent les sections efficaces utilisées pour normaliser les lots Monte-Carlo seront prises à l'ordre LO, pour le signal comme pour le bruit de fond. Une description des générateurs Monte-Carlo utilisés dans ATLAS est disponible en réf. [1], p. 10.

Le signal $t\bar{t}H$ a été généré avec PYTHIA 6.403 [20] avec $m_H = 120 \text{ GeV}/c^2$. La section efficace incluant les rapports d'embranchement du $H \rightarrow b\bar{b}$ et de l'un des deux W en lepton (e ou μ) est indiquée en Table 4.1, avec d'autres informations pertinentes sur ce lot et les lots de bruit de fond.

Les fonds $t\bar{t}b\bar{b}$ QCD et EW ont été générés avec AcerMC 3.4 [21] interfacé avec PYTHIA pour les radiations dans les états initial et final et pour l'hadronisation. Seuls les processus initiés par la fusion de gluons ont été générés, la section efficace étant corrigée pour la production $q\bar{q}$. Les sections efficaces à l'ordre dominant sont respectivement $\sigma(pp \rightarrow t\bar{t}b\bar{b})_{QCD} = 8.18(gg)(+0.52(q\bar{q})) \text{ pb}$ et $\sigma(pp \rightarrow t\bar{t}b\bar{b})_{EW} = 0.90(gg)(+0.04(q\bar{q})) \text{ pb}$.

Le choix d'un générateur pour le fond irréductible $t\bar{t}jj$ est lui plus délicat puisque c'est le processus $t\bar{t}$ qui en général est disponible. Des études préliminaires avec ALP-GEN 2.06 [22] qui contient les éléments de matrice pour la production $t\bar{t}$ +jets avaient révélé quelques problèmes et la validation de la version 2.10 n'a pas pu être terminée à temps pour lancer la production massive dont nous avons besoin. Notre choix s'est alors porté sur MC@NLO 3.1 [23], interfacé avec HERWIG 6.510 [24] pour l'hadronisation (et JIMMY [25] pour l'événement sous-jacent). Un filtre au niveau générateur a été défini pour enrichir le lot en jets additionnels en demandant au moins 6 jets dont 4 dans l'acceptance du trajectographe. MC@NLO génère des événements $t\bar{t}$ à l'ordre NLO. Le premier jet supplémentaire est donc à priori relativement bien décrit. Par contre le second jet additionnel est issu du modèle de gerbe partonique, qui en général produit des jets plus mous. Au début de cette étude, il existait cependant des indications selon lesquelles même pour ce second jet l'accord avec un calcul LO pour $t\bar{t}jj$ (obtenu avec MadGraph [26]) n'était pas mauvais [27].

Il existe un certain niveau de double-comptage entre le lot $t\bar{t}b\bar{b}$ QCD et le lot $t\bar{t}jj$, qui a été traité : les événements avec une paire $b\bar{b}$ additionnelle dans les lots MC@NLO (et donc provenant de la gerbe partonique), soit environ 10% du total, ont été rejetés car la génération par éléments de matrice de $t\bar{t}b\bar{b}$ avec AcerMC est supposée fournir une meilleure description dans la région d'espace de phase qui nous intéresse. Le nombre d'événements rejetés a également été soustrait de la norma-

Lot	$\sigma \times Br$ (fb)	Évts	$\int \mathcal{L} dt$ (fb ⁻¹)	Q^2	PDF
$t\bar{t}H(H \rightarrow b\bar{b})$ (LO)	100	92750	931	$m_t^2 + \max(p_{T_t}^2, p_{T_{\bar{t}}}^2)$	CTEQ6L1
$t\bar{t}b\bar{b}$ QCD (LO)	2371	98350	42	$(m_H/2 + m_t)^2$	CTEQ6L1
$t\bar{t}b\bar{b}$ EW (LO)	255	24750	97	$(m_H/2 + m_t)^2$	CTEQ6L1
$t\bar{t}$ (NLO) + jj	109487	710321	6.5	$m_t^2 + \frac{1}{2}(p_{T_t}^2 + p_{T_{\bar{t}}}^2)$	CTEQ6M
$t\bar{t}$ (NLO) + jj (AF-II)	idem	5641076	52	idem	idem

TAB. 4.1 – Lots Monte-Carlo générés, avec la section efficace fournie par le générateur et incluant tous les rapports d'embranchements, le nombre d'événements générés et la luminosité intégrée équivalente. Les échelles de factorisation et renormalisation ainsi que les jeux de fonctions de densité de probabilité des partons dans le proton sont indiqués. Partout $m_H = 120 \text{ GeV}/c^2$ et $m_t = 175 \text{ GeV}/c^2$. Le lot AF-II correspond à la simulation rapide ATLFast-II.

lisation. Cette correction pour le double-comptage est un peu sommaire et il est clair qu'une procédure d'appariement entre partons et jets finaux du type CKKW ou MLM [28] serait préférable.

4.1.5 Simulation du détecteur ATLAS

Le signal et les bruits de fond ont ensuite été simulés avec la simulation complète du détecteur ATLAS. L'étude est réalisée pour 30 fb^{-1} de données recueillies avec une luminosité d'environ $\mathcal{L} = 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. À cette luminosité et dans une configuration de la machine avec un espacement moyen entre paquets de 75 ns, en moyenne environ 6 événements additionnels de biais minimum sont attendus mais n'ont pas été simulés.

La signature expérimentale de ce canal est basée sur une grande variété d'objets (lepton, jets, $\cancel{E}_T$) mesurés par l'ensemble des sous-détecteurs d'ATLAS. Ils sont décrits en détails en réf. [29], et leurs performances attendues en réf. [29, 1]. Un résumé des caractéristiques importantes et des performances attendues du détecteur interne, critique pour identifier les quatre jets b , est disponible dans le prochain chapitre.

Pour obtenir une statistique suffisante, un lot additionnel de $t\bar{t}jj$ a également été produit avec une simulation plus rapide, ATLFast-II : le détecteur interne est traité par la simulation complète basée sur GEANT4 [30] alors que la simulation dans les calorimètres [31] et les chambres à muons [32] est paramétrée⁴. La validation de cette simulation n'était pas terminée pour l'analyse présentée en réf. [1] : ce lot est utilisé dans la suite seulement comme contrôle et, après vérifications, pour la distribution de masse finale des candidats.

⁴Il s'agissait d'une version préliminaire d'ATLFast-II, la version actuelle utilise la simulation complète des chambres à muons.

4.2 Pré-sélection

Avant la reconstruction de la topologie de l'événement, une pré-sélection est définie pour filtrer les événements qui passent les conditions de déclenchement, ont un lepton (e ou μ) isolé identifié, et au moins six jets dont quatre étiquetés comme jets b .

4.2.1 Déclenchement

Le déclenchement est basé sur la présence d'un électron ou d'un muon isolé. Les trois niveaux de déclenchement sont simulés avec les granularités, résolutions et efficacités appropriées. Les menus et performances attendues du système de déclenchement d'ATLAS sont décrits en réfs. [1, 29]. Pour les électrons, un OU logique des signatures `e25i` (électron isolé de $p_T > 25$ GeV/ c) et `e60` (électron sans critère d'isolation avec $p_T > 60$ GeV/ c) est utilisé. Pour les muons la signature `mu20` (muon sans critère d'isolation avec $p_T > 20$ GeV/ c) est demandée.

4.2.2 Lepton isolé

Un et un seul lepton isolé doit ensuite vérifier les coupures d'identification *of-fine*. Le candidat électron, par construction dans l'acceptance du trajectographe ($|\eta| < 2.5$), doit avoir $p_T > 25$ GeV/ c et doit vérifier différents critères (coupures calorimétriques de la sélection *medium*, réf. [1], p.75) liés à la forme de la gerbe électromagnétique et à son confinement dans le calorimètre EM. De plus il doit être isolé. L'efficacité dans le signal est d'environ 79%. Les candidats muons sont reconstruits à la fois dans le détecteur interne et dans le spectromètre à muons. Ils doivent vérifier $p_T > 20$ GeV/ c et $|\eta| < 2.5$. Pour réduire la contamination venant des désintégrations de saveurs lourdes, des coupures sur le paramètre d'impact de la trace et sur son isolation sont appliquées. L'efficacité pour des muons du W dans le signal est d'environ 88%.

4.2.3 Jets

Les jets sont reconstruits par un algorithme de cône de taille $\Delta R = 0.4$ dont l'implémentation et les performances sont décrites en réf. [1], p. 262. Les candidats proches d'un électron identifié ($\Delta R < 0.2$) et vérifiant $p_T(e)/p_T(j) > 0.75$ sont éliminés. Au moins 6 jets vérifiant $p_T > 20$ GeV/ c et $|\eta| < 5$ sont alors requis.

Dans la mesure où un hadron B produit dans 20% des cas un muon et que le signal consiste en 4 jets b , il est pertinent de corriger l'énergie des jets par celle d'éventuels muons mous. Les candidats muons dans le jet ($\Delta R < 0.4$) doivent vérifier des critères de qualité et une légère "anti-isolation". Pour les jets b contenant vraiment une désintégration semi-leptonique de hadron B , la correction est importante, la différence $p_T^{parton} - p_T^{jet}$ étant distribuée selon $(\mu_{\Delta p}, \sigma_{\Delta p}) = (26.0 \pm 2.6, 18.2 \pm 1.1)$ GeV/ c avant correction et $(7.6 \pm 0.2, 11.8 \pm 0.2)$ GeV/ c après correction. La Figure 4.7 montre l'effet de la procédure d'ajout des muons aux jets sur la masse invariante des

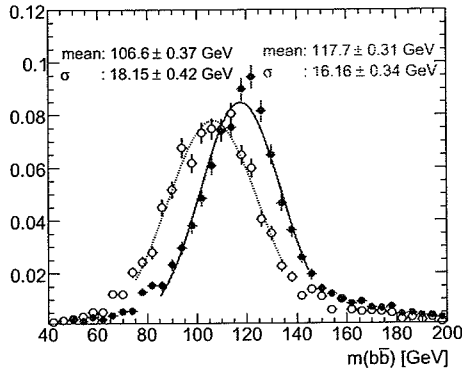


FIG. 4.7 – Effet (symboles pleins rouges) de l'ajout de muon mou aux jets b sur la masse invariante des jets b issus de $H \rightarrow b\bar{b}$, avec ≥ 1 jets contenant un muon mou.

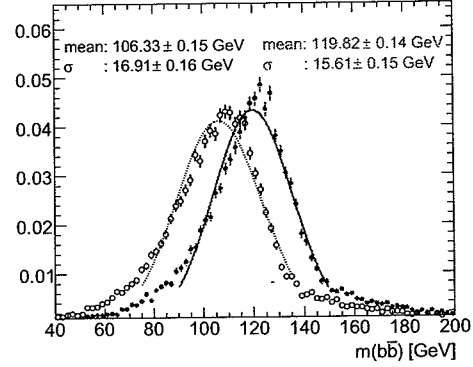


FIG. 4.8 – Effet (symboles pleins rouges) de la calibration résiduelle (neutrinos, contributions hors-cône) des jets sur la masse invariante de tous les jets b vraiment issus de la désintégration $H \rightarrow b\bar{b}$.

deux jets b provenant vraiment de la désintégration du boson de Higgs, lorsqu'au moins l'un des jets contient un muon mou. Sur l'ensemble des jets b , l'impact de la correction est bien sûr dilué, avec une amélioration relative de 5% sur $\mu_{\Delta p}$ et de 2% sur $\sigma_{\Delta p}$.

Les jets sont ensuite étiquetés pour identifier ceux issus de la désintégration de hadrons beaux. Cette procédure de *b-tagging* ainsi que ses performances attendues sont décrites en détails dans le chapitre suivant. L'algorithme d'étiquetage choisi pour cette étude, IP3D+SV1, combine la mesure des paramètres d'impact des traces du jet et la reconstruction explicite d'un vertex secondaire. Le poids w_{SV1}^{IP3D+} de l'étiqueteur a été modifié pour les jets légers afin de dégrader de façon pessimiste le facteur de rejet de ces jets de 30%, sur la base d'études préliminaires de l'impact des désalignements résiduels dans le trajectrographe (cf. chapitre suivant). Pour cette étape de pré-sélection, au moins quatre jets doivent vérifier $|\eta| < 2.5$ et $w_{SV1}^{IP3D+} > 5.5$. Ce point de fonctionnement de l'étiquetage correspond à l'efficacité sur les jets b du signal et aux facteurs de rejet intégrés des jets légers et c du fond $t\bar{t}jj$ suivants : $\varepsilon_b = 65\%$, $R_u = 1/\varepsilon_u = 70$ et $R_c = 1/\varepsilon_c = 6$.

Finalement, les jets subissent une correction en énergie pour des effets résiduels : présence de neutrinos dans les jets b , contributions hors-cône, etc. La correction consiste à modifier le quadri-vecteur impulsion du jet : $p \leftarrow \alpha(p_T) \times p$. Deux paramétrisations $\alpha(p_T)$ sont définies, selon la saveur du jet (b ou léger) et pour trois gammes d'impulsion transverse p_T du jet avec des polynômes de différents ordres en p_T . Cette correction a été déterminée pour la simulation rapide ATLFAST [32]. Bien qu'un peu anciennes, ces paramétrisations sont toujours pertinentes : après toutes les corrections, la différence $p_T^{parton} - p_T^{jet}$ pour les jets b est distribuée selon

Coupures	$t\bar{t}H$	$t\bar{t}b\bar{b}$ QCD	$t\bar{t}b\bar{b}$ EW	$t\bar{t}jj$
e ou μ	1708 ± 7	40688 ± 172	4249 ± 36	1911300 ± 2973
$+ \geq 6$ jets	1085 ± 6	19974 ± 120	2300 ± 27	786413 ± 1907
dont ≥ 4 jets b	113 ± 2	889 ± 25	127 ± 6	1521 ± 84

TAB. 4.2 – Résultats de la pré-sélection en termes de nombres d'événements pour 30 fb^{-1} pour le signal et les bruits de fond. Les erreurs binômiales dues à la taille finie des lots sont indiquées.

$(\mu_{\Delta p}, \sigma_{\Delta p}) = (-0.5 \pm 0.04, 10.0 \pm 0.04) \text{ GeV}$. L'effet sur la masse invariante des deux jets b issus de la désintégration $H \rightarrow b\bar{b}$ est illustré en Figure 4.8.

4.2.4 Résultats de la pré-sélection

Le résultat de la pré-sélection sur le lepton de déclenchement, sa confirmation *offline* et sur les jets est indiqué en Table 4.2 pour le signal et les bruits de fond, pour une luminosité intégrée de 30 fb^{-1} . Le lot de contrôle $t\bar{t}jj$ AF-II, après normalisation sur le lot $t\bar{t}jj$ normal après la coupure sur le lepton⁵ est en bon accord et conduit à 1527 ± 27 événements passant la pré-sélection.

4.3 Reconstruction et analyse

L'analyse est basée sur la reconstruction complète du système top-antitop afin d'éliminer tous les objets y participant. Les deux jets b restants doivent alors correspondre au candidat pour le boson de Higgs.

4.3.1 Reconstruction des deux bosons W

La reconstruction complète du système $t\bar{t}$ débute par celle des deux bosons W : celui ayant donné le lepton de déclenchement accompagné d'un neutrino, et celui se désintégrant hadroniquement en deux jets.

Dans le premier cas, l'impulsion transverse du neutrino est assimilée à l'énergie transverse manquante $\cancel{E}_T$ de l'événement, et son impulsion longitudinale $p_{z\nu}$ est obtenue en utilisant la contrainte de la masse du boson W : $m_W^2 = 2(E_\ell E_\nu - \vec{p}_\ell \vec{p}_\nu)$. Ceci conduit à une équation quadratique en $p_{z\nu}$, l'une des deux solutions étant choisie ultérieurement dans l'analyse. La résolution en $p_{z\nu}$ est d'environ $21 \text{ GeV}/c$. Cependant, du fait de la résolution limitée en $\cancel{E}_T$, il n'y a pas de solution réelle dans 28% des cas. Dans ce cas le discriminant Δ est choisi nul et seules les événements ayant une masse reconstruite du W inférieure à $140 \text{ GeV}/c^2$ sont conservés. La résolution sur $p_{z\nu}$ est alors d'environ $38 \text{ GeV}/c$.

La reconstruction du W hadronique utilise toutes les paires de jets possibles en excluant les quatre jets ayant les poids de b -tagging w_{SV1}^{IP3D+} les plus grands. Seules les combinaisons vérifiant $m_{jj} = m_W \pm 25 \text{ GeV}/c^2$ sont retenues mais le nombre

⁵La simulation du déclenchement n'était pas disponible dans le lot AF-II

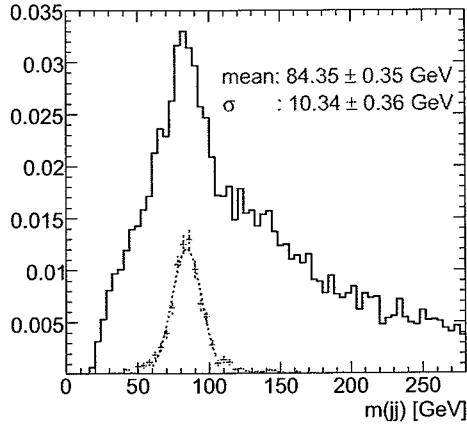


FIG. 4.9 – Masse invariante reconstruite pour les candidats W hadroniques. Les combinaisons correctes sont indiquées en trait rouge pointillé.

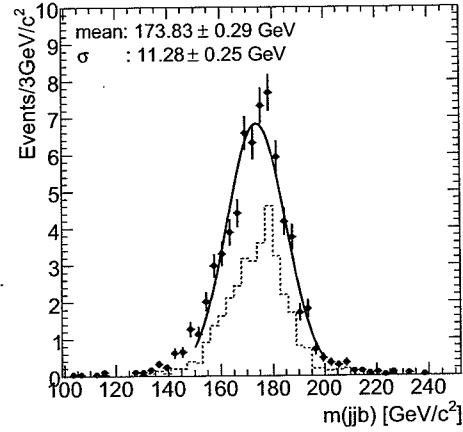


FIG. 4.10 – Masse invariante reconstruite des candidats top hadroniques choisis par le maximum de vraisemblance, pour 30 fb^{-1} .

de paires reste élevé : en moyenne 2 par événement, plus de 2 dans 25% des cas. Dès qu'un jet est utilisé pour former le W hadronique, il est recalibré en énergie comme un jet léger. La distribution de la masse invariante ainsi reconstruite est visible en Figure 4.9 pour toutes les combinaisons sélectionnées et pour les bonnes combinaisons.

4.3.2 Reconstruction des deux quarks top

Trois techniques sont utilisées pour reconstruire les deux quarks top de l'événement, c'est-à-dire choisir quels jets b doivent être associés respectivement au W leptonique et au W hadronique.

La première méthode est une méthode de moindres écarts. Pour chaque événement, le choix des deux jets b et des combinaisons pour les W hadronique et leptonique (contraintes toutes les deux à m_W) qui minimisent :

$$\chi^2 = \left(\frac{m_{jjb} - m_t}{\sigma_{m_{jjb}}} \right)^2 + \left(\frac{m_{\ell\nu b} - m_t}{\sigma_{m_{\ell\nu b}}} \right)^2 \quad (4.1)$$

est retenu. Ici $m_t = 175 \text{ GeV}/c^2$, alors que $\sigma_{m_{jjb}}$ et $\sigma_{m_{\ell\nu b}}$ sont les résolutions en masse estimées dans le lot simulé de signal (13 et $19 \text{ GeV}/c^2$ respectivement). Seules les combinaisons avec les masses de top reconstruites à moins de $25 \text{ GeV}/c^2$ de m_t sont testées.

Une autre méthode utilise une technique de maximum de vraisemblance $\mathcal{L}_{tt}$ pour l'appariement. Six variables liées au système $t\bar{t}$ sont exploitées : les masses reconstruites m_{jj} , m_{jjb} et $m_{\ell\nu b}$; l'angle entre les deux jets jj du W hadronique;

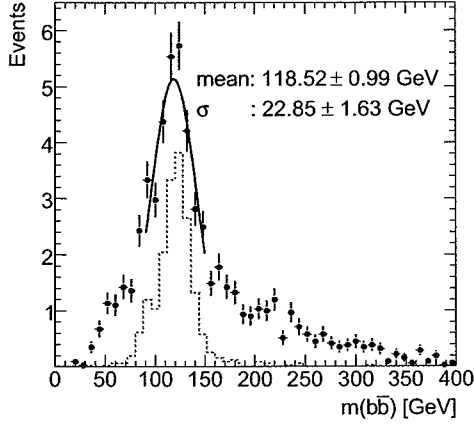


FIG. 4.11 – Masse invariante reconstruite des candidats boson de Higgs obtenus par la méthode de χ^2 avec 30 fb^{-1} dans le lot de signal. Les combinaisons correctes sont indiquées en trait rouge pointillé.

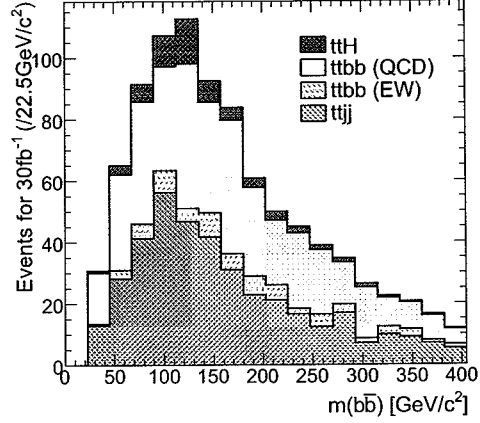


FIG. 4.12 – Masse invariante reconstruite des candidats boson de Higgs obtenus par la méthode de χ^2 avec 30 fb^{-1} pour le signal et l'ensemble des bruits de fonds considérés (courbes empilées).

pour le top hadronique la distance ΔR entre le W et le jet b ; et pour le top leptonique la distance ΔR entre le lepton et le jet b . Des patrons sont définis dans le lot de signal, pour deux hypothèses : le bon appariement (basé sur l'association des objets reconstruits aux partons) et l'ensemble des mauvaises combinaisons. La combinaison maximisant $\mathcal{L}_{tt}$ (et vérifiant $\mathcal{L}_{tt} > 0.9$) est choisie. La distribution de la masse invariante reconstruite du top hadronique ainsi obtenue est illustrée en Figure 4.10.

Une troisième méthode a été utilisée dans le contexte de l'analyse CSC (réf. [1], p.1347) mais n'est pas discutée ici : un ajustement des quadri-impulsions des jets, leptons et E_T contraint par la masse du W et du quark top.

4.3.3 Candidats boson de Higgs

Les deux jets b restants sont alors combinés pour former la masse invariante reconstruite des candidats boson de Higgs. Cette dernière est représentée en Figure 4.11 dans le lot de signal seulement lorsque la sélection des jets par la méthode de moindres écarts est utilisée. Si la distribution pour les bonnes combinaisons est relativement étroite ($15 \text{ GeV}/c^2$), il apparaît aussi clairement que les mauvaises combinaisons rendent la distribution beaucoup plus large. La Figure 4.12 montre la même distribution lorsque l'on considère également les bruits de fond, et révèle pleinement la difficulté d'extraire un signal, les fonds étant encore importants et ayant la même forme que la distribution de signal.

Les nombres d'événements retenus par les deux premières méthodes d'association

Coupages	$t\bar{t}H$	$t\bar{t}b\bar{b}$ QCD	$t\bar{t}b\bar{b}$ EW	$t\bar{t}jj$	$(t\bar{t}jj \text{ AF-II})$
Sélection par χ^2					
sélection $W_{had} + W_{lep}$	75 ± 2	547 ± 20	86 ± 5	675 ± 56	716 ± 18
+ sélection $t\bar{t}, H$	61 ± 1	440 ± 18	67 ± 5	430 ± 45	507 ± 16
+ fenêtre de masse	30 ± 1	109 ± 9	16 ± 2	148 ± 26	155 ± 9
Sélection par $\mathcal{L}_{tt}$					
sélection W_{lep}	109 ± 2	857 ± 25	123 ± 6	1452 ± 82	1454 ± 27
+ $\mathcal{L}_{tt} > 0.9$	70 ± 2	489 ± 19	77 ± 5	560 ± 51	573 ± 17
+ fenêtre de masse	37 ± 1	140 ± 10	20 ± 3	194 ± 30	163 ± 9

TAB. 4.3 – Résultats de la sélection en termes de nombres d'événements pour 30 fb^{-1} pour le signal et les bruits de fond et pour les deux méthodes (cf. texte). La fenêtre de masse $120 \pm 30 \text{ GeV}/c^2$ est utilisée seulement pour estimer la signification statistique du canal. La dernière colonne correspond au lot ATLFast-II, pour comparaison.

des jets sont indiqués en Table 4.3.

Les différentes méthodes ont des performances légèrement différentes en termes d'efficacité sur le signal et de pureté d'association pour les différents éléments (W , jets b des deux tops, jets b du boson de Higgs). Sur une gamme très large d'efficacité dans le signal, la méthode de maximum de vraisemblance offre la meilleure pureté pour le choix des deux jets b correspondant au boson de Higgs, comme le montre la Figure 4.13. Au point de fonctionnement choisi ($\mathcal{L}_{tt} > 0.9$, soit $\varepsilon_{t\bar{t}H} = 2.3\%$), la pureté pour la combinaison $b\bar{b}$ formant le boson de Higgs est de 34%. La pureté pour le jet b associé au W leptonique (hadronique) est de 57% (50%). Seulement 27% des événements ont les quatre jets b attribués correctement.

4.4 Potentiel du canal et discussion

4.4.1 Signification statistique

Le rapport signal sur bruit S/B et l'estimateur de signification statistique $S/\sqrt{B}$ obtenus (avant considération des systématiques) avec la méthode de maximum de vraisemblance sont indiqués en Figure 4.14 en fonction de la coupure sur $\mathcal{L}_{tt}$ (i.e. du nombre d'événements de signal restants). Le point de fonctionnement choisi (ligne bleue, $\mathcal{L}_{tt} > 0.9$) s'il est proche du maximum en $S/\sqrt{B}$ n'est pas nécessairement optimal puisque les incertitudes systématiques n'ont pas été considérées jusqu'ici. Notons que le traitement des muons dans les jets et leur calibration finale (cf. section 4.2.3) ont amélioré de 15% la signification.

Les distributions en masse invariante du signal et des bruits de fond (Figure 4.12) sont très similaires ce qui rend l'extraction du signal très difficile. Des idées de stratégies pour améliorer grâce aux données la connaissance des bruits de fond, et en particulier de leur forme, sont mentionnées en section 4.4.3. Ces études doivent être approfondies, et donc pour le moment la recherche s'apparente à une expérience de

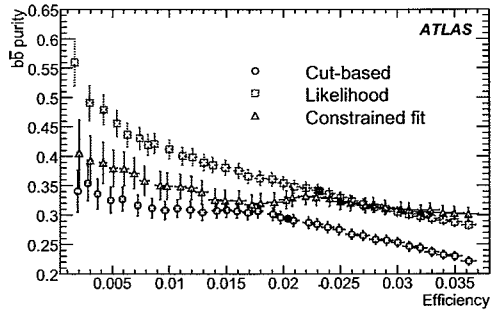


FIG. 4.13 – Pureté des combinaisons $H \leftarrow b\bar{b}$ (avant la coupure en fenêtre de masse) en fonction de l'efficacité dans le signal, pour les trois méthodes de sélection des jets (d'après [1]).

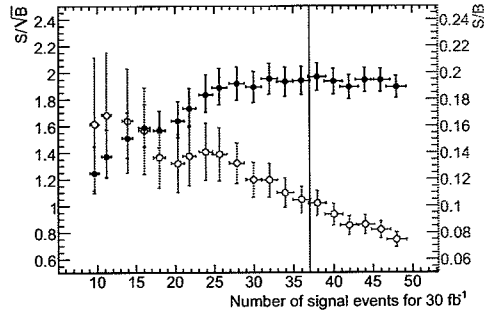


FIG. 4.14 – Rapport $S/\sqrt{B}$ (symboles pleins) et S/B (symboles ouverts) avant inclusion des systématiques en fonction du nombre d'événements de signal conservés en variant $\mathcal{L}_{tt}^{cut}$, pour 30 fb^{-1} .

comptage, limitée fortement par les erreurs systématiques sur les nombres d'événements attendus.

4.4.2 Erreurs systématiques estimées

Les erreurs systématiques "usuelles" (c.-à-d. hors incertitude sur les fonds propres à ce canal) ont été estimées en utilisant les prescriptions documentées en réf. [1], p. 9. Essentiellement la résolution et l'échelle d'énergie/impulsion ont été variées pour les leptons et les jets, ainsi que l'efficacité d'identification pour les leptons. L'incertitude supposée sur l'échelle d'énergie des jets est $\sigma_E/E = \pm 5\%$ pour $|\eta| < 3.2$, $\pm 10\%$ au-delà. Une contribution importante vient de l'identification des jets b : une incertitude relative de 5% sur l'efficacité pour les jets b et de 10% sur l'efficacité pour les jets c et légers a été utilisée. Au total, une incertitude d'environ 20% (25%) sur l'efficacité de sélection pour le signal (bruits de fond) est attendue, dominée par les jets (efficacité d'étiquetage des jets b environ 60% et échelle d'énergie des jets 40%). En supposant une distribution gaussienne des systématiques, l'erreur systématique ΔB a été ajoutée quadratiquement à la signification : $\sigma = S/\sqrt{B + (\Delta B)^2}$. La signification totale est d'environ 0.5 pour 30 fb^{-1} , confirmant que ce canal n'est pas exploitable sans un travail poussé sur la mesure du fond dans les données et une réduction notable des erreurs systématiques. Cette signification est représentée en Figure 4.15 pour les trois analyses (ΔB fixés indiqués par les points de couleur) mais aussi pour d'autres valeurs de ΔB . En effet, il devrait être possible de mieux contrôler les systématiques avec les copieux lots de contrôle qu'offriront les données, et les hypothèses retenues pour l'analyse sont assez prudentes. Par exemple les études sur l'étiquetage des jets b (cf. chapitre suivant) indiquent que 100 pb^{-1} suffiraient pour mesurer dans des événements $t\bar{t}$ di-leptoniques l'efficacité intégrée d'étiquetage des jets b avec une précision relative de $\pm 4(\text{stat.}) \pm 3(\text{syst.}) \%$,

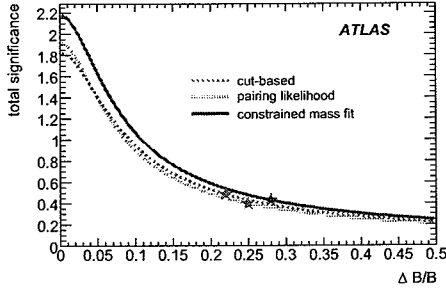


FIG. 4.15 – Significance totale pour le canal $t\bar{t}H(H \rightarrow b\bar{b})$ semi-leptonique avec 30 fb^{-1} en fonction de l'erreur systématique totale ΔB et pour les trois méthodes d'analyse (d'après [1]).

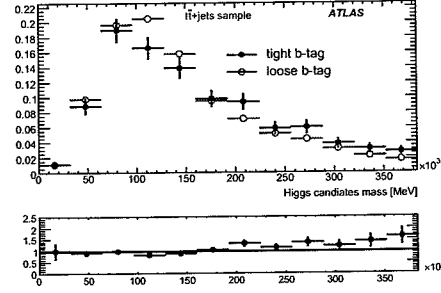


FIG. 4.16 – Spectres en $m_{b\bar{b}}$ des candidats boson de Higgs dans le lot $t\bar{t}jj$ pour deux points de fonctionnement (cf. texte) du b -tagging et leur rapport (d'après [1]).

ce qui permet d'envisager une erreur relative de 3% ou mieux avec 30 fb^{-1} .

4.4.3 Connaissance des bruits de fond

Les sections efficaces des bruits de fond sont assez mal connues théoriquement mais des progrès notables ont été accomplis récemment. Les incertitudes associées au calcul NLO+NLL [33] pour le fond $t\bar{t}$ sont d'environ 12%. Le calcul récent [34] de $t\bar{t}+1j$ à l'ordre NLO indique un facteur K modéré mais très variable selon l'impulsion et la rapidité du quark top : K vaut par exemple 1.3 à bas p_T et 0.5 à $\approx 450 \text{ GeV}/c$. La dépendance en échelle est inférieure à 12%. La section efficace pour le bruit de fond $t\bar{t}b\bar{b}$ est essentiellement connue à l'ordre dominant LO et souffre d'une dépendance importante en échelles d'environ $\pm 50\%$. La production $q\bar{q}$ pour le fond $t\bar{t}b\bar{b}$ a toutefois été calculée en 2008 à l'ordre NLO en réf. [35]. Le rapport des sections efficaces intégrées NLO sur LO est de 1.03, et les incertitudes d'échelles sont fortement réduites à environ 17%. Le calcul NLO pour la production dominante par fusion de gluons est en cours.

La mesure directe de ces sections efficaces au LHC devrait en améliorer la connaissance. Ainsi l'erreur relative attendue (réf. [1], p. 925) sur la section efficace $t\bar{t}$ avec seulement 100 pb^{-1} est déjà de 8%. Il devrait également être possible de mesurer le bruit $t\bar{t}$ +jets dans les données, par exemple en sélectionnant un lot de top pur sans l'aide de l'étiquetage des jets b (cf. [1], p. 869) et en paramétrant la fraction de jets légers étiquetés comme b afin d'obtenir le nombre d'événements de bruit attendu. La technique de comptage des *tags* utilisée pour la mesure de ε_b dans les événements $t\bar{t}$ (cf. [1], p. 507) pourrait aussi éventuellement être généralisée.

L'autre ingrédient important est l'extraction des données de la forme de la masse invariante $b\bar{b}$ pour le bruit de fond. Des études détaillées sont nécessaires mais une approche [1] pourrait consister à mesurer la forme du fond $t\bar{t}$ +jets dans un lot

appauvri en signal en relâchant les coupures sur le b -tagging. Par exemple, pour une coupure $w_{SV1}^{IP3D+} > 3$ (au lieu de 5.5) la contribution du signal est diluée et inférieure à 3%. La variation de la coupure change la composition relative $t\bar{t}b\bar{b}/t\bar{t}jj$ du fond qui passe de 0.11 à 0.30. Par contre la forme de la distribution $m_{b\bar{b}}$ pour chacun des lots change peu, comme illustré en Figure 4.16 pour le lot $t\bar{t}jj$ et la coupure usuelle à 5.5 (*tight*) ou une coupure très lâche à 0 (*loose*) pour laquelle le signal est négligeable ($< 1\%$). En connaissant la variation des efficacités d'étiquetage entre les deux points de fonctionnement, il doit être possible de prédire la forme et la normalisation au point de fonctionnement utilisé pour l'analyse.

4.4.4 Conclusion et perspectives

Les études résumées ci-dessus et détaillées en réfs. [1, 2] représentent la série la plus récente de travaux consacrés à l'observabilité du canal $t\bar{t}H(H \rightarrow b\bar{b})$ dans ATLAS. Depuis que ce canal a été proposé [36], les différentes études [37, 38, 39, 40, 41, 42, 43] ont été de plus en plus réalistes, en particulier au niveau des générateurs Monte-Carlo et de la simulation des performances d'ATLAS (y compris le déclenchement). Aujourd'hui ce canal s'avère moins prometteur, avec une signification purement statistique d'environ 2 pour 30 fb^{-1} et $m_H = 120 \text{ GeV}/c^2$. Sans une détermination précise de la forme et de la section efficace du bruit de fond, une expérience de comptage conduit à une signification de 1 en supposant une maîtrise des erreurs systématiques à 10%. Ce résultat est qualitativement en accord avec la ré-évaluation du potentiel du canal effectuée en 2006 par CMS [44], qui obtient les mêmes valeurs mais pour 60 fb^{-1} et $m_H = 115 \text{ GeV}/c^2$.

Pour $m_H = 120 \text{ GeV}/c^2$ et 30 fb^{-1} , les canaux $H \rightarrow \gamma\gamma$ (production directe) et $H \rightarrow \tau\tau$ (production par fusion de bosons vecteurs) sont plus intéressants, avec une signification statistique de 4.6 et 4.9 respectivement [1]. Néanmoins, et en l'absence d'améliorations notables, le canal $t\bar{t}H(H \rightarrow b\bar{b})$ reste intéressant en particulier pour la mesure des couplages $Ht\bar{t}$ et $Hb\bar{b}$ avec plus de données.

Les problèmes principaux de ce canal et quelques perspectives d'améliorations sont maintenant abordés brièvement. La première difficulté est liée au signal lui-même : l'état final est complexe avec au moins 6 jets ce qui génère une combinatoire importante et induit une pureté médiocre. Or celle-ci est essentielle pour espérer extraire le signal du bruit de fond. La Figure 4.9 montre que dès le début de la reconstruction, à savoir lors de la reconstruction du W hadronique, le nombre de mauvaises combinaisons est très important. Dans 40% des cas, un des jets utilisés pour le W vient en fait de radiations. L'expérience acquise avec les données dans les événements $t\bar{t}$ sera utile à cet égard, ainsi que pour comprendre et améliorer la résolution en énergie des jets. Si seules les bonnes combinaisons pour le W sont utilisées, la pureté des candidats boson de Higgs augmente d'environ 50%. Le nombre également élevé de jets b est aussi critique : dans 35% des événements, le jet b utilisé pour reconstruire le top hadronique aurait dû être utilisé pour le boson de Higgs. Les améliorations de l'étiquetage des jets b permettant d'augmenter l'efficacité pour le signal ($\propto \varepsilon_b^4$) tout en maintenant ou réduisant le fond $t\bar{t}jj$ sont importantes.

Parmi celles-ci (discutées au chapitre suivant) notons : l'utilisation d'un étiqueteur plus performant du type JetFitter (qui peut également mieux séparer b/c), la combinaison avec les muons mous (il y en a en moyenne un par événement de signal), l'utilisation de points de fonctionnement différents pour exploiter les légères différences cinématiques des jets b des quarks top et du boson de Higgs (et du bruit $t\bar{t}b\bar{b}$ aussi). L'importance cruciale de mesurer les bruits de fond dans les données, mais aussi d'y contrôler les performances de l'étiquetage des jets b a déjà été mentionnée.

Ces études complémentaires sont nécessaires pour éventuellement améliorer le potentiel de ce canal et pour étudier les possibilités de mesure des couplages de Yukawa aux quarks de la 3^e génération grâce à ce canal, avec plus de statistiques et donc vraisemblablement des luminosités plus élevées.

Publications, conférences et contributions personnelles

Publications avec comité de lecture

Conférences et actes de conférence

Autres publications et notes

- G. Aad *et al.*, ATLAS collaboration, Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector, Trigger and Physics, "Search for $t\bar{t}H(H \rightarrow b\bar{b})$ " p. 1333, arXiv :0901.0512 (2009),
- G. Aad, L. Feligioni, A. Rozanov, L. Vacavant, Baseline analysis for the observability study of the $t\bar{t}H(H \rightarrow b\bar{b})$ process in the lepton+jets channel, ATL-COM-PHYS-2007-091 (2007)

Contributions personnelles principales

En 2005 j'ai poursuivi les études qui avaient été menées au CPPM sur ce canal (thèses de J. Lévêque [42] et de S. Corréard [43] en particulier, dirigées par A. Rozanov avec J.B. de Vivie). Le groupe s'est étoffé avec l'arrivée en 2006 de G. Aad (doctorant) et de L. Feligioni (post-doctorant). Les résultats présentés correspondent au travail mené par ce groupe, avec également des contributions substantielles de J.B. de Vivie, ainsi que l'aide de K. Bernardet pour la production des lots. À titre indicatif mes contributions personnelles les plus importantes ont porté sur les points suivants : définition et validation des lots Monte-Carlo, analyse par coupures (χ^2) sur AOD, corrections des jets (muons mous, calibration), étude du fond $t\bar{t}c\bar{c}$, étiquetage des jets b , coordination de notre groupe d'analyse et encadrement.

Bibliographie

- [1] ATLAS, G. Aad *et al.*, Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector, Trigger and Physics, (2009), 0901.0512. 8, 34, 36, 39, 99, 100, 105, 106, 107, 108, 112, 114, 115, 116, 131, 132, 135, 136, 140, 142, 147, 151
- [2] G. Aad, Mise en service du détecteur à pixels d'ATLAS et recherche du boson de Higgs dans le canal $t\bar{t}H(H \rightarrow b\bar{b})$ au LHC, Ph.D. thesis, Univ. Méditerranée Aix-Marseille II (2009), à paraître. 100, 116
- [3] A. Djouadi, The Anatomy of electro-weak symmetry breaking. I : The Higgs boson in the standard model, Phys. Rept. **457**, 1 (2008), hep-ph/0503172. 100, 101, 102
- [4] P. W. Higgs, Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons, Phys. Rev. Lett. **13**, 508 (1964). 5, 100
- [5] F. Englert and R. Brout, Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons, Phys. Rev. Lett. **13**, 321 (1964). 5, 100
- [6] G. S. Guralnik, C. R. Hagen, and T. W. B. Kibble, Global Conservation Laws and Massless Particles, Phys. Rev. Lett. **13**, 585 (1964). 5, 100
- [7] C. F. Kolda and H. Murayama, The Higgs mass and new physics scales in the minimal standard model, JHEP **07**, 035 (2000), hep-ph/0003170. 100
- [8] A. Djouadi, J. Kalinowski, and M. Spira, HDECAY : A program for Higgs boson decays in the standard model and its supersymmetric extension, Comput. Phys. Commun. **108**, 56 (1998), hep-ph/9704448. 32, 101
- [9] D. de Florian and M. Grazzini, Higgs production through gluon fusion : updated cross sections at the Tevatron and the LHC, (2009), 0901.2427. 102
- [10] LEP ElectroWeak Working Group, Results March 16 2009, <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/>. 7, 102, 103
- [11] ALEPH, A. Heister *et al.*, Final results of the searches for neutral Higgs bosons in e^+e^- collisions at $\sqrt{s}$ up to 209 GeV, Phys. Lett. **B526**, 191 (2002), hep-ex/0201014. 102
- [12] CDF and D0 Collaborations, Combined CDF and DZero Upper Limits on Standard Model Higgs-Boson Production with up to 4.2 fb⁻¹ of Data, Rencontres de Moriond EW 2009 (2009), arXiv :0903.4001. 102
- [13] Tevatron New Phenomena and Higgs Working Group, Results March 13 2009, <http://tevnpnphwg.fnal.gov/>. 8, 102, 104
- [14] Y. Enari for the CDF and D0 Collaborations, Low-mass Higgs search at Tevatron, Rencontres de Moriond EW 2009 (2009). 103
- [15] J. M. Butterworth, A. R. Davison, M. Rubin, and G. P. Salam, Jet substructure as a new Higgs search channel at the LHC, Phys. Rev. Lett. **100**, 242001 (2008), 0802.2470. 103
- [16] M. Spira, HQQ, <http://people.web.psi.ch/spira/hqq/>. 103

- [17] M. Cacciari, S. Frixione, M. L. Mangano, P. Nason, and G. Ridolfi, Updated predictions for the total production cross sections of top and of heavier quark pairs at the Tevatron and at the LHC, *JHEP* **09**, 127 (2008), 0804.2800. 105
- [18] S. Dawson, C. Jackson, L. H. Orr, L. Reina, and D. Wackeroth, Associated Higgs production with top quarks at the Large Hadron Collider : NLO QCD corrections, *Phys. Rev.* **D68**, 034022 (2003), hep-ph/0305087. 106
- [19] W. Beenakker *et al.*, NLO QCD corrections to t anti-t H production in hadron collisions., *Nucl. Phys.* **B653**, 151 (2003), hep-ph/0211352. 106
- [20] T. Sjostrand *et al.*, High-energy-physics event generation with PYTHIA 6.1, *Comput. Phys. Commun.* **135**, 238 (2001), hep-ph/0010017. 34, 106
- [21] B. P. Kersevan and E. Richter-Was, The Monte Carlo event generator AcerMC version 1.0 with interfaces to PYTHIA 6.2 and HERWIG 6.3, *Comput. Phys. Commun.* **149**, 142 (2003), hep-ph/0201302, hep-ph/0405247. 106
- [22] M. L. Mangano, M. Moretti, F. Piccinini, R. Pittau, and A. D. Polosa, ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions, *JHEP* **07**, 001 (2003), hep-ph/0206293. 106
- [23] S. Frixione and B. R. Webber, The MC@NLO event generator, (2002), hep-ph/0207182. 106
- [24] G. Corcella *et al.*, HERWIG 6.5 : an event generator for Hadron Emission Reactions With Interfering Gluons (including supersymmetric processes), *JHEP* **01**, 010 (2001), hep-ph/0011363. 106
- [25] J. M. Butterworth, J. R. Forshaw, and M. H. Seymour, Multiparton interactions in photoproduction at HERA, *Z. Phys.* **C72**, 637 (1996), hep-ph/9601371. 106
- [26] J. Alwall *et al.*, MadGraph/MadEvent v4 : The New Web Generation, *JHEP* **09**, 028 (2007), 0706.2334. 106
- [27] Y. Fang *et al.*, A study of the $t\bar{t}$ +jets background at LHC, ATL-PHYS-2004-035. 106
- [28] S. Hoche *et al.*, Matching parton showers and matrix elements (and references therein), (2006), hep-ph/0602031. 107
- [29] ATLAS, G. Aad *et al.*, The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, *JINST* **3**, S08003 (2008). 25, 36, 107, 108, 125, 128, 130, 131
- [30] GEANT4, S. Agostinelli *et al.*, GEANT4 : A simulation toolkit, *Nucl. Instrum. Meth.* **A506**, 250 (2003). 107
- [31] M. Dührssen, The fast calorimeter simulation FastCaloSim, (2008), ATL-PHYS-INT-2008-043. 107
- [32] E. Richter-Was, D. Froidevaux, and L. Poggioli, ATLFast, a package for particle-level analysis, (1998), ATL-PHYS-98-131. 25, 107, 109
- [33] R. Bonciani, S. Catani, M. L. Mangano, and P. Nason, NLL resummation of the heavy-quark hadroproduction cross- section, *Nucl. Phys.* **B529**, 424 (1998), hep-ph/9801375. 115

- [34] S. Dittmaier, P. Uwer, and S. Weinzierl, Top-quark pair + 1-jet production at next-to-leading order QCD, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **183**, 196 (2008), 0807.1223. 115
- [35] A. Bredenstein, A. Denner, S. Dittmaier, and S. Pozzorini, NLO QCD corrections to top anti-top bottom anti-bottom production at the LHC : 1. quark-antiquark annihilation, JHEP **08**, 108 (2008), 0807.1248. 115
- [36] J. Dai, J. F. Gunion, and R. Vega, Using b tagging to detect $t\bar{t}$ Higgs production with Higgs $\rightarrow b\bar{b}$, Phys. Rev. Lett. **71**, 2699 (1993), hep-ph/9306271. 116
- [37] D. Froidevaux and E. Richter-Was, Is the channel $H \rightarrow b\bar{b}$ observable at LHC?, Z. Phys. **C67**, 213 (1995). 116
- [38] E. Richter-Was and M. Sapinski, Search for the SM and MSSM Higgs boson in the $t\bar{t}H(H \rightarrow b\bar{b})$ channel, ATL-PHYS-98-132. 116
- [39] ATLAS, ATLAS Detector and Physics Performance Technical Design Report, (1999), CERN/LHCC/99-14, CERN/LHCC/99-15. 33, 116
- [40] J. Cammin and M. Schumacher, The ATLAS discovery potential for the channel $t\bar{t}H(H \rightarrow b\bar{b})$, ATL-PHYS-2003-024. 116
- [41] J. Cammin, Study of a light standard model Higgs boson in the t anti- t H0 channel with ATLAS at LHC and decay mode independent searches for neutral Higgs bosons with OPAL at LEP, Ph.D. thesis, Bonn Univ. (2004), BONN-IR-2004-06. 116
- [42] J. Levêque, Recherche d'un boson de Higgs léger produit en association avec une paire de quarks top dans l'expérience ATLAS, Ph.D. thesis, Univ. Méditerranée Aix-Marseille II (2003), CPPM-T-2003-05. 116, 118
- [43] S. Corréard, Calibration de l'étiquetage des jets b et recherche du boson de Higgs dans le canal $t\bar{t}H(H \rightarrow b\bar{b})$ dans l'expérience ATLAS, Ph.D. thesis, Univ. Méditerranée Aix-Marseille II (2006), CPPM-T-2006-01. 116, 118
- [44] D. Benedetti *et al.*, Observability of Higgs produced with top quarks and decaying to bottom quarks, J. Phys. **G34**, N221 (2007). 116

Étiquetage des jets issus de quarks b

Sommaire

5.1	Introduction	123
5.2	Trajectographie avec ATLAS	125
5.2.1	Le détecteur interne	125
5.2.2	La reconstruction des traces	127
5.2.3	Performances	128
5.3	Méthodes d'étiquetage des jets b	132
5.3.1	Paramètre d'impact des traces	132
5.3.2	Reconstruction du vertex secondaire	135
5.3.3	Les aspects logiciels	136
5.4	Performances attendues	138
5.4.1	Synthèse des performances	139
5.4.2	Dépendance en impulsion et rapidité	139
5.5	Préparation aux premières données	141
5.5.1	Étiqueteurs pour le démarrage	141
5.5.2	Alignement	142
5.5.3	Impact de la quantité de matière	143
5.5.4	Impact de l'état du détecteur à pixels	144
5.5.5	Qualité des traces reconstruites	145
5.5.6	Effets des événements d'empilement	147
5.5.7	Mesure des performances dans les données	147
5.6	Conclusion et perspectives	149
	Publications, conférences et contributions personnelles	150
	Bibliographie	152

5.1 Introduction

L'identification des jets issus de la fragmentation des quarks b (*b-tagging*) est importante pour un spectre assez large d'analyses de physique à grand p_T dans une expérience généraliste auprès du LHC comme ATLAS. Pour la physique du Modèle Standard, l'étiquetage des jets b est utile par exemple pour sélectionner des lots très

purs de quarks top, pour rechercher et étudier un boson de Higgs de basse masse se couplant préférentiellement aux quarks b ou bien produit en association avec des quarks lourds (le canal $t\bar{t}H(H \rightarrow b\bar{b})$ discuté au chapitre précédent cumulant ces deux caractéristiques) ou au contraire pour imposer un veto sur les jets b pour lutter contre des fonds de saveurs lourdes (typiquement $t\bar{t}$). Au-delà du Modèle Standard, des particules relativement massives sont en général produites qui peuvent se désintégrer typiquement en les fermions les plus lourds, conduisant en particulier à des signatures de jets b . C'est le cas par exemple pour des bosons de Higgs se désintégrant en $h^0 \rightarrow b\bar{b}$ en supersymétrie, dans des modèles de "little Higgs" $Z_H \rightarrow Zh \rightarrow \ell^+\ell - b\bar{b}$, etc. En supersymétrie une large classe de modèles prévoient aussi une production copieuse de jets b (directs ou via la désintégration de quarks t) du fait de la désintégration privilégiée des gluinos en quarks de la 3^e génération.

Cette variété de cas de figures imposent des exigences très différentes sur les performances d'étiquetage. Si la majorité des analyses couvrant le Modèle Standard requièrent une identification des jets b dans une gamme en impulsion transverse entre 20 et 150 GeV/c, les jets b en supersymétrie sont typiquement plus énergétiques et des modèles exotiques prédisent des jets b de $\mathcal{O}(\text{TeV}/c)$. Pour les signaux produits abondamment, une efficacité modeste d'étiquetage des jets b ($\varepsilon_b \gtrsim 50\%$) est suffisante : c'est le cas par exemple pour l'étude des paires $t\bar{t}$, où l'exigence d'avoir 1 (2) jets identifiés comme b permet d'améliorer la pureté S/B par un facteur 2 (4). À l'autre bout du spectre en difficulté, le canal $t\bar{t}H(H \rightarrow b\bar{b})$ vu précédemment est l'un des canaux les plus exigeants en termes de performances d'étiquetage : le bruit de fond colossal $t\bar{t}jj$ nécessite un rejet élevé des jets légers ($\varepsilon_l < 1\%$) mais la faible section efficace de production et la multiplicité des jets b requièrent aussi une grande efficacité $\varepsilon_b \approx 70\%$.

L'identification des jets b exploite plusieurs des propriétés qui les distinguent des jets légers. Tout d'abord la fragmentation est dure est le hadron B produit emporte environ 70% de l'impulsion du quark originel. De plus la masse des hadrons beaux est élevée ($\gtrsim 5 \text{ GeV}/c^2$), conférant à leurs produits de désintégration une impulsion transverse à la direction de vol relativement élevée. Finalement et de façon prépondérante, leur temps de vie est relativement long, de l'ordre de 1.5 ps (soit $c\tau \approx 450 \mu\text{m}$). Aussi un hadron B dans un jet de $p_T = 50 \text{ GeV}/c$ aura-t-il une longueur de vol significative, voyageant en moyenne 3 mm dans le plan transverse avant de se désintégrer. De tels vertex déplacés peuvent être identifiés de façon inclusive en mesurant le paramètre d'impact des traces. Le paramètre d'impact transverse d_0 est la distance (dans la projection $r-\varphi$) de plus proche approche de la trace au vertex primaire où a eu lieu la collision. Le paramètre longitudinal z_0 est la coordonnée z de l'hélice au point de plus proche approche en $r-\varphi$. Les traces issues de la désintégration des hadrons lourds ont des grands paramètres d'impact. Une autre option consiste à reconstruire explicitement les vertex secondaires. Dans les deux cas, la reconstruction précise des traces chargées dans le trajectographe est requise.

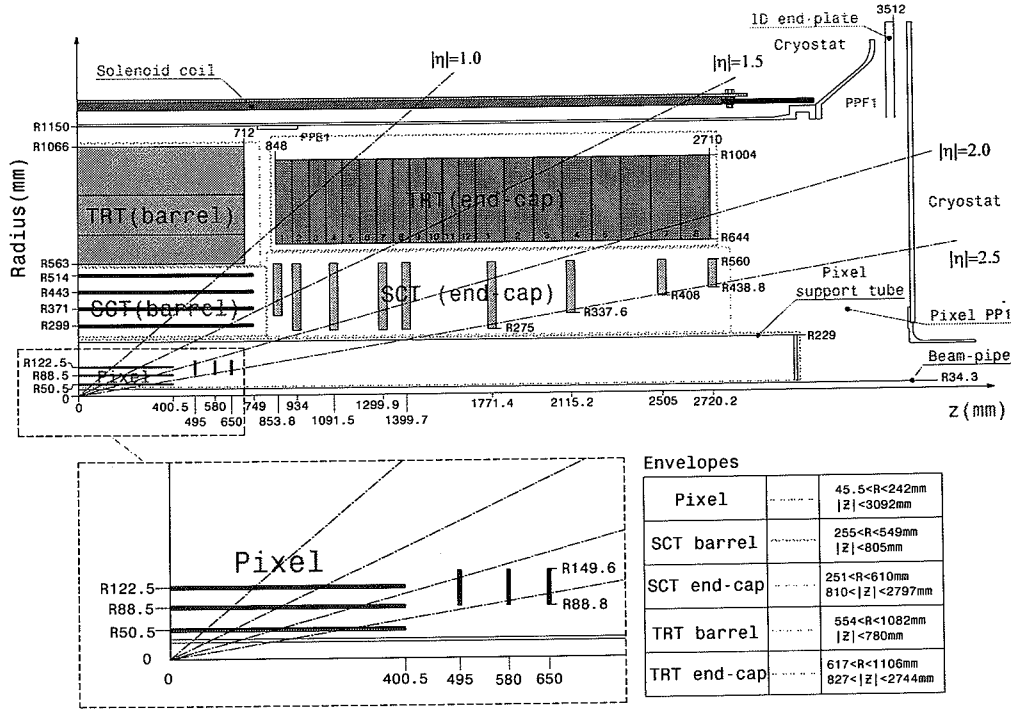


FIG. 5.1 – Vue longitudinale d'un quadrant du détecteur interne d'ATLAS (d'après [1]). Les trois sous-systèmes sont représentés ainsi que leurs dimensions (en mm).

5.2 Trajectographie avec ATLAS

5.2.1 Le détecteur interne

Le détecteur interne d'ATLAS est décrit en détails en réf. [1]. Il est conçu pour mesurer avec précision et efficacité les trajectoires des particules chargées de $p_T \gtrsim 0.5 \text{ GeV}/c$ et $|\eta| < 2.5$ issues de la collision. Il doit en particulier pour l'étiquetage des jets b permettre une reconnaissance des traces y compris au coeur de jets denses et fournir une bonne résolution en impulsion transverse et en paramètre d'impact permettant une identification des vertex primaires et secondaires. De nombreux défis techniques ont dû être relevés pour concilier ces exigences pour les performances avec les conditions difficiles dues en premier lieu au niveau élevé de radiations près du point d'interaction. Ceci a notamment nécessité de maîtriser la technologie émergente il y a une quinzaine d'années des détecteurs à pixels.

Le détecteur interne est placé dans un solénoïde délivrant un champ magnétique axial de 2 T. Trois technologies de détection différentes sont mises en œuvre pour répondre au cahier des charges. La Figure 5.1 synthétise les positions des différents sous-détecteurs et leurs couvertures respectives en rayon et pseudo-rapacité.

À grand rayon, le TRT utilise des mini-chambres à dérive en forme de pailles de 4 mm de diamètre remplies d'un mélange $\text{Xe}/\text{CO}_2/\text{O}_2$. Les pailles sont orientées

axialement dans la partie centrale, mesurant $r\varphi$, et radialement dans les bouchons. Cette technologie permet d'instrumenter un grand volume à moindre coûts, à la fois financier et en quantité de matière. Le TRT fournit environ 36 points de mesure par trace selon une coordonnée avec une résolution d'environ $130\ \mu\text{m}$ et est important pour la résolution en impulsion. Il permet également d'identifier les électrons grâce au rayonnement de transition.

Aux rayons intermédiaires, quatre couches de détecteurs à micro-pistes au silicium complétées par neuf disques de part et d'autre forment le SCT. Le pas des pistes est de $80\ \mu\text{m}$ et leur longueur d'environ $2 \times 6\ \text{cm}$ pour les modules de la partie centrale. Chaque couche est en fait constituée de deux détecteurs simple-faces collés dos-à-dos avec un angle stéréo de $40\ \text{mrad}$, permettant d'obtenir au total environ quatre pseudo-mesures à 2D par trace sans trop d'ambiguïtés. La résolution spatiale intrinsèque est de $17\ \mu\text{m}$ en $r\varphi$ et d'environ $580\ \mu\text{m}$ en z (r pour les bouchons).

Finalement, au plus près du point d'interaction, le détecteur à pixels au silicium est constitué de trois couches et 2×3 disques mesurant avec grande précision les coordonnées $r\varphi$ et z . La première couche, dite *b-layer*, placée à un rayon de $5.1\ \text{cm}$, couvre toute l'acceptance ($|\eta| < 2.5$). Les dimensions d'un pixel sont $50(r\varphi) \times 400(z)\ \mu\text{m}^2$, conduisant à une très bonne résolution spatiale même avec une électronique quasi-binaire¹ : la résolution intrinsèque est de $10\ \mu\text{m}$ en $r\varphi$ (grâce au partage de charge entre deux pixels adjacents), et de $115\ \mu\text{m}$ en z . Le rapport signal sur bruit est excellent (~ 120 pour une particule au minimum d'ionisation) et peut être plus ou moins maintenu au fur et à mesure de la dose accumulée. À la luminosité nominale, un flux annuel équivalent à environ 8×10^{14} neutrons de $1\ \text{MeV}$ par cm^2 est attendu au niveau de la 1^{re} couche de pixels. Les senseurs des détecteurs à pixels sont en silicium oxygéné de type n^+/n , la lecture étant faite du côté n^+ , permettant de maintenir une collection de charge efficace après inversion de type. De plus l'ensemble des senseurs au silicium (pixels+SCT) fonctionne (et doit être maintenu) à une température d'environ $-7\ \text{C}^\circ$ pour limiter les effets des radiations dans les senseurs et pour réduire le courant de fuite. La très haute granularité du détecteur à pixels et le bas niveau de bruit garantissent une occupation très faible du détecteur même aux hautes luminosités ($\sim 10^{-5}$ à $10^{34}\ \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$), un point important pour la robustesse de la reconstruction des traces.

Les contraintes techniques, en particulier la puissance électrique nécessaire (liée à la granularité élevée) et le refroidissement du détecteur, ont malheureusement un impact important sur la quantité de matière présente dans le détecteur. Un effort soutenu durant la construction a permis d'inventorier précisément les différents composants, dont la description a ensuite été implémentée dans la simulation. La masse des sous-détecteurs telle que dans la simulation a été comparée à la valeur attendue avec l'inventaire et surtout à la masse mesurée après construction. L'accord est en général déjà très bon (quelques pour-cents de différence, au plus 10%), ce qui permet d'envisager des progrès rapides dans les comparaisons avec les données du

¹Le temps au dessus du seuil, ToT , fournit également une information corrélée à la charge déposée.

type de celles décrites en section 3.6, p. 89. La distribution attendue de la matière à la sortie du détecteur interne est représentée en Figure 5.2 p. 128, en longueur de radiation X_0 en fonction de la pseudo-rapacité. La distribution en longueur d'interaction nucléaire λ est très similaire, avec environ 0.16λ pour $\eta = 0$ et environ 0.65λ au maximum en $|\eta| \sim 1.7$. Ce niveau élevé de quantité de matière a des conséquences sérieuses en particulier pour la reconstruction des électrons et des photons, mais également pour la reconstruction des traces de pions de quelques GeV/c d'impulsion. La mécanique choisie pour les pixels permet de minimiser la matière vue par les particules avant la *b-layer* puisqu'elles traversent seulement le tube à vide, un kapton avec le contrôleur du module puis les senseurs au silicium (soit au total $\lesssim 0.01X_0$) ; les micro-billes de connection à l'électronique, la structure mécanique, le refroidissement et les câbles étant placés après les senseurs. Toutefois l'épaisseur moyenne par couche est d'environ 3.5% (3%) de X_0 pour les pixels (SCT) dans la partie centrale.

5.2.2 La reconstruction des traces

Dans un premier temps, les données brutes des détecteurs sont converties : les *hits* dans les détecteurs au silicium sont transformés en amas et en rayons de dérive pour le TRT.

La formation des amas dans les pixels est particulièrement importante pour la suite. Les pixels touchés sont regroupés en amas lorsqu'ils ont un côté en commun. La position $\bar{x}$ de l'amas dans une direction est calculée comme la moyenne des positions des pixels extrêmes constituant l'amas, $\bar{x} = (x_1 + x_n)/2$, puis est raffinée avec une interpolation de charge utilisant l'information *ToT* des deux pixels. Dans un premier temps, ces deux corrections indépendantes (une pour chaque coordonnée) sont paramétrées en fonction de la taille de l'amas. Pour la direction z , la paramétrisation est également fonction du η de l'élément de détection. Après reconstruction des traces, la correction est recalculée avec l'angle d'incidence effectif de la particule (corrigé de l'angle de Lorentz). Les erreurs sur la position d'un amas sont également paramétrées en fonction de la taille de l'amas et de l'angle d'incidence. Ces paramétrisations sont dérivées de simulations Monte-Carlo, et ont été (partiellement) et seront vérifiées dans les données.

La recherche des traces est ensuite effectuée en formant des prototypes de traces avec les points de mesure des pixels et de la 1^{re} couche du SCT. Ces prototypes sont prolongés dans tout le SCT, puis ajustés sur une hélice, les points de mesure les moins compatibles étant supprimés. Certaines ambiguïtés dans l'association amas/trace sont aussi levées et des coupures de qualité sont appliquées sur le nombre de points de mesure, le nombre d'amas partagés par plusieurs traces, le nombre de points manquants le long de la trajectoire, etc. Finalement les traces sont étendues au TRT et ré-ajustées. Plusieurs techniques d'ajustement sont utilisables, les principales étant un χ^2 global ou un filtre de Kalman.

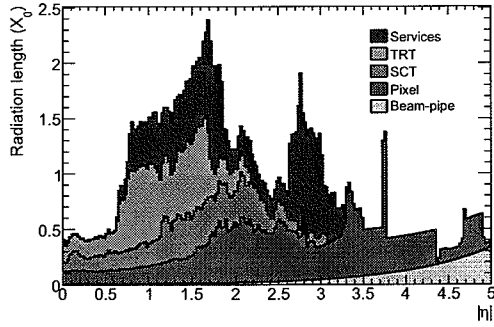


FIG. 5.2 – Distribution de la matière du détecteur interne en longueurs de radiations X_0 en fonction de la pseudo-rapidité (d'après [1]).

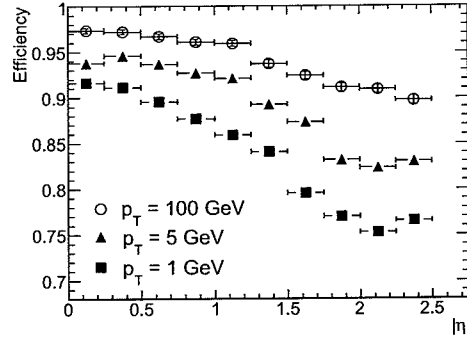


FIG. 5.3 – Efficacité de reconstruction d'une trace de pion en fonction de sa pseudo-rapidité η pour trois valeurs de p_T (d'après [1]).

5.2.3 Performances

L'efficacité de reconstruction d'une trace de pion isolée dans le détecteur interne est indiquée en Figure 5.3 en fonction de sa pseudo-rapidité et pour différentes valeurs de p_T . Le dénominateur de l'efficacité comprend les particules produites au voisinage du vertex primaire et vérifiant $p_T > 1$ GeV/c et $|\eta| < 2.5$. Pour le numérateur, une trace reconstruite est associée à une particule vraie si au moins 80% des points qui la compose proviennent de la particule vraie. Outre les effets de diffusion multiple clairement visibles pour les différents p_T , les pions sont sujets à des interactions hadroniques dans la matière du détecteur, dégradant l'efficacité dans les zones en η présentant une grande quantité de matière. Pour des muons de $p_T = 5$ GeV/c, l'efficacité en fonction de η est quasiment plate, à $\sim 99\%$.

La sélection des traces pour l'étiquetage est conçue pour retenir les traces bien mesurées et rejeter les fausses traces et les traces issues de particules à longue durée de vie (K_s , Λ , autres hypérons) ou d'interactions secondaires dans la matière du détecteur (conversions de photons ou interactions hadroniques). Deux différents niveaux de qualité sont utilisés. Pour la sélection dite standard, au moins sept points de précision (pixels+SCT) à 2D sont exigés. Les paramètres d'impact transverse et longitudinal au point de plus proche approche de l'origine supposée des collisions doivent vérifier $|d_0| < 2$ mm et $|z_0 - z_{pv}| \sin \theta < 10$ mm, z_{pv} étant la position en z du vertex primaire et θ l'angle polaire de la trace. Seules les traces de $p_T > 1$ GeV/c sont utilisées. La sélection pour l'étiquetage (*b-tagging quality*) exige en plus que la trace ait au moins deux points de mesure dans les pixels dont un dans la *b-layer*. Les coupures en paramètre d'impact sont aussi plus sévères : $|d_0| < 1$ mm et $|z_0 - z_{pv}| \sin \theta < 1.5$ mm. Typiquement en moyenne 5 traces passent ces coupures dans un jet b issu d'événements $t\bar{t}$.

L'efficacité de reconstruction des traces dans les jets doit être élevée pour bien

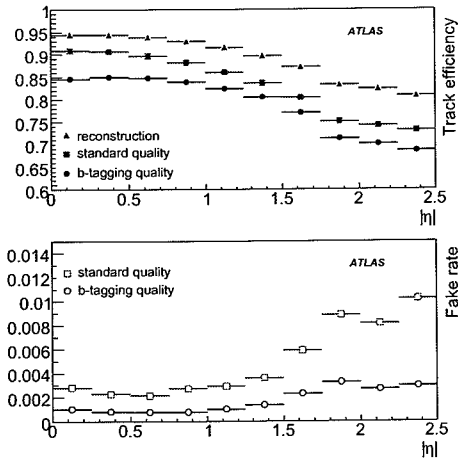


FIG. 5.4 – Efficacité de reconstruction des traces (haut) et fraction de fausses traces (bas) en fonction de la pseudo-rapacité des traces, pour trois niveaux de sélection : reconstruction brute, qualité standard et qualité *b-tagging*, pour des pions chargés d'événements $t\bar{t}$.

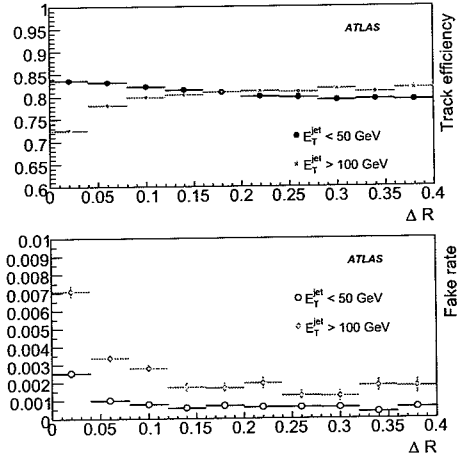


FIG. 5.5 – Efficacité de reconstruction des traces (haut) et fraction de fausses traces (bas) en fonction de la distance de la trace à l'axe du jet, pour des traces de qualité *b-tagging* et dans des jets de bas p_T (noir) ou de grand p_T (vert) issus d'événements $t\bar{t}$.

étiqueter les jets b , y compris dans les jets de grand p_T où les particules sont très collimées et donc la densité de *hits* importante, rendant plus difficile la reconnaissance des traces. La Figure 5.4 montre l'efficacité de reconstruction des traces et le niveau de fausses traces reconstruites dans des événements $t\bar{t}$ en fonction de la pseudo-rapacité. Les fausses traces sont définies comme celles ayant moins de 80% de leurs points de mesures issus de la même particule vraie. La fraction de fausses traces est normalisée à l'ensemble des traces reconstruites. Dans ces événements, l'impulsion transverse moyenne des jets considérés est de 55 GeV/c, et les traces sélectionnées ont en moyenne $p_T \sim 4$ GeV/c. La baisse sensible en efficacité en $\eta \sim 0$ avec les coupures de *b-tagging* est due pour moitié à l'exigence d'avoir un point de mesure dans la *b-layer*. En effet dans cette simulation 5% des pixels étaient déclarés morts de façon aléatoire, et à $\eta \sim 0$ un amas est constitué d'un seul pixel dans environ 50% des cas. Le reste de la baisse est dû à une inefficacité d'attachement du point mesuré dans la *b-layer* de 1.5% dans cette version de la reconstruction, puis à l'exigence d'avoir deux points dans les pixels.

Les performances de la reconstruction des traces dans les jets dépendent de la densité locale des traces, comme illustré en Figure 5.5 où l'efficacité de reconstruction et le taux de fausses traces sont représentés en fonction de la distance de la trace à l'axe du jet. Au coeur des jets de grand p_T , les performances peuvent être fortement dégradées, la densité de *hits* compromettant la reconnaissance des traces. Un des symptômes est la présence en nombre important de traces incluant des points de

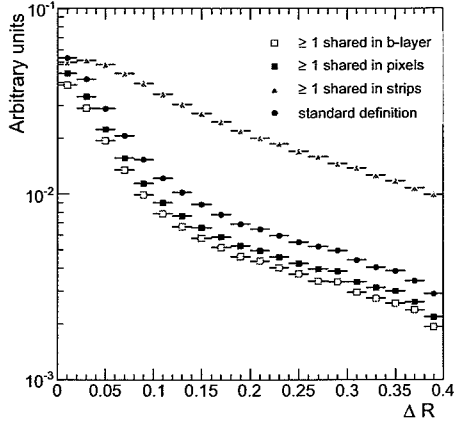


FIG. 5.6 – Fraction de traces avec au moins un coup partagé dans le SCT, les pixels, la b -layer ou avec la définition "standard" (cf. texte), en fonction de la distance à l'axe du jet.

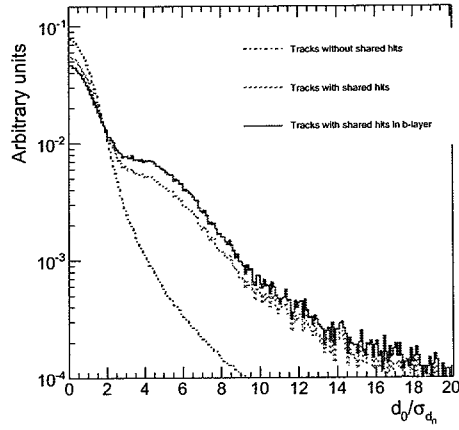


FIG. 5.7 – Distributions (normalisées à l'unité) du paramètre d'impact transverse normalisé à l'erreur d_0/σ_{d_0} des traces de jets légers, selon leur contenu en coups partagés.

mesures partagés (*shared hits*) avec une ou plusieurs autres traces. Ceci est visible en Figure 5.6 qui montre la fraction de traces sélectionnées pour l'étiquetage et qui partagent au moins un *hit* avec une autre trace, en fonction de la distance ΔR à l'axe du jet : la fraction est plus importante au coeur du jet. La fraction de traces est indiquée pour les coups partagés dans les *strips* du SCT, les pixels ou seulement la b -layer, et également pour notre définition "standard" : à savoir qu'une trace avec au moins un hit partagé dans les pixels ou deux hits partagés dans le SCT est dite avec des coups partagés et est traitée différemment. En effet de telles traces ont en général un plus grand paramètre d'impact, comme illustré en Figure 5.7, et peuvent donc imiter des traces de désintégrations de saveurs lourdes.

Finalement, un dernier ingrédient très important est la résolution en paramètre d'impact des traces sélectionnées. Elle est représentée pour des traces d'événements $t\bar{t}$ en Figure 5.8(a) pour le paramètre d'impact transverse et en Figure 5.8(b) pour le paramètre d'impact longitudinal, en fonction du p_T de la trace et pour différents *bins* de pseudo-rapidité. Pour une trace centrale avec $p_T = 5$ GeV/c, un cas typique pour l'étiquetage, la résolution en paramètre d'impact transverse est de $35 \mu\text{m}$. Pour être complet, les résolutions σ_X attendues [1] pour les différents paramètres X d'une trace sont résumées en Table 5.1 selon une paramétrisation approchée séparant le terme de résolution intrinsèque $\sigma_X(p_T \rightarrow \infty)$ de la contribution de la diffusion multiple :

$$\sigma_X = \sigma_X(p_T \rightarrow \infty) [1 \oplus \widehat{p_{T_X}}/p_T]$$

où $\widehat{p_{T_X}}$ est l'impulsion transverse à laquelle la contribution de la diffusion multiple

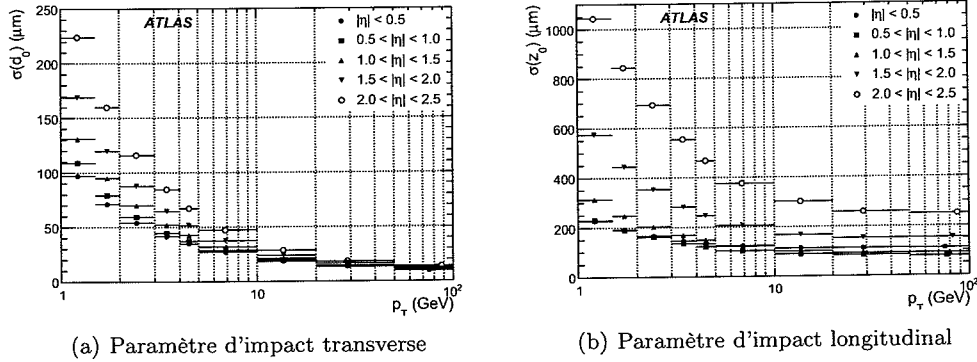


FIG. 5.8 – Résolution en paramètre d'impact transverse et longitudinal des traces de qualité *b-tagging* dans des événements $t\bar{t}$ en fonction de leur p_T et pour différentes régions en pseudo-rapidité (d'après [2]).

	0.25 < $ \eta $ < 0.50		1.50 < $ \eta $ < 1.75	
	$\sigma_X(p_T \rightarrow \infty)$	$\widehat{p_T}$ [GeV]	$\sigma_X(p_T \rightarrow \infty)$	$\widehat{p_T}$ [GeV]
Inverse de l'impulsion transverse ($1/p_T$)	0.34 TeV ⁻¹	44	0.41 TeV ⁻¹	80
Angle azimutal (ϕ)	70 μ rad	39	92 μ rad	49
Angle polaire ($\cot \theta$)	0.7×10^{-3}	5.0	1.2×10^{-3}	10
Paramètre d'impact transverse (d_0)	10 μ m	14	12 μ m	20
Paramètre d'impact longit. ($z_0 \times \sin \theta$)	91 μ m	2.3	71 μ m	3.7

TAB. 5.1 – Résolution (RMS) attendue $\sigma_X(p_T \rightarrow \infty)$ sur le paramètre X des traces, et impulsion transverse $\widehat{p_T}$ à laquelle les contributions de la résolution intrinsèque du détecteur et celle de la diffusion multiple sont égales, d'après [1]. Les résolutions en impulsion et angulaires sont obtenues avec des muons isolés, celles en paramètres d'impact avec des pions isolés.

est égale au terme de résolution intrinsèque.

Le dernier point important pour l'étiquetage des jets b est la position du vertex primaire de l'événement : les paramètres d'impact des traces sont calculés par rapport à sa position, et les traces compatibles avec le vertex primaire sont exclues de la recherche de vertex secondaires. Au LHC la taille de la zone lumineuse sera $\sigma_{xy} = 15 \mu\text{m}$ et $\sigma_z = 5.6 \text{ cm}$: la connaissance événement par événement de la position en z est donc primordiale, alors qu'une valeur moyenne définie par exemple par *run* de la position transverse serait suffisante. Les méthodes de reconstruction du vertex primaire et leurs performances sont expliquées en détails en réf. [2], p. 434. Dans les événements de grand p_T qui nous intéressent, le nombre de traces primaires est en général important et l'efficacité de reconstruction du vertex primaire est très élevée ($\gtrsim 99\%$). La résolution obtenue en position est d'environ 11 (18) μm dans chaque direction transverse en utilisant (ou non) la contrainte du faisceau et de 40 μm selon l'axe z . En présence d'événements d'empilement, plusieurs candidats seront recons-

truits pour le vertex primaire et le choix du bon candidat n'est pas complètement trivial. La stratégie usuelle est de choisir le vertex ayant la plus grande valeur de $\sum_{traces} p_T$. Pour un empilement d'en moyenne 4.6 événements de biais minimum par croisement de faisceaux, un mauvais candidat peut être choisi dans $\lesssim 10\%$ des cas, avec des conséquences qui peuvent être sérieuses sur les performances d'étiquetage comme nous le verrons.

5.3 Méthodes d'étiquetage des jets b

Deux approches permettent d'exploiter la topologie particulière des désintégrations de hadrons beaux : une approche plutôt inclusive où le paramètre d'impact des traces est utilisé, et une approche plus exclusive où l'on essaie de reconstruire le vertex secondaire.

Pour référence, mentionnons que les désintégrations semi-leptoniques des B sont aussi utilisables pour l'étiquetage. Les rapports d'embranchement sont un peu limitant puisqu'environ 20% des jets b contiendront un lepton d'une saveur donnée (en incluant les cascades $b \rightarrow c \rightarrow \ell$). Les algorithmes d'étiquetage par muon ou électron mous sont détaillés en réf. [2]. Ils sont particulièrement intéressants pour des calibrations croisées avec les méthodes d'étiquetage spatiales car les deux approches sont peu corrélées.

5.3.1 Paramètre d'impact des traces

Les trois classes d'étiqueteur développés dans ATLAS et permettant d'exploiter le paramètre d'impact des traces sont décrites ci-après.

Les paramètres d'impact des traces d_0 et z_0 sont calculés par rapport au vertex primaire. Comme le point de désintégration du hadron b doit se trouver après le vertex primaire le long de la direction de vol, on peut utiliser la direction du jet comme approximation de la direction du hadron b pour signer le paramètre d'impact et ainsi distinguer les traces pointant devant ou derrière le vertex primaire. Le signe est défini comme suit, en utilisant la direction du jet $\vec{P}_j$ mesurée par les calorimètres, la direction $\vec{P}_t$ et la position $\vec{X}_t$ de la trace au point de plus proche approche du vertex primaire et la position $\vec{X}_{pv}$ du vertex primaire :

$$\text{sign}(d_0) = \text{sign} \left[(\vec{P}_j \times \vec{P}_t) \cdot (\vec{P}_t \times (\vec{X}_{pv} - \vec{X}_t)) \right]$$

Les traces venant du vertex primaire auront un signe aléatoire du fait de la résolution expérimentale, alors que celles venant de la désintégration des b/c auront plus souvent un paramètre d'impact positif. La distribution du paramètre d'impact signé des traces venant de jets b , c et légers est représentée en Figure 5.9 (gauche). La distribution du paramètre d'impact signé et normalisé d_0/σ_{d_0} , qui donne plus de poids aux traces bien mesurées, est en Figure 5.9 (droite).

La première méthode, simple et robuste, consiste à compter les traces avec un grand paramètre d'impact d_0 ou paramètre d'impact normalisé d_0/σ_{d_0} . Exiger quelques unes de ces traces permet d'enrichir un lot en jets b .

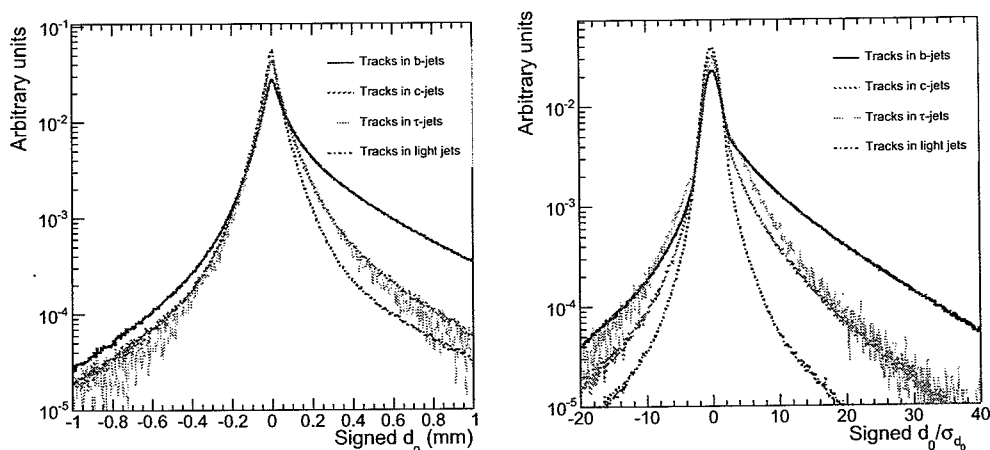


FIG. 5.9 – Distribution du paramètre d'impact signé d_0 (gauche) et normalisé d_0/σ_{d_0} (droite) pour des traces venant de jets b , c , τ et légers.

Une autre méthode, JetProb, combine les paramètres d'impact des traces dans le jet. Il s'agit de l'implémentation de l'algorithme d'ALEPH [3, 4], utilisé largement au LEP puis au Tevatron. Le paramètre d'impact signé et normalisé d_0/σ_{d_0} de chaque trace du jet est comparé à une fonction de résolution $\mathcal{R}$ pour les traces venant du vertex primaire, afin d'en calculer la probabilité de compatibilité, illustrée en Figure 5.10(a) :

$$\mathcal{P}_i = \int_{-\infty}^{-|d_0^i/\sigma_{d_0}^i|} \mathcal{R}(x) dx \quad (5.1)$$

La fonction de résolution peut être a priori mesurée directement dans les données, en utilisant la partie négative de la distribution en paramètre d'impact qui est relativement indépendante de la saveur du jet. Les probabilités individuelles de chacune des N traces associées au jet sont alors combinées pour obtenir une probabilité $\mathcal{P}_{jet}$, en Figure 5.10(b), permettant de discriminer les jets b des jets légers :

$$\mathcal{P}_{jet} = \mathcal{P}_0 \sum_{j=0}^{N-1} \frac{(-\ln \mathcal{P}_0)^j}{j!} \quad (5.2)$$

où

$$\mathcal{P}_0 = \prod_{i=1}^N \mathcal{P}'_i \quad \text{et} \quad \begin{cases} \mathcal{P}'_i = \frac{\mathcal{P}_i}{2} & \text{si } d_0^i > 0 \\ \mathcal{P}'_i = \left(1 - \frac{\mathcal{P}_i}{2}\right) & \text{si } d_0^i < 0 \end{cases} \quad (5.3)$$

Finalement, un rapport de vraisemblance peut être défini et utilisé pour la discrimination : la valeur mesurée S_i d'une variable discriminante est comparée aux

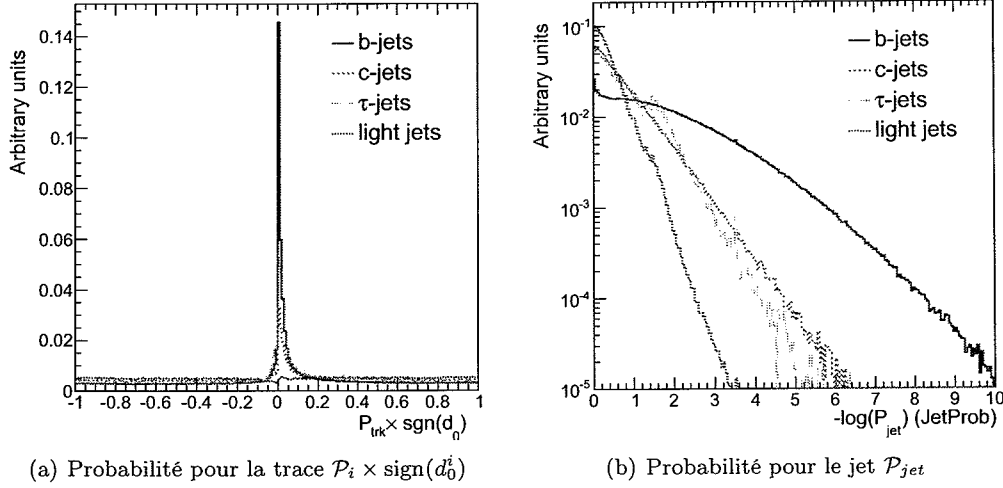


FIG. 5.10 – Distributions de la probabilité de compatibilité d’une trace avec le vertex primaire (gauche) et de la probabilité d’être un jet b (droite), pour différents saveurs de jets.

distributions² attendues pour les hypothèses de jet b et de jet léger, $b(S_i)$ et $u(S_i)$. Le rapport $b(S_i)/u(S_i)$ définit un poids w_i pour la trace i , et ces poids sont ensuite combinés en un poids pour le jet :

$$W_{jet} = \sum_{i=1}^{N_{tracks}} \ln w_i = \sum_{i=1}^{N_{tracks}} \ln \frac{b(S_i)}{u(S_i)} \quad (5.4)$$

Trois étiqueteurs utilisent ce formalisme. IP1D est basé sur la distribution de z_0/σ_{z_0} , IP2D utilise le paramètre d’impact transverse d_0/σ_{d_0} et IP3D exploite simultanément les deux informations avec des distributions bidimensionnelles permettant de prendre en compte les corrélations. La distribution du poids IP2D est illustrée en Figure 5.11 pour les différents saveurs de jets.

Pour toutes ces approches basées sur le paramètre d’impact, deux précisions sont à apporter. Tout d’abord les traces issues de V^0 (K_s^0 , Λ^0 , conversions) ou d’interactions secondaires, dont la recherche est décrite ci-après, sont rejetées, ce qui améliore sensiblement les performances (jusqu’à 15% de gain en réjection des jets légers à efficacité d’étiquetage des jets b constante). À terme, le paramètre d’impact de la trace neutre reconstruite à partir d’un candidat V^0 sera utilisé. D’autre part une classification des traces est effectuée, et différentes fonction de résolution (pour JetProb) ou fonctions de densité de probabilité (algorithmes IPnD) sont utilisées selon la catégorie à laquelle appartient la trace. Pour le moment deux catégories sont habituellement utilisées : les traces ayant des points de mesure partagées, comme définies précédemment, et les autres traces.

²Ces distributions sont au préalable normalisées et lissées.

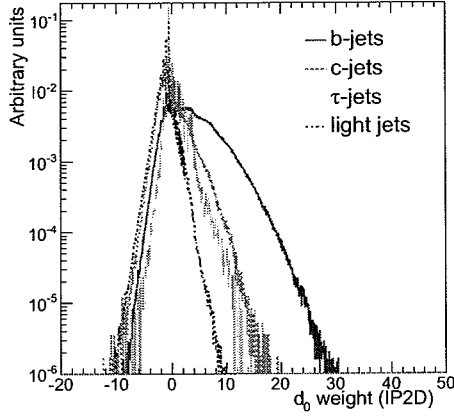


FIG. 5.11 – Distribution du poids d'étiquetage obtenue par la méthode IP2D basée sur le paramètre d'impact transverse, pour des jets b , c , τ et légers.

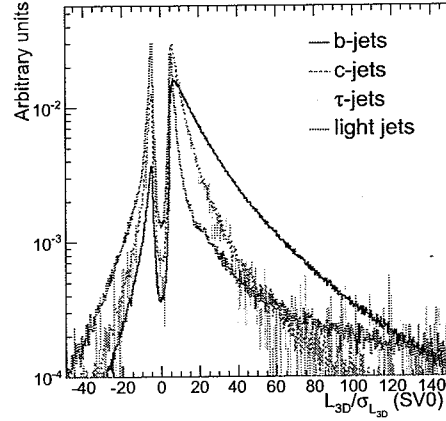


FIG. 5.12 – Distribution de la distance normalisée $L_{3D}/\sigma_{L_{3D}}$ entre le vertex primaire et le vertex secondaire inclusif reconstruit dans des jets b , c , τ ou légers.

5.3.2 Reconstruction du vertex secondaire

Le vertex inclusif formé par les produits de désintégration du hadron b mais aussi par les produits de désintégration d'un éventuel hadron charmé issu du hadron beau peut aussi être recherché. Dans un premier temps, la liste des combinaisons de deux traces formant un bon vertex est établie, en utilisant seulement les traces éloignées du vertex primaire ($L_{3D}/\sigma_{L_{3D}} > 2$ où $L_{3D} \equiv \|\vec{X}_{pv} - \vec{X}_t\|$). Les vertex compatibles avec un K_s^0 , un Λ^0 , une conversion de photon ou une interaction secondaire localisée dans de la matière référencée sont alors éventuellement rejetées. Les traces des vertex à deux traces restants sont ensuite combinées en un unique vertex inclusif par une procédure itérative supprimant la plus mauvaise trace jusqu'à obtenir un bon χ^2 pour l'ajustement. L'efficacité de reconstruction du vertex secondaire dépend de la topologie de l'événement mais est typiquement supérieure à 60%.

La distance L_{3D} (ou la distance normalisée $L_{3D}/\sigma_{L_{3D}}$) entre le vertex primaire et le vertex secondaire, illustrée en Figure 5.12, peut être utilisée comme variable discriminante. C'est l'approche suivie par l'étiqueteur simple SV0.

D'autres propriétés du vertex peuvent aussi être exploitées avec une méthode de rapport de vraisemblances [2, 5] : la masse invariante des traces associées au vertex, le rapport de la somme des énergies des traces associées au vertex sur l'énergie totale des traces du jet et finalement le nombre total de vertex à deux traces formés dans la première étape de reconstruction du vertex secondaire. Ces variables sont illustrées en Figure 5.13. L'étiqueteur SV1 est basé sur la distribution en 2D des deux premières variables et la distribution de la 3^e, alors que SV2 utilise la distribution

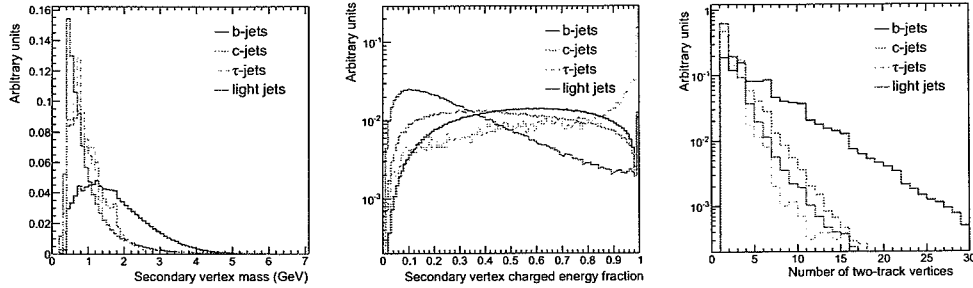


FIG. 5.13 – Variables basées sur le vertex secondaire : masse invariante des traces du vertex (gauche), fraction d'énergie vertex/jet (centre) et nombre de vertex à deux traces (droite), pour différentes saveurs de jets.

tridimensionnelle des trois variables ce qui nécessite une certaine statistique.

Notons qu'un nouvel algorithme, JetFitter, a été développé : il s'agit d'un filtre de Kalman reconstruisant la direction de vol approchée du hadron beau et les positions des vertex beau et charmé sur cette ligne. Dans cette approche, les vertex secondaire et tertiaire ne sont pas mélangés et les topologies particulières ne sont pas éliminées. Un exemple un peu extrême de configurations récupérées par JetFitter se produit lorsque la désintégration du hadron b et celle consécutive d'un hadron charmé sont assez séparées en espace, et qu'une seule trace est disponible à chacun des vertex. Cet algorithme et ses performances sont détaillés en réf. [2], p.445.

5.3.3 Les aspects logiciels

Les bases de la chaîne logicielle actuelle pour l'étiquetage ont été définies à l'atelier dédié de 2005 à Marseille : le modèle proposé en réf. [6] a été choisi et remanié et les algorithmes performants définis antérieurement [5] y ont été introduits. Depuis de nouveaux étiqueteurs ont été ajoutés et l'infrastructure a beaucoup évoluée.

L'ensemble est intégré au *framework* Athena (voir réf. [7]) : il utilise les différents services qui y sont attachés (lecture/écriture des objets persistants, gestion des objets transients, accès aux bases de données, etc) et est implémenté en termes de modules appelés *Algorithm* (exécutés une fois à chaque événement) et d'outils qui leur sont associés, du type *AlgTool*. L'exécution de l'étiquetage est initiée pendant la reconstruction par les logiciels de reconstruction des jets, ou bien en mode autonome pour par exemple re-étiqueter une collection de jets. Un schéma présentant une vue partielle de la séquence d'exécution de l'étiquetage est présenté en Figure 5.14. Le module *BJetBuilder* est l'algorithme appelé à chaque événement, les autres composants sont des outils appelés à la demande (*AlgTool*). Une trentaine de ces outils est définie. En particulier chaque algorithme d'étiquetage est implémenté comme un *AlgTool*. D'autres de ces outils sont définis et utilisés à diverses fins : associations entre différents objets, qualité et sélection des traces, pré-calcul de certaines informations (vertex secondaire inclusif par exemple), gestion des *call-backs* venant de la

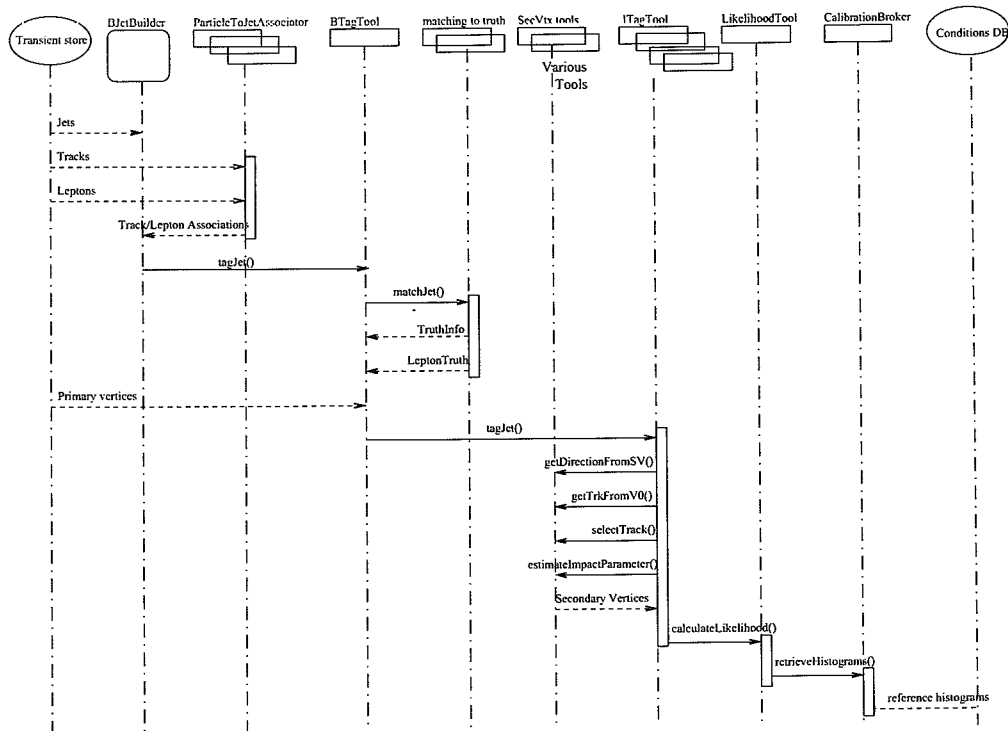


FIG. 5.14 – Diagramme pseudo-UML de séquence d'exécution de l'étiquetage (vue partielle et simplifiée).

base de données des conditions pour les histogrammes de référence des étiqueteurs par méthode de vraisemblance, etc. La plupart des classes pour les outils peuvent être instanciées et configurées directement depuis les scripts Python qui servent à interagir avec le *framework*, par le mécanisme standard dans Athena de création de classes-miroir C++ ↔ Python.

Les classes définissant les objets utilisés et produits, s'appuyant sur des classes d'interface pour gagner en uniformité, constituent l'*Event Data Model* d'ATLAS. La Figure 5.15 montre que chaque algorithme d'étiquetage hérite d'une interface *ITagTool*. Il est ainsi aisé d'ajouter de nouveaux algorithmes d'étiquetage. De même (Figure 5.15, droite), les classes stockant l'information spécifique d'un étiqueteur dérivent des mêmes classes de base. Un ensemble de ces informations est attaché à chaque objet de type *Jet*.

Trois types de formats de données ont été définis dans le *Computing Model* [7] d'ATLAS : celui pour les données brutes, le format ESD (*Event Summary Data*) et le format AOD (*Analysis Object Data*). Ce dernier format est destiné à l'analyse, mais les classes représentant les traces sont suffisamment complètes pour pouvoir effectuer la reconstruction de vertex secondaires et l'étiquetage complet des jets. C'est un avantage important, les fichiers AOD étant plus petits et beaucoup plus

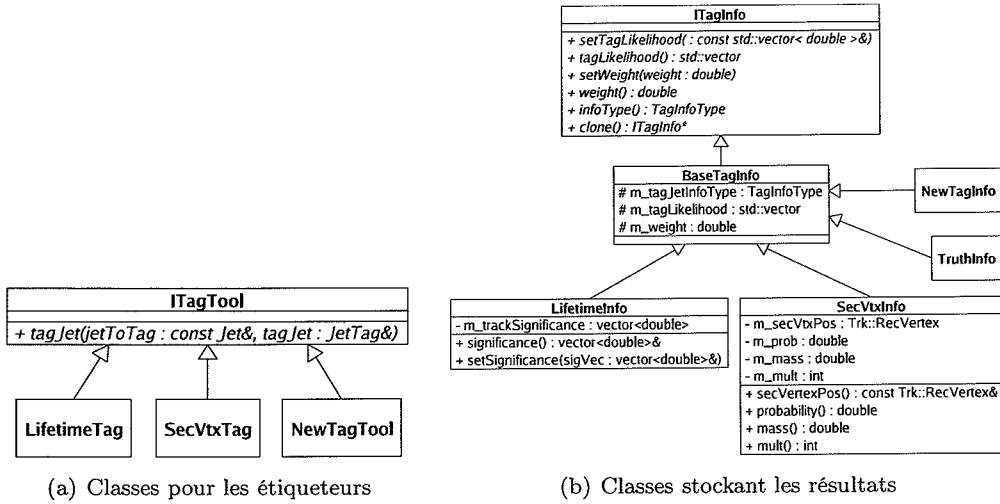


FIG. 5.15 – Illustration de l'utilisation des interfaces pour les classes définissant les objets pour l'étiquetage (d'après [6]).

distribués. Récemment un format plus réduit encore, les DPD, est apparu : dans la mesure où les collections nécessaires sont conservées, l'exécution de l'étiquetage y est également possible. Pour les premières données, certaines informations pertinentes sur la qualité des traces sont néanmoins absentes (les points de mesure ne sont pas stockés dans les AOD, seule l'est une information résumée sur le nombre de points, le nombre de points partagé, etc), mais des versions enrichies des DPD ont été définies avec l'information à priori nécessaire.

5.4 Performances attendues

Dans cette partie, les performances attendues des diverses méthodes d'étiquetage sont présentées. Deux estimateurs sont utilisés : l'efficacité ε_b d'étiqueter un vrai jet b , et la fraction ε_l de jets légers étiquetés à tort comme b . Dans ce dernier cas, on utilise plus volontiers le facteur de rejet : $R_l = 1/\varepsilon_l$.

La définition de la vraie saveur d'un jet dans le Monte-Carlo n'est en fait pas complètement triviale. Un jet sera labellé b , c ou τ si, dans cet ordre, un quark b , c ou un lepton τ de $p_T > 5 \text{ GeV}/c$ est trouvé dans un cône de taille $\Delta R = 0.3$ autour de la direction du jet. Les autres jets sont labellés légers, aucune différence n'étant faite entre les quarks u , d , s et les gluons dont la distinction est encore plus ambiguë.

Seuls les jets vérifiant $|\eta| < 2.5$ et $p_T > 15 \text{ GeV}/c$ sont considérés dans la suite. Ceux pour lesquels aucune trace n'est sélectionnée par les coupures de qualité sont néanmoins pris en compte, alors que les événements pour lesquels le vertex primaire n'a pas pu être reconstruit sont ignorés. Enfin, les jets b ne sont pas séparés selon que le hadron beau s'est désintégré semi-leptoniquement ou hadroniquement.

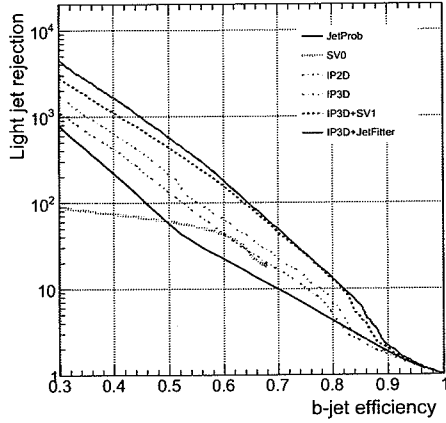


FIG. 5.16 – Facteur de rejet des jets légers en fonction de l'efficacité d'étiquetage des jets b , pour les différents algorithmes d'étiquetage dans des événements $t\bar{t}$ et $t\bar{t}jj$.

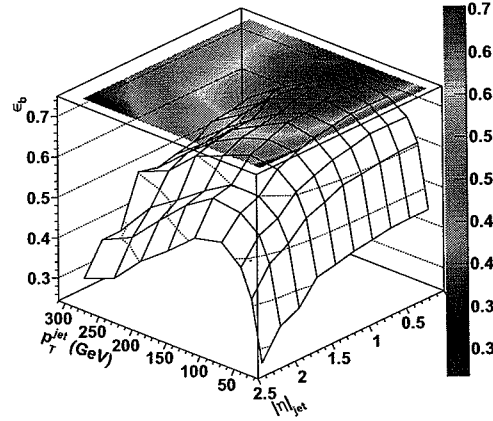


FIG. 5.17 – Efficacité d'étiqueter un jet b en fonction de son impulsion transverse p_T^{jet} et de sa pseudo-rapidité $|\eta_{jet}|$, pour une coupure à 4 sur le poids IP3D+SV1 dans des événements $t\bar{t}$ et $t\bar{t}jj$.

5.4.1 Synthèse des performances

Les performances attendues dans des événements $t\bar{t}$ et $t\bar{t}jj$ (lot défini au chapitre précédent) sont représentées en Figure 5.16, pour les différents algorithmes d'étiquetage : le facteur de rejet en fonction de l'efficacité d'étiquetage est obtenu en variant la coupure de chaque étiqueteur. Dans ces événements, dominés par le canal lepton+jets³, il y a au moins quatre jets de la diffusion dure, de différents saveurs, et des jets additionnels de radiation (au moins deux pour $t\bar{t}jj$). Les facteurs de rejet intégrés des jets légers, charmés ou de désintégrations hadroniques de τ sont reportés en Table 5.2, pour trois efficacités d'étiquetage des jets b (elles aussi définies par une coupure unique correspondant à l'efficacité moyenne sur le lot complet). Environ 5M de jets légers, 2M de jets b , 600k de jets c et 150k de jets τ ont été considérés. Les jets b dans ces événements ont en moyenne un p_T autour de 55 GeV/c et sont plutôt centraux. Pour $\varepsilon_b = 60\%$, le pouvoir de rejet varie de 20 à 200 selon la sophistication de l'algorithme. Le rejet des jets c et τ ne varie pas et est très modeste puisque ces jets ont une vraie composante avec temps de vie.

5.4.2 Dépendance en impulsion et rapidité

Les performances d'étiquetage dépendent fortement de l'impulsion et de la rapidité du jet considéré. La Figure 5.17 montre la dépendance en p_T et η de l'efficacité d'étiquetage des jets b pour une coupure fixe sur le poids IP3D+SV1, pour des jets

³Le canal complètement hadronique n'est pas compris dans ce lot.

	$\varepsilon_b = 50\%$			$\varepsilon_b = 60\%$			$\varepsilon_b = 70\%$		
	R_l	R_c	R_τ	R_l	R_c	R_τ	R_l	R_c	R_τ
JetProb	58.7	8.1	6.9	22.6	4.9	4.3	10.0	3.2	3.1
SV0	61.1	9.6	29.1	42.6	6.2	18.8	16.8	3.9	12.2
IP2D	139.3	9.4	13.9	44.8	5.7	6.5	17.0	3.7	3.6
IP3D	219.7	10.6	20.3	64.8	6.4	8.1	22.1	4.1	4.1
IP3D+SV1	456.8	13.0	47.2	155.6	7.7	24.0	44.9	4.7	8.3
IP3D+JetFitter	610.0	13.3	45.4	185.1	7.9	23.9	49.9	4.8	9.6

TAB. 5.2 – Facteurs de rejet (intégrés en p_T et η) des jets légers (R_l), charmés (R_c) et de taus hadroniques (R_τ) dans des événements $t\bar{t}$ et $t\bar{t}jj$, pour différentes efficacités ε_b d'étiquetage des jets b . Les erreurs statistiques sont inférieures à ± 0.1 sauf pour les rejets élevés : ± 1 pour $R \sim 150$ et ± 5 pour $R \sim 500$. NB : voir note en bas de page 142.

d'événements $t\bar{t}$ et $t\bar{t}jj$. Il est important de noter que la dépendance est vraiment bidimensionnelle. Par conséquent les facteurs de rejet intégrés présentés précédemment pour le lot $t\bar{t}$ ne seront pas comparables directement avec ceux obtenus pour un autre lot dont les jets ont des spectres en p_T/η très différents. Plus ennuyeux, ces variations induisent sur la cinématique dans les analyses de physique des biais, différents dans le signal et les bruits de fond. Finalement elles compliquent aussi l'extraction des performances directement des données lorsque le lot pour l'analyse a un spectre en p_T/η différent du lot de calibration : il faudra plus de statistiques pour obtenir les performances avec un maillage raisonnable et l'extrapolation par Monte-Carlo sera indispensable pour certaines régions de l'espace de phase.

À bas p_T , les traces ont en moyenne des impulsions plus basses et les performances sont limitées essentiellement par la diffusion multiple. Ceci s'applique aussi à la région à grand $|\eta|$ où la quantité de matière est plus importante, induisant également des particules secondaires. De plus, à grand $|\eta|$ la résolution en z_0 est très dégradée (cf. Fig. 5.8(b) p. 131) car la distance d'extrapolation entre le point de mesure dans la b -layer et la région du vertex primaire devient très importante.

Lorsque l'on considère des jets de p_T de plus en plus élevés, différents effets, détaillés en réf. [2], se cumulent pour dégrader les performances :

- les particules dans le jet sont plus collimées autour de l'axe, ce qui a trois conséquences. Premièrement, les traces étant de plus en plus proches de l'axe du jet la discrimination qu'apporte le signe du paramètre d'impact par rapport à cet axe s'estompe à grand p_T car ce signe devient aléatoire. En second lieu, les traces "utiles" c.-à-d. venant de la désintégration du hadron B sont diluées car un cône de taille fixe ($\Delta R = 0.4$) est utilisé jusqu'à présent pour associer les traces aux jets. Ainsi dans un jet b de $p_T \sim 300$ GeV/ c environ les deux tiers des traces ne viennent pas de la désintégration du B , contre un tiers seulement à 50 GeV/ c . Finalement la densité des *hits* dans le trajectographe devient grande et commence à poser des problèmes de reconnaissance des

traces, réduisant l'efficacité de reconstruction et induisant de fausses traces comme vu en section 5.2.3.

- à grand p_T le $c\tau$ typique des hadrons beaux d'environ $450 \mu\text{m}$ reçoit une correction significative du facteur de Lorentz $\gamma \sim |p_B|/m_B$: pour environ 20% des jets b de $p_T \gtrsim 200 \text{ GeV}/c$ le hadron beau volera au-delà du tube à vide et dans 8% des cas au-delà même de la première couche de pixels. Ceci rend les problèmes de reconnaissance des traces encore plus aigus : par exemple pour un jet b de $p_T > 500 \text{ GeV}/c$ (lot de $Z' \rightarrow b\bar{b}$, $m_{Z'} = 2 \text{ TeV}/c^2$), la probabilité pour une trace d'avoir un coup partagé dans la b -layer est supérieure à 30% si le hadron B s'est désintégré seulement 1 cm devant le tube à vide.

Pour des jets de $p_T = \mathcal{O}(\text{TeV}/c)$, ces effets sont très importants et limitent fortement les performances : $R_l \sim 10$ pour $\varepsilon_b = 40\%$.

Certains de ces aspects sont en cours d'études pour être améliorés. Nous avons par exemple modifié l'association des traces aux jets afin de limiter les contaminations en utilisant un cône ΔR plus fin à grand p_T . Ainsi en associant les traces à un jet si $\Delta R(\text{trace}, \text{jet}) < 0.14 + e^{-1.37 - 0.012 p_T (\text{GeV})}$, on conserve 95% des traces issus de hadrons beaux sur la gamme $p_T \in [15, 500] \text{ GeV}/c$. Pour une même efficacité d'étiquetage des jets b de 50% (60%), le rejet des jets légers est alors amélioré de 40% (10%) dans des événements $t\bar{t}$. Cette amélioration dépend sensiblement de la proportion de jets non-isolés dans le lot considéré.

5.5 Préparation aux premières données

Si l'obtention de performances d'étiquetage toujours meilleures est importante pour la physique, la préparation aux premières données est fondamentale. À cet égard, j'ai essayé de susciter et participer à des développements et études spécifiques, et encouragé les études visant à mesurer les performances d'étiquetage directement dans les données. Ces aspects sont discutés dans cette partie, avec un accent mis sur les études auxquelles j'ai participé ou sur les résultats des études très importantes.

5.5.1 Étiqueteurs pour le démarrage

Pour les premières données, il est souhaitable d'utiliser des étiqueteurs simples et ne dépendant pas trop de la modélisation Monte-Carlo, en tout cas jusqu'à ce que l'accord entre données et Monte-Carlo soit bien étudié et jugé satisfaisant.

Le premier étiqueteur sera donc vraisemblablement le comptage des traces de grand paramètre d'impact (ou paramètre d'impact normalisé), qui est certainement l'algorithme le plus simple. L'algorithme JetProb de compatibilité des traces/jets avec le vertex primaire est également simple et en principe un peu plus performant. Il devrait être possible de mesurer très rapidement dans les premières données sa fonction de résolution $\mathcal{R}$ et de l'affiner au fur et à mesure de la compréhension des données. Finalement, il est important de mettre en œuvre en parallèle un algorithme basé sur la reconstruction du vertex secondaire, car la sensibilité de ce type d'algorithme à différents effets (voir l'alignement ci-dessous par ex.) est très différente de

celle des algorithmes basés sur le paramètre d'impact des traces. L'étiqueteur SV0 a été conçu à cette fin⁴.

Les algorithmes basés sur des rapports de vraisemblances qui utilisent les propriétés de jets b et de jets légers (voire des jets c) prises du Monte-Carlo et leur corrélations, à savoir IP2D, IP3D, SV1, SV2 et JetFitter, devraient prendre un peu plus de temps à être mis en œuvre et compris. Ils sont cependant indispensables pour obtenir les performances élevées requises par la physique.

5.5.2 Alignement

Les études présentées sont basées sur des simulations qui supposent un alignement du détecteur interne parfaitement connu. Des études ont cependant été effectuées pour estimer l'impact des désalignements résiduels (cf. réf. [2], p. 465), un point critique pour l'étiquetage. Leurs conclusions sont résumées ici. Elles s'appuient sur des lots simulés avec une géométrie désalignée réaliste telle qu'attendue avant toute tentative d'alignement, sur la base de mesures de position pendant la construction et l'assemblage et des dessins techniques. Le désalignement est de l'ordre de 10-100 μm au niveau des modules individuels et de quelques millimètres au niveau des structures (couches, disques). Certains effets systématiques ont également été introduits (rotation de chaque couche d'un angle croissant avec le rayon par ex.), d'autres non (déformations des structures entre autres).

Deux approches ont été suivies : la reconstruction de ces lots en connaissant exactement les désalignements suivie de l'introduction de désalignements résiduels et aléatoires, ou bien la vraie procédure d'alignement.

Dans le premier cas, un des scénarios consistait à introduire des translations des modules des pixels de 10 μm selon $r\varphi$ et 30 μm selon r et selon z , et des rotations d'environ 0.3 mrad, ainsi que des déplacements du même ordre au niveau des couches, disques et de l'ensemble du détecteur. Pour une même efficacité d'étiquetage, le facteur de rejet des jets légers est environ deux fois moins bon. Dans un scénario avec des déplacements typiquement deux fois moindres, la perte en réjection est de 40%.

Dans l'approche alternative, la procédure d'alignement basée sur les traces chargées a été utilisée et les constantes d'alignement ainsi obtenues propagées au niveau de la reconstruction. Le niveau de désalignement résiduel obtenu après alignement est d'environ 3 microns en $r\varphi$. Il s'agissait du premier test de ce genre et c'est certainement l'approche la plus réaliste pour estimer l'impact de l'alignement sur les performances d'étiquetage des jets b , même si les déformations systématiques introduites n'étaient pas et ne sauraient être complètes. Dans le cas de figure considéré, la perte relative en pouvoir de rejet des jets légers dans des événements $t\bar{t}$ est d'environ 15% à une efficacité d'étiquetage ε_b constante de 50% ou 60%, pour l'étiqueteur IP3D+SV1. Un autre enseignement important de l'exercice est que les

⁴Au moment d'imprimer la version définitive de ce manuscrit, une première optimisation des étiqueteurs JetProb et SV0 indique qu'il est possible de doubler les facteurs de rejet des jets légers indiqués en Table 5.2.

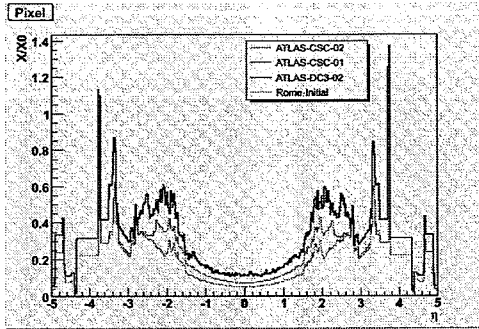


FIG. 5.18 – Distributions de la matière du détecteur à pixels en fraction de longueurs de radiation en fonction de la pseudo-rapidité, pour différentes versions (cf. texte) de la description dans la simulation (d'après [8]).

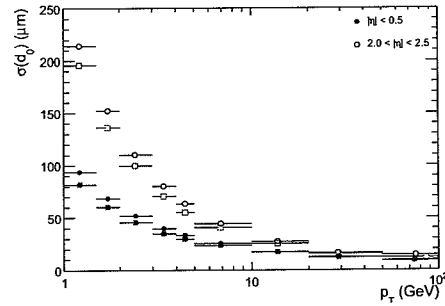


FIG. 5.19 – Résolution en paramètre d'impact transverse d_0 en fonction de l'impulsion transverse de la trace pour la géométrie DC3 (symboles carrés rouges) et pour la géométrie plus réaliste CSC (symboles ronds noirs).

étiqueteurs basés sur les vertex secondaires sont relativement moins sensibles aux désalignements que ceux basés sur le paramètre d'impact.

5.5.3 Impact de la quantité de matière

La matière du trajectographe d'ATLAS, dont la quantité est assez conséquente comme on l'a vu en section 5.2.1, a été soigneusement recensée durant la construction et beaucoup d'efforts ont été investis pour la décrire précisément dans la simulation. Il est toutefois possible qu'elle soit sous-estimée, ce qui peut affecter notablement les performances de l'étiquetage des jets b . Ces effets ont été étudiés avec deux lots de 50k événements $t\bar{t}$ produits à l'identique, seule la description de la géométrie différant : l'une récente (CSC) étant beaucoup plus réaliste et comportant plus de matière que l'autre (DC3, datant de 2005). Au total pour le détecteur interne, la quantité de matière en longueur de radiation a augmenté relativement d'environ 30% dans la région centrale ($|\eta| < 0.5$) et jusqu'à 50% pour $1.5 < |\eta| < 2.5$. La différence au niveau du détecteur à pixels est illustrée en Figure 5.18 et représente une augmentation relative en longueurs de radiation d'environ 60% à $\eta = 0$.

La première conséquence de l'augmentation de la matière est une dégradation de la résolution en paramètre d'impact, illustrée en Figure 5.19. Pour $p_T \sim 1$ GeV/c, la dégradation relative est d'environ 15% dans la région centrale et 8% à l'avant. L'autre effet est l'augmentation de la fraction des particules subissant une interaction dans la matière et produisant des particules secondaires, ces dernières pouvant donner des traces ne pointant pas vers le vertex primaire (directement ou par le biais de problèmes dans la reconstruction des traces). Le nombre de traces reconstruites (avec $p_T > 1$ GeV/c) et associées à une particule secondaire créée par GEANT augmente ainsi de 18% lorsque l'on passe de la géométrie DC3 à CSC. En moyenne

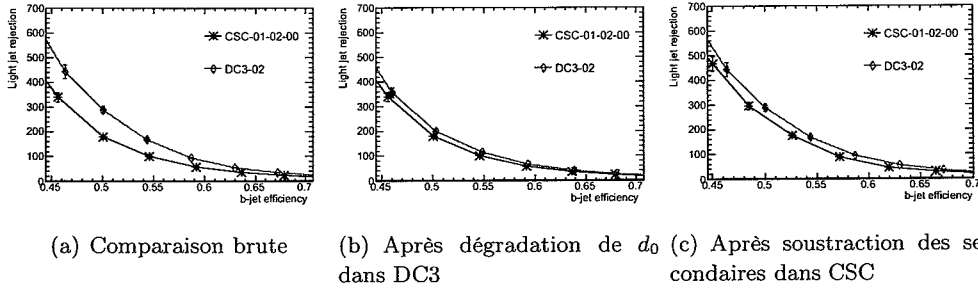


FIG. 5.20 – Facteur de rejet des jets légers en fonction de ε_b avec l’algorithme IP2D et pour la géométrie obsolète DC3-02 (rouge) ou la géométrie CSC-01 (noir). Voir texte pour les détails.

dans un jet environ 8% des traces de qualité *b-tagging* correspondent alors à des secondaires.

L’impact sur les performances d’étiquetage est visible en Figure 5.20(a) : pour une efficacité constante $\varepsilon_b = 60\%$, le facteur de rejet des jets légers est 50% plus mauvais avec la géométrie réaliste CSC. Sur l’intervalle $\varepsilon_b \in [0.45, 0.70]$, la moyenne $\bar{\xi}$ des rapports des facteurs de rejet R_l^{DC3}/R_l^{CSC} vaut 1.39 ± 0.02 . Pour confirmer l’origine de la dégradation, deux modifications ont été apportées. Premièrement, la résolution en d_0 dans le lot CSC a été paramétrée en fonction du (p_T, η) des traces et le paramètre d’impact des traces du lot DC3 a été dégradé selon cette paramétrisation. Le résultat est en Figure 5.20(b) et $\bar{\xi}$ vaut alors 1.16. Inversement, 18% des traces associées à des secondaires dans le lot CSC ont été supprimées aléatoirement : voir Figure 5.20(c). Dans ce cas $\bar{\xi} = 1.21$. Lorsque les deux modifications sont appliquées et les résultats comparés, la différence résiduelle n’est plus que de 10%, ce qui confirme que les dégradations par ajout de matière sont dues essentiellement à la dégradation de résolution en d_0 ($\sim 60\%$) et aux particules secondaires additionnelles ($\sim 40\%$).

Un écart aussi important entre la quantité de matière réellement dans le détecteur et celle introduite dans la simulation semble dorénavant peu probable. La même étude a été refaite avec deux géométries relativement proches (décrites en réf. [9]). Dans la partie centrale du trajectographe, les modifications principales sont l’ajout d’une fine couche d’aluminium représentant $0.01X_0$ après la *b-layer*, et l’ajout d’une couche de carbone de $0.01X_0$ ($0.03X_0$) en $z = 0$ ($z = \pm 75$ cm) au niveau de la 2^e couche du SCT. Dans ce cas, plus représentatif de la quantité de matière qui aurait pu être oubliée, le changement relatif du facteur de rejet des jets légers est de 10% pour $\varepsilon_b = 60\%$.

5.5.4 Impact de l’état du détecteur à pixels

Le détecteur à pixels, et en particulier la *b-layer*, sont cruciaux pour l’étiquetage de saveur. L’efficacité du détecteur affecte l’étiquetage à double titre : à travers l’efficacité de reconstruction des traces et directement puisque les critères de qualité

b-tagging exigent deux points de mesure dans les pixels dont un dans la *b-layer*. Dans les résultats de simulations discutés dans ce document, 5% des pixels sont aléatoirement déclarés morts. Cette inefficacité joue un rôle en particulier à $\eta \sim 0$ comme on l'a vu en page 129 puisqu'en incidence normale la moitié des amas de pixels sont formés d'un seul pixel.

Un niveau plus faible de pixels morts, 1%, a aussi été étudié. L'efficacité de reconstruction des traces de qualité *b-tagging* augmente de 2.5% absolus en $\eta \sim 0$. Pour une même efficacité d'étiqueter les jets *b*, le facteur de rejet des jets légers est amélioré de 10%. Au-delà des pannes de modules et de chips, l'impact de deux pannes plus ennuyeuses a également été étudié : la panne d'un opto-board (6 ou 7 modules successifs inopérants) ou l'arrêt d'une boucle de refroidissement (26 modules affectés). Pour $\varepsilon_b = 60\%$, l'impact est minime pour une de ces pannes se produisant sur la couche la plus externe des pixels : quelques pourcents de perte en facteur de rejet des jets légers. Par contre l'impact est sévère si la *b-layer* est affectée : -10% sur le facteur de rejet des jets légers pour une panne d'opto-board et environ -30% pour l'arrêt d'une boucle de refroidissement.

À titre indicatif, lors des prises de données cosmiques en novembre 2008, les composants suivants du détecteur à pixels étaient non-fonctionnels ou inopérés : 73 modules (dont 5 sur la *b-layer* pour un total de 286) sur un total de 1744, 14 chips (dont 1 sur la *b-layer*) sur 27904, et 80k pixels sur 80M, soit un total de 4% de canaux morts. Des simulations sont en cours prenant en compte une telle carte des composants inactifs pour étudier l'impact sur les performances d'étiquetage. Il est à noter qu'une certaine fraction des pannes mentionnées devrait être corrigée pour la prise de données en 2009.

5.5.5 Qualité des traces reconstruites

La qualité des traces reconstruites est de première importance et devra être étudiée en détails dans les données et faire l'objet de comparaisons Monte-Carlo/données approfondies.

Le traitement spécifique des traces avec des points de mesure partagés avec d'autres traces (*shared hits*) a déjà été évoqué. De telles traces sont utilisés par les étiqueteurs à paramètre d'impact (JetProb, IP2D, IP3D) mais le rapport de vraisemblance est calculé sur la base d'histogrammes de référence dédiés. Par rapport au cas où ces traces sont traitées indifféremment des autres, le gain en facteur de rejet des jets légers est de 20% (10%) pour $\varepsilon_b = 50\%$ (60%) avec par exemple IP3D dans un lot d'événements $t\bar{t}$. Si ces traces sont simplement rejetées, le gain est de 10% (0%) respectivement. Le gain dépend du lot considéré : ce traitement est important pour des événements avec des jets énergétiques et/ou une grande multiplicité de traces/jets.

Ce mécanisme de calibrations dédiées par catégories de traces peut être étendu à d'autres propriétés des traces. Différentes études ont été faites en ce sens pour par exemple essayer de récupérer les traces ne passant pas les coupures sur le nombre de points de mesure dans les pixels. De façon un peu différente, les traces peuvent

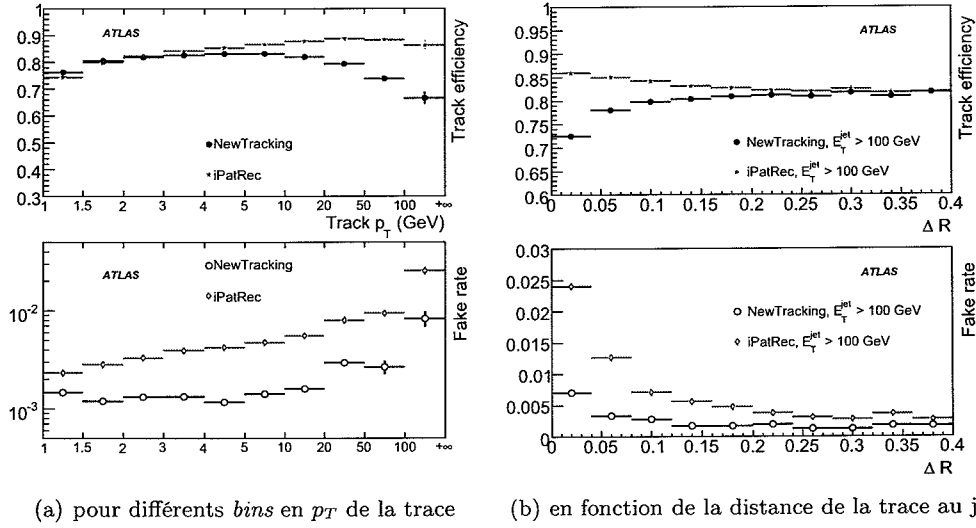


FIG. 5.21 – Efficacité de reconstruction des traces (haut) et fraction de fausses traces (bas) pour les coupures de qualité b -tagging dans des événements $t\bar{t}$ et pour deux algorithmes de reconstruction des traces : NewTracking (défaut, symboles noirs) et iPatRec (symboles rouges).

aussi être réparties en catégories selon des variables continues comme leur pseudo-rapidité η ou leur impulsion (p ou $p^2 \sin^3 \theta$ par exemple). Un traitement imparfait de la matière dans le processus d'estimation des erreurs lors de la reconstruction des traces peut en effet conduire à des distributions de d_0/σ_{d_0} différentes par exemple selon l'impulsion des traces. Il est important de corriger la description de la matière et son traitement grâce aux premières données, mais un tel traitement *ad hoc* peut être utile dans un premier temps. Une partition en 11 catégories basées sur la pseudo-rapidité et l'impulsion des traces ainsi que sur le fait d'avoir un point de mesure dans la b -layer ou non conduit à des améliorations du facteur de rejet des jets légers entre 20% et 70% pour $\varepsilon_b = 60\%$ selon les lots et les étiqueteurs considérés.

La Figure 5.21 compare les performances de deux algorithmes de reconstruction des traces opérant à des points de fonctionnement différents. Cette version de NewTracking (l'algorithme par défaut) présentait un niveau faible de fausses traces au prix d'une perte en efficacité, alors qu'iPatRec avait fait le choix inverse. La comparaison brute des résultats à une efficacité d'étiquetage ε_b fixe (50% ou 60%) montrait que le facteur de rejet des jets légers obtenu avec les étiqueteurs par paramètre d'impact était environ 5% moins bon avec iPatRec. Au contraire, avec les étiqueteurs par vertex secondaire le facteur de rejet des jets légers était amélioré d'environ 5 à 10% avec les traces d'iPatRec. Ceci semble indiquer une plus grande sensibilité des étiqueteurs par paramètre d'impact aux fausses traces. L'étiquetage par vertex secondaire peut éliminer plus facilement les fausses traces car elles ne vont en général pas être compatible avec le vertex, tout en bénéficiant de l'effica-

cité légèrement meilleure pour les vraies traces. Toutefois l'implication précise du choix du point de fonctionnement des algorithmes de reconstruction des traces sur les performances d'étiquetage est en cours d'étude.

5.5.6 Effets des événements d'empilement

Les événements de biais minimum superposés (*pile-up*) au signal de grand p_T considéré peuvent dégrader les performances d'étiquetage de plusieurs façons. En premier lieu les traces additionnelles peuvent obscurcir la reconstruction des traces chargées. Toutefois l'occupation des pixels est tellement basse (de l'ordre de 10^{-5} à une luminosité de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) que les effets sont a priori limités et surviennent seulement très localement. Des traces fortuites vont aussi être associées géométriquement aux jets de grand p_T considérés. D'autre part, des jets additionnels avec peu ou pas de traces vont voir le jour. Mais l'effet le plus dangereux pour l'étiquetage est la présence de plusieurs vertex primaires différents. Un mauvais choix de vertex primaire est ennuyeux surtout selon l'axe z et n'affecte quasiment pas les étiqueteurs fonctionnant dans le plan transverse. Ainsi, pour en moyenne 4.6 événements d'empilement, un mauvais vertex primaire choisi dans environ 10% des événements peut dégrader relativement la réjection des jets légers de 30% pour $\varepsilon_b = 50\text{-}60\%$ [2] si aucune action correctrice n'est prise. Il est par exemple souhaitable d'associer chaque jet au vertex primaire le plus probable pour lui, au lieu de choisir un vertex primaire pour l'événement. Là encore ces études sont en cours, en particulier en comparant événement par événement des lots identiques simulés avec et sans empilement. Les premiers résultats préliminaires montrent que les étiqueteurs par vertex secondaires sont plus affectés par les jets additionnels alors que les étiqueteurs par paramètre d'impact (en 3D) sont plus sensibles aux choix du vertex primaire. De plus une coupure sur la corrélation entre le d_0 et le z_0 des traces semble limiter fortement la contribution des jets additionnels et quasiment restaurer les performances initiales des étiqueteurs par vertex secondaire. Des études avec un plus grand empilement sont en cours.

5.5.7 Mesure des performances dans les données

L'efficacité d'étiquetage des jets b et le taux de mauvaise identification doivent être mesurés dans les données avec précision, ne serait-ce que pour contrôler l'adéquation de la simulation Monte-Carlo. La difficulté principale est alors de sélectionner des lots de jets pour les différentes saveurs avec une pureté suffisante.

Différentes stratégies ont été étudiées par ailleurs pour la mesure de l'efficacité d'étiquetage des jets b , et sont consultables en réf. [2], pp.534 et 504. Un résumé en est donné dans ce qui suit.

La première approche est basée sur l'utilisation d'événements QCD di-jets, produits abondamment, et enrichis en saveurs lourdes en demandant la présence d'un muon dans l'un des jets. Un déclenchement spécifique pour cette signature a d'ailleurs été proposé puis implémenté, afin de recueillir un lot conséquent et surtout

couvrant une large gamme d'impulsion transverse des jets. Pour des luminosités de l'ordre de $10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, la coïncidence d'un muon avec $p_T > 4$ ou $6 \text{ GeV}/c$ avec un jet de $p_T > 10 \text{ GeV}/c$ est utilisée au niveau 1. Au 2^e niveau du déclenchement, les objets sont raffinés et un ensemble de seuils en p_T du jet est utilisé avec différents facteurs de *pre-scaling*. L'hypothèse actuelle d'un budget de 1 Hz pour ce déclenchement conduit à 100k événements récoltés en 30 heures, correspondant à 1 pb^{-1} à cette luminosité. Deux méthodes, développées par les expériences au Tevatron, ont été considérées pour estimer le contenu en jet b du lot. La méthode dite p_t^{rel} est basée sur la distribution de l'impulsion du muon par rapport à l'axe du jet, en ajustant les données sur les formes de la distribution tirées du Monte-Carlo pour des lots de jets b , c et légers. L'autre méthode, dite System8, utilise deux lots de contenu en jet b différent et deux étiqueteurs non-corrélés (typiquement l'étiqueteur par muon mou et l'étiqueteur spatial à calibrer) pour former un système de huit équations duquel on peut extraire l'efficacité d'étiquetage des jets b . Avec 50 pb^{-1} de données, une calibration détaillée dépendante de p_T ou η peut être dérivée avec ces deux méthodes, pour des jets de p_T inférieur à 80 et 150 GeV/c respectivement. Les erreurs systématiques seront rapidement dominantes et leur étude minutieuse, quoique non complètement terminée, indique qu'il serait possible d'atteindre une erreur absolue sur ε_b de l'ordre de 6%.

La seconde approche tire parti de la production importante de paires $t\bar{t}$ au LHC qui fournit au moins deux jets b par événement dont l'un peut être utilisé comme sonde. Cette approche est complémentaire de la précédente : un peu plus de données sont nécessaires mais l'efficacité d'étiquetage de jets de plus grand p_T est mesurable. Deux techniques sont utilisées : en comptant le nombre d'événements avec un, deux ou trois jets b étiquetés, ou en étudiant directement le résultat de l'algorithme d'étiquetage considéré sur un lot de jets dont on a prédit qu'ils devaient être des jets b par différentes méthodes de sélection (topologique, cinématique ou maximum de vraisemblance). La méthode par comptage permet de mesurer l'efficacité d'étiquetage intégrée avec une précision relative de $\pm 2.7(stat.) \pm 3.4(syst.)\%$ dans le canal lepton+jets et de $\pm 4.2(stat.) \pm 3.5(syst.)\%$ dans le canal di-leptons avec 100 pb^{-1} . Avec une sélection topologique et 200 pb^{-1} de données, la précision relative est de $\pm 7.7(stat.) \pm 3.2(syst.)\%$ et plus de statistiques permettent de mesurer cette efficacité en fonction des variables pertinentes (p_T et η du jet au premier ordre).

Les études de mesure du taux de jets légers identifiés à tort comme jets b ne sont pas encore complètes. L'approche suivie est d'utiliser la partie négative (*negative tags*) des distributions signées du paramètre d'impact ou de la longueur de vol comme mesure des effets de la résolution sur des traces supposées venir du vertex primaire, puis de corriger pour les contaminations venant de particules de longues durée de vie (K_s^0 , Λ^0 , etc), des interactions dans la matière et d'une partie de vraies saveurs lourdes. Ces études ne sont pas encore terminées. Compte-tenu de l'expérience acquise au Tevatron, il semble raisonnable avec une centaine de pb^{-1} d'espérer une erreur relative d'environ 10% sur l'efficacité d'étiqueter à tort un jet léger ou charmé.

5.6 Conclusion et perspectives

Une série d'études assez complète des performances d'étiquetage et de l'impact de différents ingrédients critiques a été réalisé, en particulier dans le contexte de la préparation des notes CSC. Certaines études sont en cours de finalisation.

À court terme, la mise en œuvre de l'étiquetage des jets b dans les premières données est ma priorité. Je poursuis à cette fin et avec des étudiants les préparations selon trois axes :

- la mise en service de l'étiqueteur JetProb, en étudiant notamment comment extraire la fonction de résolution (côté négatif de la distribution du paramètre d'impact ou du paramètre d'impact normalisé des traces) des données et quels sont les biais éventuels ;
- la poursuite des études sur la sensibilité des différents algorithmes d'étiquetage à différents paramètres (empilement) et surtout à la qualité des traces reconstruites et aux différents choix fait au niveau de la reconstruction des amas et des traces (coupures de sélection, traitement des *outliers*, résolution des ambiguïtés, etc) ;
- la mesure de l'efficacité d'étiquetage ε_b des jets b dans les événements dijets, en définissant le maillage en (p_T^{jet}, η^{jet}) approprié pour différents scénarios de luminosité intégré et en vérifiant si ce maillage devrait faire intervenir d'autres variables, et en préparant la méthode avec patrons p_T^{rel} .

Très prochainement l'étiqueteur SV0 sera ajouté à l'étude de mesure de ε_b , et l'autre méthode d'extraction de ε_b dite System8 sera revisitée. Le groupe du CPPM étudie aussi par ailleurs la mesure du taux de mauvais étiquetage dans les jets légers.

Publications, conférences et contributions personnelles

Publications avec comité de lecture

- G. Aad *et al.*, ATLAS collaboration, The ATLAS experiment at the CERN Large Hadron Collider, JINST **3** S08003 (2008)

Conférences et actes de conférence

- L. Vacavant, b -tagging algorithms and performance in ATLAS, Physics at LHC 2008, Split, Croatie, oct. 2008, à paraître dans *Proceedings of Science* 064

Autres publications et notes

- G. Aad *et al.*, ATLAS collaboration, Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector, Trigger and Physics, co-éditeur chapitre "b-tagging" pp. 397-548, arXiv :0901.0512 (2009)
- D. Cavalli *et al.*, Performance of the ATLAS fast simulation ATLFAST, ATLAS-PHYS-INT-2007-005 (2007)
- C. Lapoire, L. Vacavant, R. Zaidan, Update on b -tagging performance with release 15, note ATLAS, en préparation
- L. Vacavant, Update on the impact of moderate pile-up on b -tagging, note ATLAS, en préparation
- G. Piacquadio, L. Vacavant, Charm and bottom separation, note ATLAS, en préparation
- L. Vacavant, J.B. de Vivie, A. Wildauer, The ATLAS b -tagging software, note ATLAS, en préparation

Séminaires et exposés plénières invités en ateliers de travail

- The high- p_T physics program of ATLAS and the role of b -tagging, séminaire Académie des Sciences, Prague, République Tchèque, déc. 2008
- ATLAS b -tagging workshop, co-organisateur, Gênes, Italie, mai 2008
- Étiquetage des jets b , atelier Physique-ATLAS-France, Seignosse, sept. 2007
- b -tagging with ATLAS, 1st ATLAS Physics Workshop of the Americas, Stanford, États-Unis, août 2007
- ATLAS b -tagging workshop, organisateur, Marseille, mai 2007
- b -tagging with ATLAS, ATLAS-UK Physics Workshop, Durham, Royaume-Uni, sept. 2006
- Étiquetage des jets b et premières données, atelier Physique-ATLAS-France, Autrans, mars 2006
- b -tagging with ATLAS, ATLAS-US Physics Workshop, Brookhaven, États-Unis, déc. 2005
- b -tagging performance, ATLAS Physics Workshop, Rome, Italie, juin 2005

Contributions personnelles principales

Je travaille sur l'étiquetage depuis 2004 et suis coordinateur du groupe ATLAS Flavour Tagging Combined Performance depuis janvier 2007. Le groupe comprend une cinquantaine de physiciens et a consacré une partie importante de son temps au cours des deux dernières années à produire un ensemble d'études relativement complet sur les différents aspects de l'étiquetage, disponible en réf. [2] pp. 397-548. En sus du travail de coordination, mes contributions principales ont porté sur : le développement et la maintenance de l'infrastructure logicielle, le développement du code gérant les calibrations par interactions avec la base de données de conditions (COOL), le développement de l'étiqueteur JetProb (avec J.B. de Vivie) puis de l'étiqueteur SV0, les études pour leur mise en œuvre avec les premières données (avec C. Lapoire et R. Zaidan), l'étude et le suivi des performances en particulier en lien avec la reconstruction des traces (reconstruction dans les jets, matière, qualité des traces, avec R. Zaidan).

Bibliographie

- [1] ATLAS, G. Aad *et al.*, The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, JINST **3**, S08003 (2008). 25, 36, 107, 108, 125, 128, 130, 131
- [2] ATLAS, G. Aad *et al.*, Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector, Trigger and Physics, (2009), 0901.0512. 8, 34, 36, 39, 99, 100, 105, 106, 107, 108, 112, 114, 115, 116, 131, 132, 135, 136, 140, 142, 147, 151
- [3] ALEPH, D. Buskulic *et al.*, A Precise measurement of Gamma ($Z \rightarrow b\bar{b}$) / Gamma ($Z \rightarrow$ hadrons), Phys. Lett. **B313**, 535 (1993). 133
- [4] ALEPH, D. Brown and M. Frank, Tagging b-hadrons using track impact parameters, (1992), ALEPH-92-135. 133
- [5] S. Corréard *et al.*, b-tagging with DC1 data, ATL-PHYS-2004-006. 135, 136
- [6] F. Akesson and W. Wildauer, Jet tagging Event Data Model, ATL-COM-SOFT-2006-001. 136, 138
- [7] ATLAS, D. Adams *et al.*, The ATLAS Computing Model, ATL-SOFT-2004-007, CERN-LHCC-2004-037-G-085. 136, 137
- [8] G. Gorfine, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/InDetMaterial>. 143
- [9] <https://twiki.cern.ch/twiki/pub/Atlas/DistortedMaterial>. 144

Conclusion et perspectives

Ce mémoire résume une grande partie de mon activité de recherche au cours des douze dernières années. Les travaux présentés s'inscrivent dans la perspective du démarrage dorénavant imminent du LHC et sont pour l'essentiel liés aux deux points-clés que poursuivent les expériences généralistes au LHC et qui sont à l'origine de mon intérêt pour cette machine :

- la compréhension du mécanisme de la brisure de la symétrie électrofaible (chapitre 4 : recherche directe du boson de Higgs),
- la recherche de nouvelle physique au-delà du Modèle Standard (chapitre 2 : dimensions supplémentaires, un soupçon de supersymétrie)

L'analyse effectuée auprès du Tevatron dans le secteur de la physique de la saveur ne s'inscrit pas directement dans cette perspective, mais cette expérience auprès d'un collisionneur hadronique en fonctionnement a été extrêmement formatrice comme on peut l'imaginer.

Compte-tenu de mon parcours et de mes intérêts, j'ai choisi d'aborder ces deux thématiques en développant une expertise dans le domaine de l'identification des jets issus de quark b .

Dans l'immédiat, les conditions de fonctionnement du LHC en 2009-2010, bien qu'incertaines, ne semblent pas propices à la recherche du boson de Higgs et peu favorables à la mise en évidence de nouvelle physique. Ceci aura au moins l'avantage de permettre de comprendre raisonnablement bien le détecteur et ses performances.

À court terme, la mise en œuvre de l'étiquetage des jets b dans les premières données est donc ma priorité. Je poursuis à cette fin et avec des étudiants les préparations selon trois axes (détaillés au chapitre 5) : la mise en service d'étiqueteurs simples et robustes, la poursuite des études sur la sensibilité des différents algorithmes d'étiquetage à la qualité des traces reconstruites et enfin la mesure dans les données de l'efficacité d'étiquetage des jets b grâce aux événements dijets dans un premier temps. À cet égard, mon séjour au CERN me permettra d'interagir directement avec les experts de la reconstruction des traces et de l'alignement du détecteur interne.

Il est essentiel aussi à mes yeux de profiter de cette phase pour vérifier la simulation Monte-Carlo dans les moindres détails. Dans le contexte du *b-tagging* celle-ci est en effet importante pour la définition des histogrammes de référence pour les algorithmes basés sur les rapports de vraisemblance (qui permettent d'atteindre les performances ultimes), et pour l'extrapolation dans des régions de l'espace de

phase peu accessibles (jets de très grand p_T , topologies avec de multiples jets b par exemple). Il va de soi que les techniques *data driven*, largement utilisées au Tevatron, auront toujours une place de choix. Avec un minimum de luminosité intégrée, le nombre et la variété des canaux de contrôle dont disposera ATLAS seront même bien supérieurs. Mais naturellement une simulation Monte-Carlo fiable apporte une certaine simplicité pour les analyses et surtout un bras de levier considérable.

En parallèle au travail sur l'étiquetage, une mesure de la section efficace de production des paires $t\bar{t}$ avec identification des jets b est en préparation avec une doctorante. Il s'agit d'une analyse qui utilisera directement les performances d'étiquetage mesurées au préalable dans les événements dijets. Le cas échéant, cette analyse peut servir de base pour une extension naturelle à l'étude des bruits de fonds $t\bar{t}jj$ et $t\bar{t}b\bar{b}$ pour le canal $t\bar{t}H(H \rightarrow b\bar{b})$. D'autres analyses comme la section efficace de production de paires $b\bar{b}$ sont peut-être envisageables, et certainement intéressantes compte-tenu de l'histoire de ce type de mesures.

Finalement, cette période devra également être utilisée pour préparer la phase suivante d'analyses vraisemblablement à 14 TeV et avec typiquement de 0.5 à 10 fb⁻¹ de données. Les possibilités d'observer de la nouvelle physique dans cette phase sont substantielles. D'autre part le potentiel de découverte d'un boson de Higgs léger devra aussi être ré-étudié, selon les résultats du Tevatron et au vu de la compréhension de certains bruits de fond au LHC.