



HAL
open science

Mise en oeuvre de l'étiquetage des jets issus de quarks beaux dans l'expérience ATLAS au LHC

C. Lapoire

► **To cite this version:**

C. Lapoire. Mise en oeuvre de l'étiquetage des jets issus de quarks beaux dans l'expérience ATLAS au LHC. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université de la Méditerranée - Aix-Marseille II, 2010. Français. NNT: . tel-00552127

HAL Id: tel-00552127

<https://theses.hal.science/tel-00552127v1>

Submitted on 5 Jan 2011

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

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

**UNIVERSITÉ DE LA MÉDITERRANÉE
AIX-MARSEILLE II**
FACULTÉ DES SCIENCES DE LUMINY
163 avenue de Luminy
13288 MARSEILLE Cedex 09

THÈSE DE DOCTORAT

Spécialité : Physique et Sciences de la Matière

Mention : Physique des Particules et Astroparticules

présentée par

Cécile LAPOIRE

en vue d'obtenir le grade de docteur de l'Université de la Méditerranée

**Mise en œuvre de l'étiquetage des jets issus
de quarks beaux dans l'expérience ATLAS au LHC**

soutenue le 22 septembre 2010 devant le jury composé de

Dr.	D. Bloch	Rapporteur
Dr.	E. Kajfasz	Examineur
Prof.	A. Nisati	Examineur
Dr.	A. Rozanov	Directeur de thèse
Prof.	M. Talby	Examineur
Dr.	L. Vacavant	Co-Directeur de thèse
Prof.	G. Watts	Rapporteur

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier les membres du jury :

Daniel et Gordon, mes rapporteurs, membres des expériences CMS et ATLAS respectivement, pour avoir pris le temps de lire ce document. Un grand merci à Daniel pour les corrections détaillées et à Gordon pour son soutien en tant que *convener b-tagging*.

Sasha, qui m'a permis d'effectuer cette thèse sous sa direction, pour ses conseils très précieux tout au long de la thèse et ses connaissances impressionnantes que ce soit sur le détecteur à pixels ou la physique dans tous ses aspects et qu'il est très enthousiaste à partager.

Éric, directeur du CPPM, pour son soutien et sa gentillesse.

Mossadek, directeur du groupe ATLAS CPPM, pour son soutien tout au long de ces trois années de thèse et durant le master 2, et grâce à qui j'ai pu faire partie du groupe ATLAS-pixels.

Leandro, merci d'avoir trouvé le temps pour lire ma thèse et pour venir à la soutenance.

Et enfin Laurent pour m'avoir suivie tout au long de la thèse, pour le temps passé sur le code, les présentations, la correction de la thèse. J'ai apprécié ta rigueur dans le travail et tes grandes connaissances, j'ai énormément profité de ton expertise du *b-tagging*. Tu m'as tout appris. Merci beaucoup !

Merci infiniment aussi à Remi, Georges et Jean-Baptiste pour leur patience et leur grande disponibilité. Vous m'avez vraiment aidée à m'en sortir avec le *software* notamment au début de la thèse.

Je tiens également à remercier Jessica, Fabrice, Farès, Pascal, Steve, Yann et Joe qui m'ont toujours donné de bons conseils.

Je remercie Karim et Manu pour leur soutien 'informatique', ainsi que tous les membres du labo qui m'ont aidée.

Je remercie les autres thésards pour leur compagnie.

Enfin, les amis que j'ai recontrés, chronologiquement : Garo, Georges et Rémi, puis Stéphane, Marine, Sahar, Nancy, Jad, Nicolas, Cosme et Ziad.

Merci enfin à mes parents qui m'ont vraiment beaucoup soutenue, mes frères ainsi que leurs familles.

Table des matières

Introduction	2
1 Le Modèle Standard et le LHC	3
1.1 Etat des lieux de la physique des particules : le Modèle Standard .	3
1.1.1 Particules du Modèle Standard	4
1.1.1.1 Bosons	4
1.1.1.2 Fermions	4
1.1.2 Formalisme	5
1.1.3 Interaction électromagnétique	6
1.1.4 Interaction électrofaible	7
1.1.4.1 Mécanisme de brisure de symétrie	10
1.1.4.2 Champ de Higgs	11
1.1.4.3 Etat du vide	11
1.1.4.4 Génération de la masse des bosons de jauge . .	12
1.1.4.5 Génération de la masse des fermions	13
1.1.4.6 Matrice CKM	14
1.1.4.7 Masse du boson de Higgs	14
1.1.5 Interaction forte	15
1.1.6 Connaissances actuelles sur le boson de Higgs	16
1.1.6.1 Limites théoriques sur la masse du boson de Higgs	17
1.1.6.2 Recherche directe du boson de Higgs	17
1.1.6.3 Contraintes expérimentales électrofaibles sur la masse du boson de Higgs	18
1.1.7 Succès et limites du Modèle Standard	20
1.2 LHC	20
1.2.1 Paramètres fonctionnels	22
1.2.2 Accélération des faisceaux	23
1.2.3 Statut actuel	24
1.2.4 Expériences	25
1.2.5 Phénoménologie des collisions pp à 14 TeV	25

1.2.6	Etiquetage des jets b au LHC	25
1.2.7	Le boson de Higgs au LHC	27
1.2.7.1	Production du boson de Higgs	27
1.2.7.2	Désintégration du boson de Higgs	28
1.2.8	Conclusion	29
2	ATLAS	30
2.1	Cahier des charges	30
2.2	Système de coordonnées	31
2.3	Sous-détecteurs	32
2.3.1	Trajectographe	33
2.3.1.1	Détecteur à pixels	34
2.3.1.2	Détecteur à micro-pistes (SCT)	39
2.3.1.3	Détecteur à radiations de transition (TRT)	41
2.3.1.4	Matière dans le trajectographe	41
2.3.2	Calorimétrie	41
2.3.2.1	Calorimètre électromagnétique	42
2.3.2.2	Calorimètre hadronique	44
2.3.2.3	Calorimètre avant	45
2.3.3	Détecteur à muons	45
2.4	Système de déclenchement	46
3	Etiquetage des jets beaux : introduction	48
3.1	Éléments-clefs pour l'étiquetage des jets b	48
3.1.1	Jets	51
3.1.1.1	Association des traces aux jets	52
3.1.2	Traces et vertex	52
3.1.2.1	Sélection des traces	52
3.1.2.2	Paramètre d'impact	53
3.1.2.3	Vertex secondaire	57
3.2	Algorithmes d'étiquetage	58
3.2.1	Algorithmes utilisables avec les premières données	59
3.2.2	Algorithmes de rapports de vraisemblance	62
3.2.3	Etiquetage par leptons mous	67
3.3	Performances	68
3.3.1	Estimateurs de performances d'étiquetage	68
3.3.1.1	Marquage des jets dans la vérité	68
3.3.1.2	Purification	68
3.3.1.3	Efficacité et rejet	68
3.3.2	Comparaison des performances des différents algorithmes d'étiquetage	69

3.3.3	Dépendance cinématique des performances	69
3.4	Conclusion	71
4	Optimisation d'un algorithme d'étiquetage utilisable avec les premières données : JetProb	72
4.1	Simulation des données	72
4.2	JetProb basique	73
4.2.1	Principe	73
4.2.2	Sélection des jets	75
4.2.3	Sélection des traces	75
4.2.4	Fonction de résolution	75
4.2.5	Calcul des probabilités	77
4.2.5.1	Probabilité des traces	77
4.2.5.2	Probabilité des jets	79
4.2.6	Performances	79
4.3	Optimisation	80
4.3.1	Sélection des traces	81
4.3.1.1	Sélection des traces utilisées pour le calcul de la probabilité	81
4.3.1.2	Rejet des traces issues de particules à long temps de vie et d'interactions secondaires	82
4.3.2	Catégories de traces	83
4.3.2.1	Traitement des traces avec coups partagés	83
4.3.3	Comparaison des performances	87
4.4	Re-définition de JetProb : méthode $R \otimes h$	87
4.4.1	Multiplicité des traces	88
4.4.2	Méthode $R \otimes h$	90
4.5	Conclusion	90
5	Préparation à la mesure de l'efficacité d'étiquetage des jets beaux dans les données	94
5.1	Introduction	94
5.1.1	Utilisation d'événements $t\bar{t}$	94
5.1.2	Utilisation d'événements dijets	95
5.1.2.1	La méthode System8	95
5.2	La méthode p_T^{rel}	96
5.2.1	Simulation des données	97
5.2.2	Sélection	98
5.2.3	Analyse	98
5.2.4	Définition des <i>templates</i>	98
5.2.5	Distributions de p_T^{rel}	98

5.2.6	Résultats	100
5.2.7	Facteur d'échelle	102
5.2.8	Conclusion	103
6	Mise en œuvre de l'étiquetage des jets issus de quarks beaux dans les premières données à $\sqrt{s} = 900$ GeV	105
6.1	Statistiques et propriétés des lots étudiés	105
6.1.1	Données expérimentales	105
6.1.2	Données simulées	106
6.1.3	Sélection	108
6.2	Propriétés des traces chargées	108
6.2.1	Sélection des traces	109
6.2.2	Propriétés cinématiques et géométriques des traces	110
6.2.3	Contenu en amas	111
6.2.4	Paramètre d'impact	113
6.2.5	Traces avec coups partagés	117
6.3	Vers l'étiquetage des jets b	117
6.3.1	Sélection des jets	117
6.3.2	Paramètre d'impact signé	119
6.4	JetProb	120
6.4.1	Extraction de la fonction de résolution de JetProb	121
6.4.2	Probabilité des traces et des jets JetProb	123
6.5	Conclusion	125
7	Etude des traces chargées et de l'étiquetage des jets issus de quarks beaux dans les premières données à 7 TeV	127
7.1	Statistiques et propriétés des lots étudiés	127
7.1.1	Données simulées et données expérimentales	127
7.1.2	Sélection des événements	128
7.2	Propriétés des traces	128
7.2.1	Sélection des traces	128
7.2.2	Distributions du paramètre d'impact	129
7.2.2.1	Traces avec coups partagés	129
7.2.3	Traces dans les jets	129
7.2.3.1	Sélection des jets	129
7.2.3.2	Paramètre d'impact signé	129
7.2.4	Conclusion	134
7.3	JetProb	134
7.3.1	Sélection des traces et des jets	134
7.3.2	Mise en place de JetProb	134
7.3.2.1	Significane du paramètre d'impact signé	134

7.3.2.2	Construction de la fonction de résolution	136
7.3.2.3	Probabilité des traces	137
7.3.2.4	Probabilité des jets	138
7.3.3	Conclusion	139
7.4	Événements remarquables	140
7.4.1	Bons candidats jets b	141
7.4.2	Candidats événements $t\bar{t}$	142
7.4.2.1	Événement diélectron+3 jets	143
7.4.2.2	Événement muon+3 jets	145
7.4.2.3	Événement électron+jets avec $\sim 100 \text{ nb}^{-1}$. . .	148
7.4.2.4	Événement électron, muon+jets avec $\sim 100 \text{ nb}^{-1}$	149
Conclusion		151

Introduction

Le Modèle Standard de la physique des particules décrivant les particules élémentaires ainsi que les interactions fondamentales qui régissent leur comportement n'a jusqu'à présent jamais été mis en défaut par l'expérience. Cependant, une des particules prédites n'a pas été mise en évidence, il s'agit du boson de Higgs. Sa découverte ou son exclusion, au même titre que la découverte de nouvelles particules validant d'autres modèles, constituent les enjeux principaux de la physique des particules modernes.

Pour ces différentes études, un accélérateur de particules, le LHC, atteignant des records en terme d'énergies pour des collisionneurs de particules, ainsi que des détecteurs adaptés (tels qu'ATLAS) ont été mis en place. Les collisions proton-proton induisent des processus faisant intervenir, dans bon nombre de cas, des quarks b dans leurs états finals. Or les hadrons formés de tels quarks ont la propriété de voler dans le détecteur avant de se désintégrer. L'exploitation de cette propriété et d'autres, permettra, grâce à l'identification de ces hadrons par l'intermédiaire des jets qu'ils engendrent dans le détecteur, de mettre en évidence les processus originaux.

Dans ce document, après une brève description du Modèle Standard, le dispositif expérimental sera présenté. Suivront une introduction à l'étiquetage des jets b et la description d'un travail d'optimisation réalisé pour un algorithme particulier, JetProb. Ensuite, sera décrite la méthode p_t^{rel} et l'analyse basée sur la simulation Monte-Carlo pour préparer la mesure de l'efficacité d'identification des jets b dans les données. Enfin, les résultats concernant les traces de particules chargées et l'étiquetage des jets b obtenus à partir des premières données à 900 GeV et à 7 TeV seront présentés.

Chapitre 1

Le Modèle Standard et le LHC

Le Modèle Standard de la physique des particules constitue l'une des plus grandes réussites de la physique moderne. Il décrit l'ensemble des particules et leurs interactions dans une théorie quantique des champs réunissant la mécanique quantique et la relativité restreinte. Son accord avec les mesures expérimentales est surprenant de précision, et son pouvoir prédictif n'a pas failli jusqu'à maintenant.

Une dernière particule n'a pas encore été mise en évidence, le boson de Higgs, et c'est dans sa découverte ou son exclusion, mais aussi dans la recherche de nouvelle physique, que réside tout l'enjeu du LHC, le plus puissant accélérateur de particules au monde.

Après une description des particules et interactions incluses dans le Modèle Standard, on donnera un bref aperçu du formalisme mathématique sur lequel il est basé et nous reviendrons plus en détails sur le mécanisme de brisure de symétrie donnant naissance au boson de Higgs. Nous traiterons également des connaissances actuelles que nous avons sur ce boson.

Dans une seconde partie, nous nous intéresserons au LHC et à la physique qu'on s'attend à dévoiler à ces domaines d'énergie jamais atteints.

1.1 Etat des lieux de la physique des particules : le Modèle Standard

Le Modèle Standard décrit les particules élémentaires ainsi que les interactions électromagnétique, faible et forte. La gravitation n'y est pas intégrée car contrairement aux trois autres forces elle n'est pas renormalisable, c'est-à-dire que les calculs en théorie quantique des champs ne donnent pas des résultats finis.

Les particules élémentaires sont classées en deux catégories, selon leur spin : les fermions de spin demi entier et les bosons de spin entier.

Nous allons en donner dans les parties suivantes un bref descriptif.

1.1.1 Particules du Modèle Standard

1.1.1.1 Bosons

Les bosons obéissent à la statistique de Bose-Einstein et ont un spin entier. Ils sont les vecteurs des interactions dans le Modèle Standard.

- Le photon, de spin 1, est le vecteur de l'interaction électromagnétique. Il est de masse nulle et l'interaction électromagnétique a donc une portée infinie.
- Les bosons W^\pm et Z^0 de spin 1, sont les médiateurs de l'interaction faible respectivement par courant chargé et neutre. Étant donnée la grande masse des bosons, de respectivement 80.4 et 91.2 GeV/c² [1], l'interaction faible a une portée très courte, de 10^{-18} m.
- Les gluons ont un spin de 1 également. Il en existe 8 et ils sont les vecteurs de la force forte. Bien que les gluons aient une masse nulle, la portée de la force forte est finie ($\leq 10^{-15}$ m) en raison du confinement qui ne permet pas l'isolement de particules portant une charge de couleur.
- Le boson de Higgs enfin, qui est une particule hypothétique. Il aurait un spin de 0 et donnerait la masse aux bosons massifs et aux fermions.

1.1.1.2 Fermions

Les fermions sont les particules composant la matière. Ils obéissent à la statistique de Fermi-Dirac, c'est-à-dire que deux fermions ne peuvent se trouver dans le même état quantique au même endroit.

Parmi les fermions eux-mêmes, on distingue deux catégories, les leptons et les quarks, se différenciant par leurs nombres leptonique L (L=1 pour les leptons, L=0 pour les quarks) et baryonique B (B=1 pour les quarks, B=0 pour les leptons). Les premiers ne ressentent pas l'interaction forte contrairement aux seconds qui sont des particules portant une charge de couleur. En revanche toutes ressentent l'interaction faible.

Les deux catégories contiennent trois familles que l'on dénomme générations. Le tableau 1.1 montre la liste des particules décrites par le Modèle Standard et observées expérimentalement. On y a fait apparaître leur masse (non-prédite par le modèle) ainsi que leur charge électrique. Toutes les particules du Modèle Standard ont une antiparticule associée, obtenue en inversant le signe des nombres quantiques de la particule.

L'existence d'une quatrième génération, voire plus, n'est ni exclue ni prédite par le Modèle Standard.

Voyons à présent certains de ces fermions plus en détail :

	Génération			Charge électrique
	1	2	3	
Leptons	e (0.511 MeV/c ²)	μ (105.7 MeV/c ²)	τ (1.78 GeV/c ²)	-1
	ν_e (<2.2 eV/c ²)	ν_μ (<0.17 MeV/c ²)	ν_τ (<15.5 MeV/c ²)	0
Quarks	u (2.4 MeV/c ²)	c (1.27 GeV/c ²)	t (171.3 GeV/c ²)	2/3
	d (4.8 MeV/c ²)	s (104 MeV/c ²)	b (4.2 GeV/c ²)	-1/3

TAB. 1.1 – Masse et charge électrique des fermions.[1]

- Les neutrinos interagissent seulement faiblement. Ils n’ont ni couleur ni charge électrique. La radioactivité β des noyaux est connue depuis plus d’un siècle. Ce fut la première évidence de l’existence d’une force faible qui cause la désintégration d’un neutron en un proton et un électron. On a dû faire l’hypothèse de l’existence d’un neutrino pour que l’énergie soit conservée ($n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$). Mais leur détection, en raison de leur très faible section efficace, a pris beaucoup de temps. Aucune masse n’a été observée pour les neutrinos mais des expériences sur des neutrinos atmosphériques et des neutrinos solaires ainsi que récemment OPERA (CERN-Gran Sasso), ont mis en évidence l’oscillation de neutrinos (c’est-à-dire un changement de saveur sur des grandes distances), ce qui n’est possible que si les différents états de saveurs sont des superpositions des états propres qui ne sont pas dégénérés en masse.
- Les quarks quant à eux portent une charge de couleur. Les quarks ne sont jamais observés seuls, ils se regroupent par paire quark-antiquark de couleurs opposées ou triplet de quarks de couleurs différentes pour former des particules de couleur neutre, les hadrons. Les quarks sont maintenus ensemble au sein d’un hadron par la force forte. On classe les hadrons en deux familles selon le nombre de quarks :
 - Les mésons, qui sont des hadrons de nature bosonique dans la mesure où ils sont composés d’une paire quark-antiquark et ont donc un spin entier.
 - Les baryons, qui sont des hadrons fermioniques composés de trois quarks. Le proton et le neutron sont des baryons formés respectivement des quarks uud et udd . Ils sont les baryons les plus légers pouvant être formés. et parité (P)).

1.1.2 Formalisme

D’après la théorie quantique des champs [2] (QFT pour Quantum Field Theory) sur laquelle est basée le Modèle Standard, on peut décrire les particules et leurs interactions en terme de champs quantiques qui sont des objets mathématiques dépendant à la fois de la position dans l’espace et du temps. En raison de leurs

propriétés quantiques, ces champs peuvent se trouver dans leur état fondamental ou dans un de leur états excités (quantification de l'énergie). L'état fondamental d'un champ correspond au vide. Les particules peuvent être interprétées comme une excitation du champ qui leur est associé, ce sont des quanta d'excitation du champ.

Dans le Modèle Standard, on utilise les champs élémentaires suivants :

- Champs scalaires : champs bosoniques de spin 0 (ex : boson de Higgs).
- Champs spinoriels : champs fermioniques de spin 1/2 (ex : fermions). Les fermions sont des doublets de champ spinoriel (champs gauche et droit qui se découplent quand la masse est nulle).
- Champs vectoriels : champs bosoniques de spin 1 (ex : Z^0 , W^\pm , photon, gluons).

En QFT, on utilise un formalisme Lagrangien analogue à celui développé en mécanique classique comportant une partie cinétique qui décrit la propagation et la masse des particules, ainsi qu'une partie potentielle, qui décrit les interactions de la particule avec elle même et avec les autres.

En physique des particules, pour construire le Modèle Standard, on utilise les symétries, et les lois de conservation qui en sont le corollaire (théorème de Noether), de manière constructive (Yang Mills).

De fait, des champs de jauge assurant l'invariance du Lagrangien sous une symétrie locale émergeront au final les bosons vecteurs des forces et la description des interactions entre particules (fermions et/ou bosons).

Dans les parties suivantes il va être question de l'interaction électromagnétique prise isolément dans un premier temps puis de la théorie électrofaible du Modèle Standard et enfin de la chromodynamique quantique.

1.1.3 Interaction électromagnétique

La force électromagnétique est responsable des phénomènes électriques et magnétiques, de la stabilité des atomes, etc., elle est la plus perceptible à l'échelle humaine.

La théorie décrivant cette force est l'électrodynamique quantique (QED). C'est une théorie de jauge basée sur le groupe abélien (c'est-à-dire que les éléments qui en font partie sont commutatifs) de symétrie locale $U(1)_{EM}$. Elle est la plus ancienne, la plus aboutie et la plus précisément testée expérimentalement parmi les trois théories dynamiques des particules.

En QED, les champs de matière associés aux fermions (sans masse) ayant une charge électrique sont des doublets de champs spinoriels $\psi(x^\mu)$ ($x^\mu = (ct, x, y, z)$ et $\mu = (0, 1, 2, 3)$).

Le Lagrangien décrivant l'équation du mouvement des fermions est donné par :

$$\mathcal{L}_f = \bar{\Psi} i \gamma^\mu \partial_\mu \Psi \quad (1.1)$$

Puisque $U(1)$ n'a qu'un seul générateur, la QED n'implique qu'un seul champ de jauge, A_μ , un champ vectoriel qui représente le photon.

Le Lagrangien reste invariant lorsque l'on applique un changement de phase global $\Psi' = e^{i\alpha} \Psi$ (symétrie abélienne $U(1)$). En revanche, dans un changement de phase local $\Psi' = e^{i\alpha(x)} \Psi$, accompagné d'une transformation du champ du photon de la forme $A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu - \frac{1}{e} \partial_\mu \alpha(x)$, il devient :

$$\mathcal{L}_f \rightarrow \mathcal{L}'_f = \mathcal{L}_f - \bar{\Psi} \gamma^\mu \Psi \partial_\mu \alpha(x) \quad (1.2)$$

Il est donc nécessaire de remplacer la dérivée ∂_μ par la dérivée covariante D_μ afin de préserver l'invariance de jauge locale :

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu - ie A_\mu \quad (1.3)$$

où e est la constante de couplage.

Avec cette transformation, on obtient le Lagrangien de l'interaction électromagnétique dont l'expression est donnée par :

$$\mathcal{L}_{QED} = \mathcal{L}_f + e \bar{\Psi} \gamma^\mu A_\mu \Psi \quad (1.4)$$

Le terme additionnel qui apparaît représente l'interaction entre le fermion et le photon. L'invariance de jauge locale du groupe $U(1)_{EM}$ implique la conservation du nombre quantique associé à ce groupe, la charge électrique.

Cependant, la QED n'est pas décrite seule dans le cadre du Modèle Standard, elle est associée à l'interaction faible dans le modèle électrofaible que nous allons étudier en détail ci-après.

1.1.4 Interaction électrofaible

En 1960, Sheldon, Glashow et Salam [3] ont combiné la théorie électromagnétique et celle de l'interaction faible, ce fut la première étape vers le Modèle Standard actuel.

La théorie électrofaible est construite sur le même principe que la QED en décrivant simultanément les interactions faible et électromagnétique en utilisant le produit direct $SU(2)_L \times U(1)_Y$.

La violation de la parité dans les interactions faibles observée expérimentalement (dans la distribution angulaire des électrons issus du Cobalt 60 dans un champ magnétique) est prise en compte dans la théorie par la chiralité : les fermions

ont deux composantes, gauche (left) et droite (right) ne subissant pas les interactions de la même façon : elles sont toutes deux sensibles à l'interaction électromagnétique mais seule la composante gauche est sensible à l'interaction faible. Quant aux neutrinos, que l'on suppose dépourvus de masse mais qui subissent l'interaction faible, ils ne doivent avoir qu'une composante gauche.

Pour représenter ce phénomène, un nouveau nombre quantique doit être introduit : l'isospin faible (I). Ce nombre, associé au groupe $SU(2)_L$, correspond à la charge faible. C'est l'analogie pour les interactions faibles de la charge électrique. Les particules ayant un isospin faible non nul sont sensibles aux interactions faibles (c'est-à-dire tous les fermions de chiralité gauche) tandis que celles dont l'isospin faible est nul ne le sont pas (particules de chiralité droite).

L'isospin faible des fermions de chiralité gauche est $I = \frac{1}{2}$. La troisième composante d'isospin faible I_3 peut donc prendre les valeurs $\pm\frac{1}{2}$. Par conséquent, les fermions de chiralité gauche forment des doublets de particules de $SU(2)_L$ qui se distinguent par le signe de I_3 tandis que les fermions de chiralité droite correspondent à des singulets de fermion (isospin faible nul donc troisième composante I_3 nulle).

Un autre nombre quantique, associé au groupe $U(1)$, l'hypercharge faible Y , est introduit. Il n'est pas mesurable physiquement mais est relié à la charge électrique Q par la relation $Q = I_3 + \frac{Y}{2}$ (formule de Gell-Mann-Nishijima). Etant donnée cette relation, on a regroupé dans le tableau 1.2 les valeurs de la charge, de l'hypercharge et de la troisième composante de l'isospin faible des fermions pour les doublets et singulets de $SU(2)_L$.

			I_3	Y	Q
Leptons	left	$\Psi_\ell^L = \begin{pmatrix} \nu_e^L \\ e^L \end{pmatrix}$	$+\frac{1}{2}$	-1	0
	right	$\Psi_\ell^R = \begin{pmatrix} \nu_\mu^L \\ \mu^R \\ \tau^R \end{pmatrix}$	$-\frac{1}{2}$	-2	-1
Quarks	left	$\Psi_Q^L = \begin{pmatrix} u^L \\ d^L \end{pmatrix}$	$+\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	$+\frac{2}{3}$
	up right	$\Psi_u^R = \begin{pmatrix} c^L \\ s^L \\ t^R \end{pmatrix}$	$-\frac{1}{2}$	$+\frac{4}{3}$	$+\frac{2}{3}$
	down right	$\Psi_d^R = \begin{pmatrix} u^R \\ d^R \\ s^R \\ b^R \end{pmatrix}$	0	$-\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$

TAB. 1.2 – Charge, hypercharge et troisième composante de l'isospin faible des fermions pour les doublets et singulets de $SU(2)_L$.

Enfin, le groupe $U(1)_Y$ possédant un générateur et le groupe $SU(2)_L$ en possédant trois, on s'attend à ce que la théorie électrofaible implique quatre bosons de jauge : le champ B_μ (champ de jauge associé au générateur Y de $U(1)_Y$), et les trois champs de jauge $W_\mu^{1,2,3}$ (associés aux trois générateurs T^a ($a=1,2,3$) de $SU(2)_L$).

Notons ici que les générateurs T^a sont proportionnels aux matrices de Pauli σ^a : $T^a = \frac{1}{2}\sigma^a$.

Le Lagrangien de la théorie électrofaible comprend donc jusqu'à maintenant un terme pour chaque champ de matière libre, ainsi que les termes qui représentent les bosons vecteurs libres sans masse :

$$\mathcal{L}_{EF} = L_{fermions} + L_{bosons} = \bar{\Psi}_R i\gamma_\mu \partial^\mu \Psi_R + \bar{\Psi}_L i\gamma_\mu \partial^\mu \Psi_L - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} + \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W_a^{\mu\nu} \quad (1.5)$$

où $B_{\mu\nu}$ et $W_{\mu\nu}^a$ sont les tenseurs de la force des champs de jauge :

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (1.6)$$

et :

$$W_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a + g\epsilon^{abc} W_\mu^b W_\nu^c \quad (1.7)$$

Le terme $g\epsilon^{abc} W_\mu^b W_\nu^c$ dans l'expression de $W_{\mu\nu}^a$, est dû au fait que le groupe $SU(2)_L$, contrairement au groupe $U(1)_Y$, n'est pas abélien et implique donc que les bosons d'interactions faibles interagissent avec eux-mêmes et entre eux.

L'interaction électrofaible des bosons de jauge et des champs de matière est introduite, comme pour la QED, en exigeant que le Lagrangien de toutes les particules libres soit invariant sous transformation de jauge locale de $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Ceci engendre la conservation des nombres quantiques Y et I_3 .

Les champs de jauge se transforment de la manière suivante :

$$B_\mu \rightarrow B'_\mu = B_\mu - \partial_\mu \beta(x) \quad (1.8)$$

$$W_\mu^a \rightarrow W_\mu^{a'} = W_\mu^a - \partial_\mu \alpha(x) - \alpha(x) W_\mu^a \quad (1.9)$$

Comme pour la QED, il faut remplacer la dérivée partielle par la dérivée covariante afin d'obtenir l'invariance. Elle doit inclure un terme pour chaque boson de jauge :

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu + i\frac{g}{2}\tau_a W_\mu^a + i\frac{g'}{2}Y B_\mu \quad (1.10)$$

où les constantes g et g' sont des constantes de couplage analogues à la charge électrique qui décrivent l'intensité des interactions électromagnétique et faible couplées.

Les champs physiques correspondant aux particules observables s'expriment en fonction des champs de jauge :

$$\begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_\mu^0 \end{pmatrix} = R(\theta_W) \begin{pmatrix} B_\mu \\ W_\mu^3 \end{pmatrix} \quad (1.11)$$

$$W_\mu^\pm = \frac{W_\mu^1 \pm iW_\mu^2}{\sqrt{2}} \quad (1.12)$$

$R(\theta(W))$ est une rotation de l'angle de Weinberg $\theta(W)$ dictée par le mécanisme de Higgs. $\theta(W)$ mesure le couplage entre les forces électromagnétique et faible. Sa mesure expérimentale est : $\sin^2(\theta_W) = 0.23120 \pm 0.00015$ [1].

Le Lagrangien final a donc la forme suivante :

$$\mathcal{L}_{EF} = \bar{\Psi}_R(i\gamma_\mu \partial^\mu - g'\gamma_\mu B_\mu)\Psi_R + \bar{\Psi}_L(i\gamma_\mu \partial^\mu \quad (1.13)$$

$$- \frac{g'}{2}\gamma_\mu B_\mu + \frac{g}{2}\tau_a \gamma_\mu W_\mu^a \gamma_\mu B_\mu)\Psi_L \quad (1.14)$$

$$- \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} + \frac{1}{4}W_{\mu\nu}^a W_a^{\mu\nu} \quad (1.15)$$

Il indique que les bosons vecteurs de l'interaction faible W_μ^a seraient non massifs puisqu'il n'y a aucun terme de la forme $M_a^2 W^{a\mu} W_\mu^a$. L'introduction de tels termes briserait la symétrie de jauge locale. Or, les bosons vecteurs de l'interaction faible doivent être massifs, car cette interaction a une très courte portée et de plus il a été montré expérimentalement qu'ils ont bien une masse.

On briserait également la symétrie du Lagrangien si on ajoutait des termes de masse aux fermions car ils n'ont pas la même représentation sous $SU(2)$ (singulets et doublets).

Afin de pallier ce problème, un mécanisme de brisure spontanée de symétrie que nous allons développer dans la partie suivante a été introduit.

1.1.4.1 Mécanisme de brisure de symétrie

On parle de brisure de symétrie spontanée lorsque les équations du mouvement qui gouvernent l'évolution d'un système sont invariantes sous une transformation, mais qu'une solution particulière ne l'est pas.

C'est en 1964 que les physiciens, Brout, Englert et Higgs [4][5] ont introduit un doublet complexe de champs scalaires dans le Lagrangien électrofaible en préservant la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ mais dont le minimum brise cette symétrie. Après brisure de symétrie, les bosons électrofaibles se recombinent pour donner un boson de masse nulle, le photon et les bosons faibles massifs W^\pm et Z^0 . Du doublet de champ scalaire, il va rester un champ scalaire physique neutre et massif, le boson de Higgs. Quant aux masses fermioniques elles seront générées

en ajoutant des termes d'interactions *ad hoc* entre fermions et champ de Higgs. Ce mécanisme sera introduit dans la théorie électrofaible en 1967 par Weinberg et Salam.

1.1.4.2 Champ de Higgs

Le champ de Higgs n'est ni un champ de matière, ni un champ de jauge mais un champ scalaire. Ce champ devant interagir avec les particules sensibles aux interactions électrofaibles, il doit posséder un isospin faible et une hypercharge non nuls. Le choix naturel est donc un doublet de champs scalaires (un singulet n'ayant pas d'isospin faible) appartenant à $SU(2)_L$. Ces champs scalaires doivent être complexes. L'un d'entre eux doit être chargé électriquement et l'autre neutre. Il a donc la forme suivante :

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 - i\phi_2 \\ \phi_3 - i\phi_4 \end{pmatrix} \quad (1.16)$$

Un terme supplémentaire doit être ajouté au Lagrangien électrofaible pour tenir compte de ce champ. Ce Lagrangien a la forme suivante (on utilise la dérivée covariante introduite plus tôt afin qu'il respecte l'invariance de jauge locale) :

$$\mathcal{L}_{scal} = |D_\mu \Phi|^2 - V(\Phi) \quad (1.17)$$

où

$$D_\mu = \partial_\mu + i\frac{g}{2}\tau_a W_\mu^a - i\frac{g'}{2}Y B_\mu \quad (1.18)$$

Le premier terme du Lagrangien est le terme cinétique. Il comprend en quelque sorte les termes de masse des bosons de jauge ainsi que des termes d'interactions entre les champs de jauge et le champ scalaire. Le deuxième terme est le potentiel scalaire $V(\Phi)$. Il implique, comme on le verra plus loin, une masse pour le boson de Higgs et des interactions du champ de Higgs avec lui-même. On choisit le potentiel renormalisable le plus simple qui brise la symétrie :

$$V_\Phi = \mu^2 |\Phi|^2 + \lambda (|\Phi|^2)^2 \quad (1.19)$$

λ doit être positif pour qu'à son minimum le potentiel ait une valeur finie (état fondamental) c'est-à-dire que la stabilité du vide soit assurée.

1.1.4.3 Etat du vide

L'état fondamental d'un champ, qui correspond à l'état de vide, est défini comme étant la valeur du champ qui correspond au minimum du potentiel. Si

ce potentiel est régi par l'équation 1.19 présentée plus haut, il peut prendre deux formes différentes selon le signe de μ^2 . Si μ^2 est positif, le potentiel n'a qu'un minimum à $\phi=0$, on dit alors qu'il n'y a qu'une VEV (vacuum expectation value) et qu'il est symétrique. Ce n'est pas le cas qui nous intéresse car il ne permet pas de briser la symétrie.

En revanche, si $\mu^2 < 0$, le potentiel a la forme représentée sur la figure 1.1.

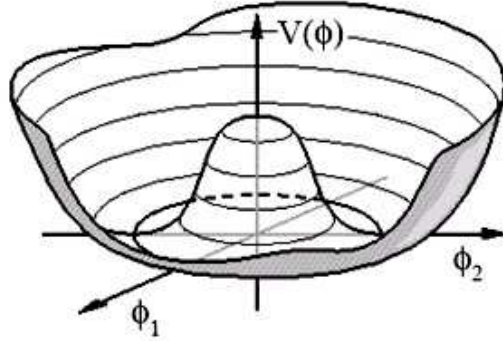


FIG. 1.1 – Forme du potentiel pour le cas $\mu^2 < 0$.

La VEV n'est alors pas nulle. C'est justement l'existence de cette valeur non nulle du vide qui permet de conférer une masse à toutes les particules.

Il n'y a pas un seul minimum mais bien tout un continuum de valeurs possibles situé là où le champ respecte :

$$\frac{\partial V(\Phi)}{\partial \Phi} = 0 \Rightarrow (\Phi^\dagger \Phi) = |\Phi|^2 = -\frac{\mu^2}{2\lambda} \equiv \frac{v^2}{2} \quad (1.20)$$

Le choix du minimum en particulier est arbitraire, mais à partir du moment où il est fait, la symétrie est brisée. On prend la plupart du temps un état de la forme suivante (en développant l'expression de Φ au voisinage du minimum) :

$$\Phi_{vide} = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}.$$

Cette solution particulière n'est pas symétrique dans $SU(2)_L \times U(1)_Y$.

1.1.4.4 Génération de la masse des bosons de jauge

L'interaction des champs de jauge avec le champ scalaire permet de générer une masse pour les bosons vecteurs de l'interaction faible.

En effet, le terme cinétique du Lagrangien ajouté pour le champ scalaire prend la forme :

$$\mathcal{L}_{cin} = \frac{v^2}{8} (|gW_\mu^1 - igW_\mu^2|^2 + |-gW_\mu^3 + ig'B^\mu|^2) \quad (1.21)$$

Après avoir effectué un changement de variable et en introduisant l'angle de Weinberg, on peut identifier les termes de masse dans le Lagrangien cinétique et on trouve :

$$M_{W^\pm} = \frac{vg}{2} \quad (1.22)$$

$$M_{Z^0} = \frac{v\sqrt{g'^2 + g^2}}{2} \quad (1.23)$$

L'angle de Weinberg permet de relier la masse des W^\pm à la masse du Z^0 :

$$\frac{M_{W^\pm}}{M_Z} = \cos\theta_W \quad (1.24)$$

Il n'y a pas de terme de masse pour A_μ , ce qui rend bien compte de la réalité, puisque ce dernier représente le photon qui est non massif.

1.1.4.5 Génération de la masse des fermions

Alors que les termes de masse pour les bosons apparaissent naturellement avec le mécanisme de brisure de symétrie, ce n'est pas le cas pour les fermions. On doit ajouter "à la main" une interaction entre les fermions et le champ de Higgs que l'on appelle le couplage de Yukawa :

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = -C_f \bar{\Psi}_L \Phi \Psi_R^* + H.C. \quad (1.25)$$

où H.C. est l'hermitien conjugué.

C_f est la constante de couplage pour le fermion f . Ce terme est invariant sous transformation de jauge de $SU(2) \times U(1)$.

On peut réécrire le Lagrangien en séparant les termes de masse et d'interaction :

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = -\frac{C_f}{\sqrt{2}} v (\bar{\Psi}_f \Psi_f + \bar{\Psi}_f \Psi_f H) \quad (1.26)$$

On en déduit que tous les fermions interagissent avec le boson de Higgs de la même façon mais avec une constante de couplage proportionnelle à leur masse :

$$C_f = \sqrt{2} \frac{m_f}{v} \quad (1.27)$$

Les constantes de Yukawa forment une matrice 3×3 (9 fermions). Les valeurs de la matrice ne sont pas prédites par la théorie.

1.1.4.6 Matrice CKM

Les états propres observables des fermions ne sont pas des états propres de jauge de l'interaction faible mais un mélange de ces derniers.

Pour les quarks, les saveurs des différentes générations sont mélangées. On représente ces mélanges avec la matrice CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa [6]) :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.28)$$

Le Modèle Standard ne contraint pas les éléments de cette matrice. Elle doit tout de même être unitaire. Les mesures expérimentales ont montré [1] :

$$\begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0.97383 & 0.2272 & 0.00396 \\ 0.2271 & 0.97296 & 0.04221 \\ 0.00814 & 0.04161 & 0.99910 \end{pmatrix} \quad (1.29)$$

Les éléments de la matrice sont d'autant plus faibles qu'ils s'éloignent de la diagonale.

1.1.4.7 Masse du boson de Higgs

Le boson de Higgs est une conséquence du mécanisme de Higgs, c'est un champ scalaire rémanent.

Dans une jauge donnée, on peut écrire :

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix} \quad (1.30)$$

où H est le champ du boson de Higgs.

Le champ H est un champ scalaire, ce qui implique que le Higgs est un boson de spin nul.

Le Lagrangien associé au champ a la forme :

$$\mathcal{L}_{scal} = |D_\mu \Phi|^2 - V(\Phi) \quad (1.31)$$

La première portion de ce Lagrangien est celle que nous avons déjà vue et qui a donné les termes de masse aux champs de jauge. La deuxième partie contient des termes qui impliquent seulement le champ scalaire H . En le développant, on obtient les termes suivants :

$$V(\Phi) = -\frac{1}{2}(2\mu^2)H^2 - \frac{\mu^2}{v}H^3 - \frac{\mu^2}{4v^2}H^4 + \frac{1}{4}\mu^2 v^2 \quad (1.32)$$

Le premier terme est un terme de masse pour le Higgs. On a donc $M_H = \sqrt{-2\mu^2} = v\sqrt{2\lambda}$. On sait que μ^2 est nécessairement non-nul pour que le mécanisme de Higgs fonctionne, en revanche on ne connaît pas sa valeur. La masse du Higgs demeure donc inconnue.

Les deuxième et troisième termes sont associés à des interactions du champ de Higgs avec lui-même.

1.1.5 Interaction forte

La dernière interaction décrite par le Modèle Standard et séparément de la force électrofaible est l'interaction forte, elle est décrite par la chromodynamique quantique (QCD) car elle est basée sur l'analogie avec les couleurs primaires rouge, vert, bleu, qui combinées donnent le blanc, équivalent du neutre.

Elle permet d'expliquer le confinement des protons et neutrons au sein du noyau malgré la force électromagnétique répulsive qui s'exerce entre les protons.

La symétrie associée à la rotation des charges de couleur est $SU(3)_C$. Ce groupe a 8 générateurs correspondant aux 8 gluons (chacun portant une couleur et une anticouleur). La charge conservée est la charge de couleur.

Les états initiaux et finaux sont globalement neutres (blancs), mais dans la mesure où les gluons portent une charge de couleur, ils sont sensibles à la force qu'ils véhiculent (reflète la nature non abélienne du groupe $SU(3)_C$).

Le Lagrangien de l'interaction forte est :

$$\mathcal{L}_{QCD} = -\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} + \sum_q i\bar{\Psi}_q \gamma^\mu D_\mu \Psi_q - m_q \bar{\Psi}_q \Psi_q \quad (1.33)$$

où

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - g_s f_{abc} G_\mu^b G_\nu^c \quad (1.34)$$

et

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_s \frac{\lambda_a}{2} G_\mu^a \quad (1.35)$$

Les champs G^a ($a=1,\dots,8$) représentent les gluons, g_s est la constante de couplage forte et les huit matrices λ_a sont les matrices de Gell-Mann. Les coefficients f_{abc} sont les constantes de structures de $SU(3)$, le terme de masse provenant du mécanisme de Higgs est également mentionné.

Les quarks sont des triplets de $SU(3)$ tandis que les leptons qui ne sont pas sensibles à l'interaction forte sont des singulets.

On peut montrer que l'expression de la constante g_s est donnée par :

$$g_s(Q^2) = \frac{1}{\frac{33-2n_s}{12\pi} \ln \frac{Q^2}{\Lambda^2}} \quad (1.36)$$

où Q^2 est l'échelle d'énergie, n_s le nombre de saveurs de quarks actifs, et Λ représente l'échelle à partir de laquelle la valeur du couplage divergerait si elle était extrapolée en-dehors du domaine perturbatif.

La constante de couplage décroît lorsque les distances deviennent petites (par rapport à l'échelle de la théorie), c'est ce qu'on appelle la liberté asymptotique.

A l'inverse, les charges de couleurs ne peuvent exister isolément car si elles s'éloignent trop la force qui les relie deviendrait alors infinie (confinement [7]). Lorsque de telles particules commencent à s'éloigner, l'énergie induite par cet éloignement engendre de nouvelles paires de particules de couleur globalement neutres à partir du vide. Les quarks créés se combinent en hadrons (phénomène d'hadronisation également appelé fragmentation, représenté schématiquement sur la figure 1.2) tendant à se diriger dans la direction du quark initial.

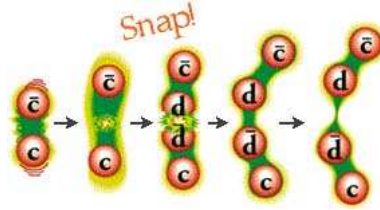


FIG. 1.2 – Représentation schématique du phénomène d'hadronisation.

Expérimentalement on observe un ensemble de gerbes créées par le flux de particules, appelé jet, que l'on détecte grâce à l'énergie qu'il dépose dans les calorimètres. Seul le quark top ne mène pas à la formation d'un jet car son faible temps de vie (5×10^{-25} s) dû à sa grande masse ($171.3 \text{ GeV}/c^2$) est inférieur au temps d'hadronisation (10^{-23} s) [1]. C'est-à-dire qu'il se désintègre par interaction faible en Wb principalement avant d'avoir pu s'hadroniser.

L'interaction forte est décrite séparément des deux autres interactions du Modèle Standard car l'angle de mélange θ_{QCD} représentant leur couplage et qui a été mesuré expérimentalement a été trouvé nul.

1.1.6 Connaissances actuelles sur le boson de Higgs

La masse du boson de Higgs est le seul paramètre fondamental inconnu du Modèle Standard (les autres inconnues étant les masses éventuelles des neutrinos). Des contraintes sur sa valeur ont pu être dérivées d'hypothèses théoriques, de mesures dans le secteur électrofaible et de sa recherche directe. Ceci va être détaillé dans les paragraphes suivants.

1.1.6.1 Limites théoriques sur la masse du boson de Higgs

Bien que la masse du boson de Higgs ne soit pas prédite par le Modèle Standard, des limites théoriques peuvent être posées grâce à différentes hypothèses et approximations. On ne rentrera pas dans les détails ici mais la conclusion de ces études est résumée dans la figure 1.3 qui montre les limites théoriques supérieure et inférieure de la masse du boson de Higgs en fonction de l'échelle Λ à laquelle le Modèle Standard reste valable, pour une masse du quark top de 175 GeV .

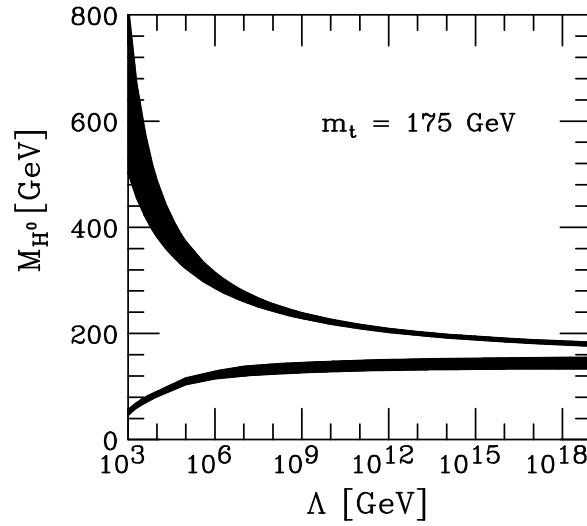


FIG. 1.3 – Limites théoriques supérieure et inférieure de la masse du boson de Higgs en fonction de l'échelle Λ à laquelle le Modèle Standard reste valable [8].

Si l'échelle de la nouvelle physique est l'échelle de Planck ($\sim 10^{19} \text{ GeV}$), les limites sur la masse du boson de Higgs sont de 130 et 180 GeV/c^2 .

1.1.6.2 Recherche directe du boson de Higgs

Les meilleures limites inférieures expérimentales sur la masse du Higgs ont été obtenues au LEP [9]. Durant les derniers mois de son exploitation, plusieurs candidats $e^+e^- \rightarrow ZH$ ont été observés dans les données collectées par l'expérience ALEPH. Ces candidats correspondaient à un boson de Higgs d'une masse d'environ $115 \text{ GeV}/c^2$. Toutefois la combinaison avec les autres expériences du LEP n'a montré aucun excès significatif. Finalement, une limite d'exclusion pour des masses inférieures à $114.4 \text{ GeV}/c^2$ a été posée par ces expériences avec un niveau de confiance de 95%.

Au TeVatron, le boson de Higgs est activement recherché par CDF et $D\bar{D}$ dans plusieurs modes de production et de désintégration couvrant un large spectre de masse ($110\text{-}200 \text{ GeV}/c^2$). Les résultats combinés des deux expériences sont

résumés dans la figure 1.4. Ce graphe montre les limites à 95 % de niveau de confiance sur le rapport σ/σ_{SM} qui représente la section efficace de production du boson de Higgs du Modèle Standard mesurée au TeVatron divisée par la section efficace attendue d'après le Modèle Standard, en fonction de la masse du boson de Higgs. Grâce à la bonne sensibilité à grande masse pour le canal $H \rightarrow WW$, un boson de Higgs de masse comprise entre 163 et 166 GeV/c^2 a été exclu à 95 % de niveau de confiance.

La limite posée par le LEP apparaît également sur cette figure.

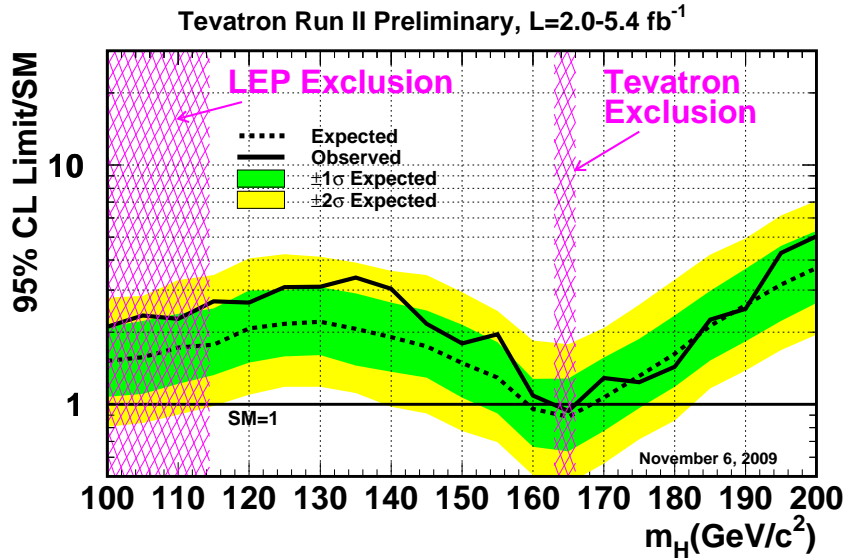


FIG. 1.4 – Limites à 95 % de niveau de confiance sur le rapport σ/σ_{SM} en fonction de la masse du boson de Higgs, mesuré au TeVatron [10].

1.1.6.3 Contraintes expérimentales électrofaibles sur la masse du boson de Higgs

Les expériences dans les collisionneurs ont permis de mesurer un grand nombre de paramètres du secteur électrofaible, avec une précision suffisante pour tester le Modèle Standard au-delà de l'ordre des arbres. Un ensemble de ces paramètres et leur mesure est présenté en figure 1.5.

Ces observables peuvent toutes être exprimées en fonction des trois constantes de couplage, des masses des fermions et de celle du boson de Higgs. Le principe de ces tests est de comparer les mesures expérimentales des paramètres électrofaibles avec leurs valeurs théoriques, qui peuvent faire intervenir la masse du top ou du Higgs par l'intermédiaire des corrections radiatives, et ainsi permettre leur détermination indirecte.

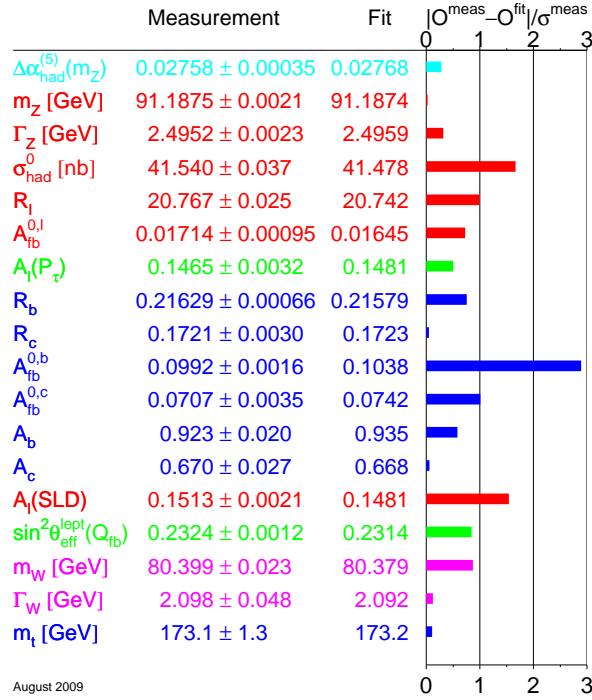


FIG. 1.5 – Résumé des observables électrofaibles et de leur mesure expérimentale. Dans la colonne de droite apparaissent les "pulls" des observables qui sont la différence entre valeur mesurée et valeur théorique divisée par l'incertitude expérimentale [11].

La figure 1.6 compare les déterminations directes (ligne continue) et indirecte (ligne pointillée) des masses du boson W et du quark t et les bandes montrent la prédiction du Modèle Standard en fonction de la masse du boson de Higgs entre $114 \text{ GeV}/c^2$ et $1 \text{ TeV}/c^2$. La bande d'exclusion pour $163 < m_H < 166 \text{ GeV}/c^2$ provient de la recherche directe au TeVatron dont il a été question dans le paragraphe précédent.

Une autre méthode permet de contraindre la masse du boson de Higgs. Il s'agit d'une procédure d'ajustement global des paramètres électrofaibles. La figure 1.7 présente la courbe $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi_{\text{min}}^2$ de cet ajustement en fonction de la masse du Higgs. Des contraintes en résultent : $m_H = 96_{-27}^{+60} \text{ GeV}/c^2$ (68% C.L.) et $m_H < 219 \text{ GeV}/c^2$, ce qui équivaut à poser : $m_H < 163 \text{ GeV}/c^2$ à 95 % C.L.

Toutes ces mesures indirectes indiquent donc qu'un boson de Higgs léger est privilégié. On verra par la suite l'importance que revêt alors l'identification des quarks issus de jets b dans ce cas.

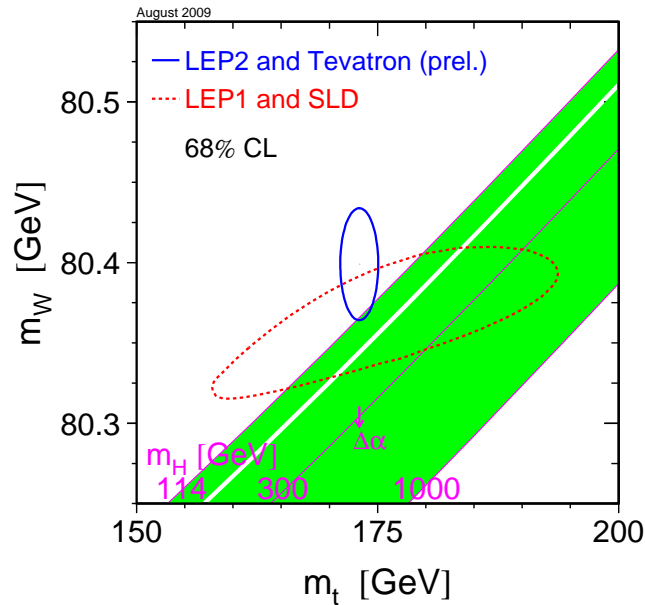


FIG. 1.6 – Masses du boson de Higgs permises à 68 % de C.L. en fonction de la masse du W et du quark top [11].

1.1.7 Succès et limites du Modèle Standard

Le Modèle Standard, après une cinquantaine d'années n'a toujours pas été mis en défaut.

La figure 1.5 confrontant les mesures expérimentales effectuées au LEP et au TeVatron et les prédictions théoriques de différents paramètres du Modèle Standard est une évidence de son succès. L'existence du boson de Higgs reste le dernier test crucial auquel va être soumis le Modèle Standard. Toutefois, même avec une telle découverte, ce modèle pourrait n'être qu'une manifestation à basse échelle d'énergie d'un modèle plus général, incluant éventuellement la gravitation.

Pour répondre à toutes ces questions en suspend, un dispositif expérimental de grande envergure a été construit : le Large Hadron Collider. Il va être décrit dans la partie suivante.

1.2 LHC

Jusqu'à présent, les expériences menées en physique des particules (au LEP, au TeVatron) ont permis de tester le Modèle Standard avec succès en sondant la

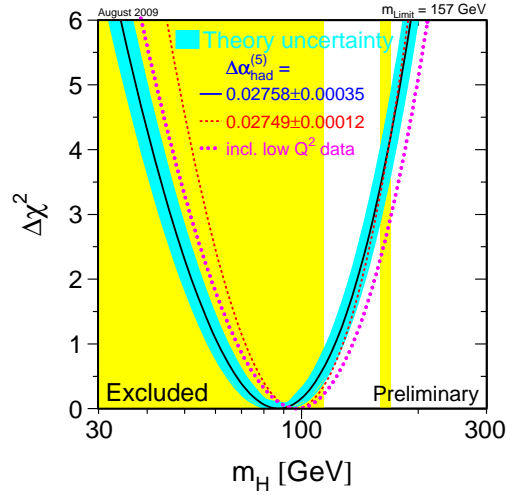


FIG. 1.7 – Variation du χ^2 de l’ajustement électrofaible global, en fonction de la masse du boson de Higgs, supposant que le Modèle Standard est valable. Le minimum correspond à la valeur la plus probable pour la masse du boson de Higgs [11].

structure de la matière à des distances de l’ordre de l’attomètre grâce à une montée à des énergie de l’ordre du TeV.

La prochaine étape consistant à la recherche du boson de Higgs et à l’étude de modèles au-delà du Modèle Standard mais aussi à des mesures de précision, nécessite des énergies toujours plus importantes. Pour cela, un accélérateur de particules de nouvelle génération, le LHC (Large Hadron Collider) [12] a été imaginé puis construit à la frontière franco-suisse dans le tunnel du LEP au CERN, à 100 m sous terre. Il s’agit d’un collisionneur proton-proton circulaire avec une énergie au centre de masse devant pouvoir atteindre 14 TeV (contre 1.96 TeV au TeVatron) et une luminosité instantanée de $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Le cahier des charges du LHC a été guidé par les buts physiques qu’il doit être en mesure d’atteindre : une grande luminosité pour observer des phénomènes rares et une grande énergie au centre de masse afin de produire d’éventuelles nouvelles particules lourdes.

C’est pourquoi il a été nécessaire de construire un collisionneur proton-proton :

- la même technologie qu’au TeVatron (collisionneur proton-antiproton) a été exclue en raison du très faible rendement d’antiprotons ne permettant pas d’atteindre la luminosité souhaitée (1 antiproton produit au Tevatoron pour 10^6 protons). En contrepartie, un système permettant d’accélérer des particules de même charge en sens opposés a dû être développé.

- l'utilisation d'électrons et positrons comme au LEP a également dû être rejetée étant donnée l'énergie à atteindre : la perte d'énergie par rayonnement synchrotron étant proportionnelle à $\frac{1}{m^4}$ (avec m la masse des particules considérées), les protons, plus lourds perdront beaucoup moins d'énergie que les électrons.

Nous allons étudier ces paramètres plus en détail ci-après.

1.2.1 Paramètres fonctionnels

Deux faisceaux composés de paquets de protons sont accélérés en sens inverse dans deux systèmes indépendants (figure 1.8). Ils se croisent en huit points.

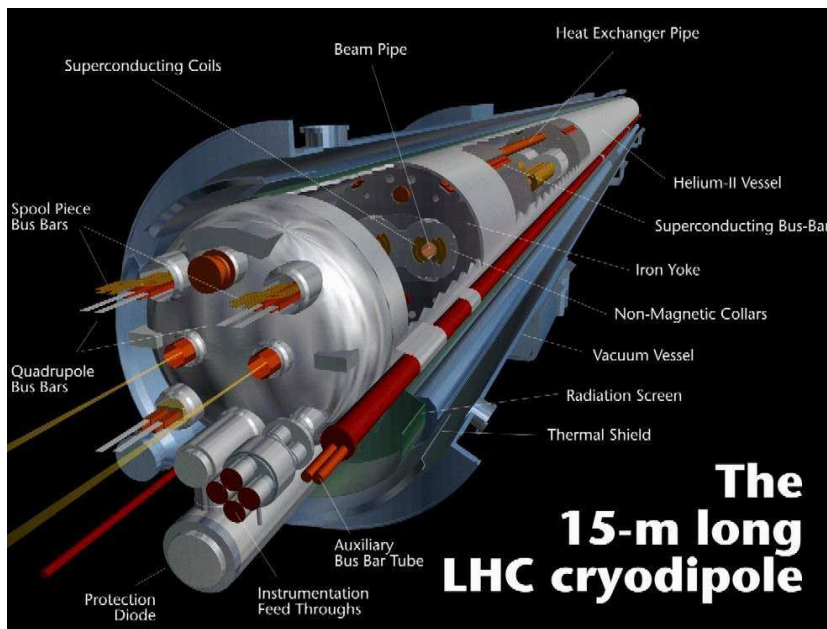


FIG. 1.8 – Dipôle du LHC.

La luminosité instantanée L mesure le nombre de collisions entre les deux faisceaux par unité de surface et de temps. Dans un collisionneur elle est donnée par :

$$L = \frac{N_p^2 n_b f_{rev}}{4\pi\sigma^2} F \quad (1.37)$$

avec :

- N_p le nombre de protons par paquet
- n_b le nombre de paquets par faisceau
- f_{rev} la fréquence de révolution du faisceau

- σ la dispersion transversale du faisceau
- F un facteur de correction géométrique dû à l'angle de croisement entre les deux faisceaux.

Ainsi, pour augmenter la luminosité, on doit augmenter soit la fréquence de croisement des faisceaux, soit la densité de protons par paquet ($\frac{N_p^2}{4\pi\sigma^2}$). La fréquence de croisement est limitée par l'électronique des expériences et la rapidité du système de déclenchement, tandis qu'une plus grande densité de protons par paquet induira une augmentation d'interactions multiples à chaque croisement de faisceau (pile-up).

On a regroupé dans le tableau 1.3 quelques caractéristiques de l'accélérateur.

Circonférence de l'anneau	26.7 km
Energie au centre de masse	14 TeV
Luminosité nominale	$L_0 = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Intervalle temporel entre deux croisements	25 ns
Nombre de protons par paquet	1.15×10^{11}
Nombre de paquets	2808
Dispersion de la position du point de croisement	Transverse $\sigma_{xy} = 16 \mu\text{m}$ Longitudinale $\sigma_z = 5.6 \text{ cm}$
Angle entre les faisceaux aux points de croisement (F)	$285 \mu\text{rad}$
Durée de vie du faisceau	22 heures
Durée de vie de la luminosité	10 heures
Temps de rechargement du faisceau	~ 2 heures

TAB. 1.3 – Principaux paramètres nominaux du LHC.

1.2.2 Accélération des faisceaux

Les protons sont produits à partir d'atomes d'hydrogène dont les électrons ont été arrachés. Ils sont ensuite accélérés par une succession d'accélérateurs linéaires puis circulaires. Ils sortent de la chaîne d'injection avec une énergie de 450 GeV puis sont injectés dans l'anneau en deux points (2 et 8) en sens opposés (figure 1.9).

Dans l'anneau principal ils pourront être accélérés jusqu'à 7 TeV. Pour courber les trajectoires des deux faisceaux en sens inverses, des dipôles magnétiques sont utilisés. Pour maintenir leur énergie à 7 TeV sur une trajectoire circulaire, les dipôles doivent délivrer un champ magnétique de 8.33 T. Ceci est rendu possible par l'utilisation d'un alliage supraconducteur (NbTi) refroidi à une température de 1.9°K.

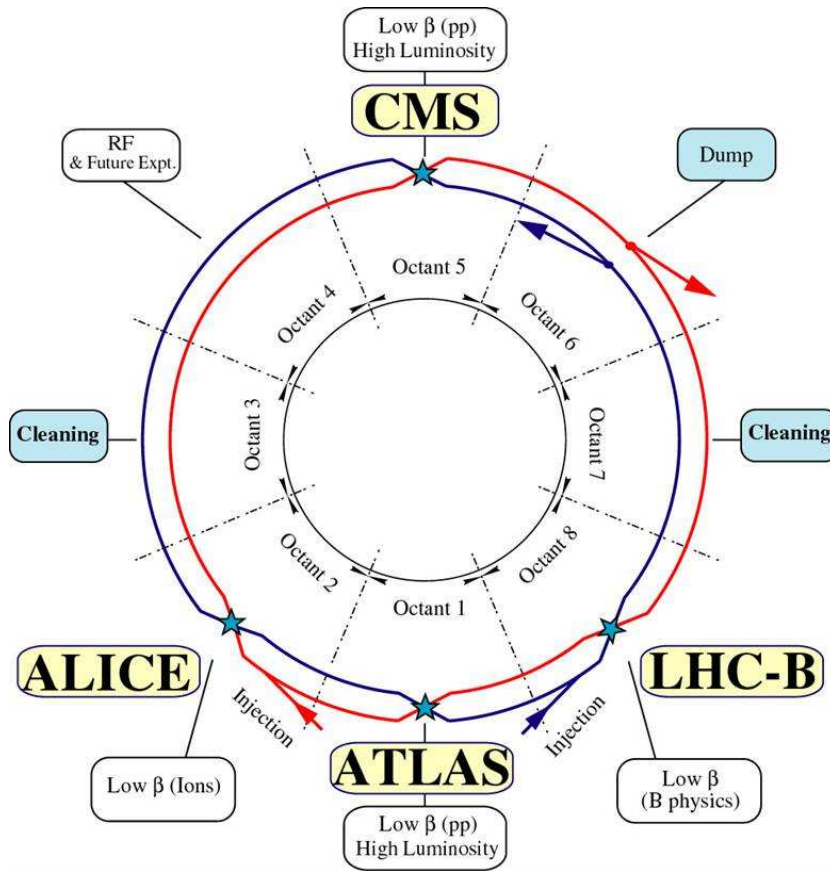


FIG. 1.9 – Vue schématique du LHC.

1.2.3 Statut actuel

Un premier faisceau a été injecté dans l’anneau du LHC en Septembre 2008, puis le LHC a connu une interruption de plus d’un an à cause d’un grave incident technique au niveau des connexions entre aimants. Sa remise en service s’est faite en novembre 2009 et les premières collisions ont eu lieu avec une énergie de 450 GeV par faisceau puis elle a été élevée à 1.1 TeV, battant ainsi le record détenu par le TeVatron (faisceaux accélérés à 980 GeV). La luminosité intégrée en 2009 a été d’environ 1 nb^{-1} .

A partir de fin mars 2010, des collisions à 7 TeV au centre de masse ont commencé à avoir lieu. Il est prévu de continuer à cette énergie jusqu’à fin 2011 et d’accumuler jusqu’à 1 fb^{-1} .

1.2.4 Expériences

Quatre expériences sont installées sur l’anneau du LHC :

- Alice (A Large Ion Collider Experiment) a été développée pour étudier les collisions d’ions lourds avec une énergie au centre de masse de 5.5 TeV par nucléon. On cherchera à y former et étudier un plasma quarks-gluons.
- LHCb est une expérience destinée à l’étude de la violation de CP, à la recherche de désintégrations rares dans le secteur de la beauté et à l’étude de l’asymétrie matière-antimatière.
- ATLAS (A Toroidal Lhc ApparatuS), que l’on va voir plus en détail dans le chapitre suivant.
- CMS (Compact Muon Solenoid), enfin, est une expérience généraliste, tout comme ATLAS, qui aura pour but de rechercher le boson de Higgs et des phénomènes au-delà du Modèle Standard.

1.2.5 Phénoménologie des collisions pp à 14 TeV

L’analyse des données à haute luminosité est rendue difficile par le fait que, lors d’un même croisement de faisceau, plusieurs collisions peuvent avoir lieu. On distingue trois types de processus qui sont superposés lors d’une collision :

- Collision dure proton-proton : diffusion dure de deux partons.
- Événements de biais minimum : d’autres protons du paquet collisionnent mollement.
- Événements sous-jacents : d’autres partons du même proton ayant subi la diffusion dure interagissent mollement.

En moyenne, dans les conditions décrites dans le tableau 1.3, on observera au LHC deux événements de biais minimum par croisement des faisceaux à basse luminosité ($10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) et donc 10 fois plus à la luminosité nominale.

Au LHC, la plupart des processus sont engendrés par des collisions gluon-gluon (90%) du fait de la nature proton-proton des collisions et de la grande énergie au centre de masse.

Sur la figure 1.10 apparaissent les sections efficaces de production de différents processus en fonction de l’énergie au centre de masse.

1.2.6 Etiquetage des jets b au LHC

Les processus avec des états finals contenant des quarks b seront nombreux et tiendront une place centrale au LHC. L’étiquetage des jets issus de tels quarks se révèlera alors essentiel, que ce soit pour la signature des événements ou le rejet du bruit de fond. Chronologiquement, les secteurs de la physique faisant appel à l’étiquetage des jets b seront :

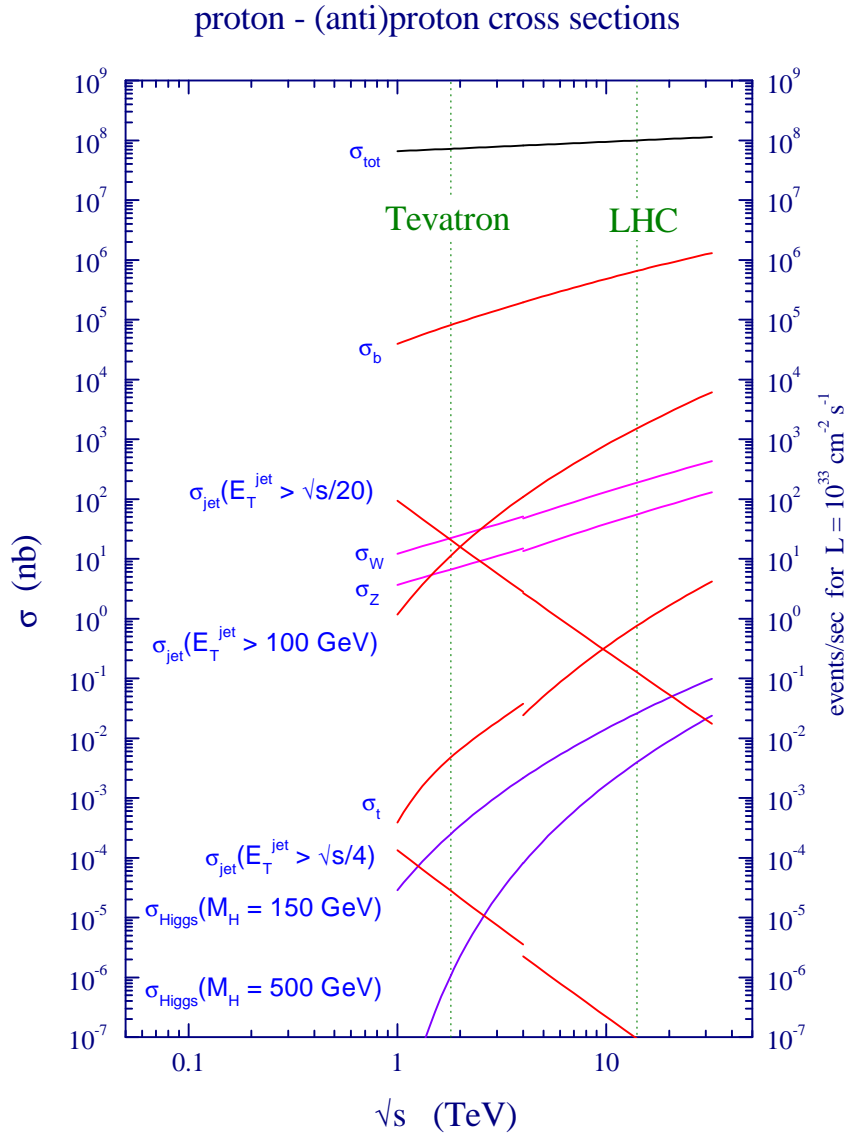


FIG. 1.10 – Sections efficaces de production de différents processus en fonction de l'énergie au centre de masse lors de collisions proton-proton ou proton-antiproton [13].

- la redécouverte du quark top qui se désintègre en Wb (quelques nb^{-1} , des candidats seront présentés à la fin de ce document).
- la mesure de la section efficace $t\bar{t}$ et *single top* et la mesure de la masse et des propriétés du quark top.
- la nouvelle physique :
 - supersymétrie

- quatrième génération [14] : les éventuels quarks se désintégreraient préférentiellement en quark b : quark up de quatrième génération u_4 : $u_4 \rightarrow Wb$ et quark $down$ de quatrième génération d_4 : $d_4 \rightarrow Wt \rightarrow WWb$.
- la recherche du boson de Higgs, la mesure éventuelle du couplage de Yukawa ($H \rightarrow b\bar{b}$).

Dans la partie suivante, on s'attardera sur les principaux canaux, au LHC, de production et de désintégration du boson de Higgs.

1.2.7 Le boson de Higgs au LHC

1.2.7.1 Production du boson de Higgs

Les sections efficaces des différents modes de production au LHC, à une énergie au centre de masse de 14 TeV, du boson de Higgs en fonction de sa masse sont représentées sur la figure 1.11.

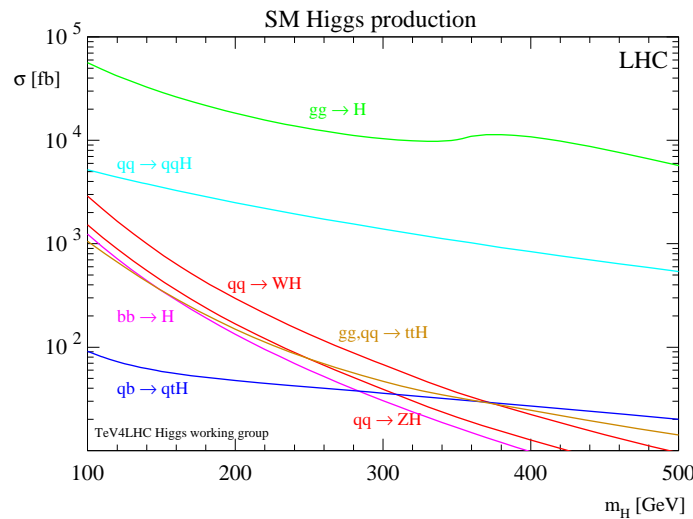


FIG. 1.11 – Sections efficaces de production du boson de Higgs au LHC à une énergie au centre de masse de 14 TeV [15].

- Fusion de gluons, $gg \rightarrow H$:
La production directe du boson de Higgs via une boucle de top a la section efficace la plus grande au LHC. Cependant, le boson de Higgs étant produit seul, ses produits de désintégration doivent pouvoir assurer le déclenchement, ce qui n'est pas toujours évident suivant les canaux de désintégration (voir section 1.2.7.2).
- Fusion de bosons vecteurs, $qq \rightarrow Hqq$:

Ce canal de production a l'avantage de posséder une cinématique particulière avec deux quarks diffusés à petit angle (mais encore dans l'acceptance des calorimètres) et de ne pas avoir de rayonnement de gluons dans la région centrale (dans la mesure où il n'y a pas d'échange de couleur entre les deux quarks initiaux). Toutefois, comme précédemment, le déclenchement dépend des produits de désintégration.

- Production associée à un objet lourd, WH , ZH , $t\bar{t}H$, etc. :

De telles productions ont des sections efficaces plus faibles, mais permettent un déclenchement relativement aisé quel que soit le mode de désintégration du boson de Higgs, dans la mesure où la particule associée peut se désintégrer leptoniquement. La production associée à un Z a une section efficace dix fois plus faible que lorsque le boson de Higgs est produit avec un W (présence d'un terme en θ_W dans la section efficace de production de ZH).

1.2.7.2 Désintégration du boson de Higgs

Les rapports de branchement du boson de Higgs en fonction de sa masse sont représentés sur la figure 1.12.

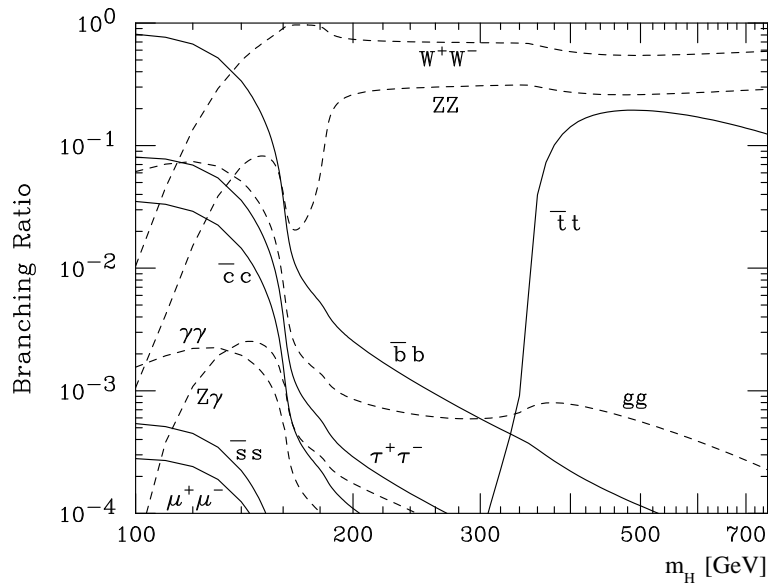


FIG. 1.12 – Rapports de branchement du boson de Higgs [15].

- Désintégration en bosons W , Z :

Le Higgs peut se désintégrer en paires de W ou de Z . Lorsque sa masse est inférieure à la somme des masses des bosons vecteurs, ceux-ci se trouvent

hors de leur couche de masse, d'où un faible rapport de branchement, en revanche, c'est le mode de désintégration dominant pour $m_H > 160 \text{ GeV}/c^2$. On observe une résonance à $m_H \approx 2m_W$, c'est-à-dire lorsque les deux bosons W sont sur leur couche de masse.

– Désintégration en $\gamma\gamma$:

Le boson de Higgs ne se couple pas directement aux photons puisqu'ils n'ont pas de masse. Le couplage se fait via des boucles de particules lourdes virtuelles (notamment le quark top qui a une grande masse). La désintégration du boson de Higgs en deux γ a un faible rapport de branchement mais ce canal a l'avantage d'avoir une signature expérimentale très claire.

– Désintégration en fermions lourds :

Le rapport de branchement du boson de Higgs en une paire fermion-antifermion est donné par :

$$\Gamma(H \rightarrow f\bar{f}) = \frac{N_c g^2 m_f^2}{32\pi m_W^2} \beta^3 m_H \quad (1.38)$$

Il est d'autant plus grand que la masse des fermions considérés, m_f , est grande.

Or les fermions dont la masse est la plus grande et dont la masse d'une paire est inférieure à celle d'un boson de Higgs (léger) sont les quarks b . Ainsi, à faible masse (jusqu'à $140 \text{ GeV}/c^2$ environ), la désintégration $H \rightarrow b\bar{b}$ est le mode dominant. Ensuite viennent les τ puis les c . Cette désintégration en fermions lourds est également le seul canal permettant d'étudier le couplage de Yukawa.

1.2.8 Conclusion

Comme on l'a vu, la désintégration H en $b\bar{b}$ domine à basse masse. L'identification des jets issus de quarks b , dont il va être largement question dans ce document, tient donc une place centrale dans la recherche d'un tel boson de Higgs, élément-clef de la validation du Modèle Standard, mais également pour la recherche de nouvelle physique (supersymétrie, quatrième génération, etc.) ainsi que pour toutes les études liées au quark top.

Chapitre 2

ATLAS

Le détecteur ATLAS est un détecteur dit généraliste : les différents sous-détecteurs qui le composent permettent d'identifier les produits de désintégration d'un large éventail de processus dont l'existence ou la mesure des propriétés sont les enjeux principaux de la physique des particules moderne.

Après avoir décrit le cahier des charges auquel la conception du détecteur a dû répondre, on détaillera dans la section 2.3 les sous-systèmes qui le composent :

- Trajectographe interne
- Calorimètres
- Chambres à muons

Enfin, on verra comment l'énorme quantité de données est filtrée par le système de déclenchement afin de sélectionner seulement les événements intéressants.

2.1 Cahier des charges

ATLAS a été conçu dans le but de mettre en évidence ou d'exclure certains des processus physiques détaillés dans le chapitre 1, comme par exemple l'existence du boson de Higgs, de mesurer éventuellement ses paramètres (masse, largeur, rapports de branchement, couplages, etc.), de rechercher les particules supersymétriques et autres phénomènes de la nouvelle physique en dehors du Modèle Standard, mais également de faire des mesures de précision.

Dans ces processus interviendra une grande diversité d'objets tels que des électrons, des photons, des jets issus de l'hadronisation de quarks, des muons. Chacun nécessite des technologies répondant à diverses exigences afin de détecter dans un premier temps leur présence puis de mesurer avec précision leurs propriétés telles que leur énergie, leur direction, etc.

C'est en prenant en compte tous ces paramètres et ceux que nous allons détailler ci-après que les différents composants d'ATLAS ont été conçus, fabriqués et sont

actuellement utilisés :

- Etant donnée la grande fréquence de collisions, une électronique de lecture rapide et un système de filtrage performant sont nécessaires.
- Les énergies et la grande luminosité mises en jeu requièrent des matériaux résistants aux radiations, surtout près du point de collision.
- Pour une bonne précision sur les mesures et une bonne séparation des particules créées avec un grands flux et éventuellement multiples (pile-up) à haute luminosité, une grande granularité des détecteurs est demandée.
- Des systèmes d’aimants courbant les particules chargées doivent servir à mesurer leur impulsion.
- Une bonne résolution du trajectographe interne est requise pour une bonne reconstruction des traces de particules chargées (*tracking*) afin de mesurer leur position et l’impulsion transverse associée. C’est en particulier crucial pour l’étiquetage des jets b qui nécessite la reconstruction de vertex secondaires.
- Une bonne résolution des calorimètres en énergie et en position est nécessaire pour permettre une discrimination entre électrons (ou photons) et jets, et une bonne mesure de leur énergie.
- Il est important d’avoir une grande couverture angulaire des calorimètres pour détecter les particules émises vers l’avant, et assurer une bonne hermiticité afin de reconstruire les événements en intégralité et obtenir ainsi une bonne estimation de l’énergie transverse manquante, qui peut être la signature de la présence de neutrinos ou de LSP (*Lightest Supersymmetric Particle*) par exemple.
- Un système spécifique dédié aux muons de haute énergie doit être mis en place car les muons interagissent de la même façon que les électrons mais sont environ 200 fois plus lourds donc ils ne rayonnent pas de manière significative aux énergies considérées et ne perdent donc d’énergie que par ionisation.

Toutes ces conditions doivent par ailleurs être remplies pour des échelles d’impulsion allant de 100 MeV/c environ (*tracking* à bas p_T dans le trajectographe) à plusieurs TeV/c (processus exotiques).

2.2 Système de coordonnées

Avant toute chose, et pour un repérage facilité dans ATLAS, définissons le système de coordonnées communément adopté en physique des collisionneurs hadroniques.

On utilise le système suivant où l’axe Oz correspond à la direction des faisceaux et où l’origine est le point d’interaction nominal. Dans le plan transverse à

Oz, l'axe Ox est orienté vers le centre du LHC et l'axe Oy vers la surface. Le sens de l'axe Oz doit être tel que le trièdre (x ; y ; z) soit direct.

On peut également définir un système de coordonnées polaires dans le plan transverse, avec R la distance à l'axe z et φ l'angle azimuthal (figure 2.1).

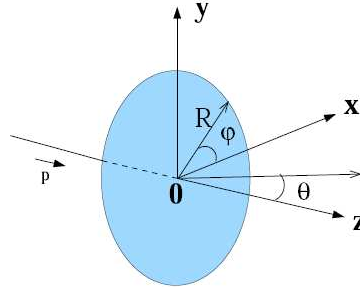


FIG. 2.1 – Système de coordonnées utilisé dans ATLAS.

La troisième coordonnée est alors l'angle θ , à partir duquel on définit la pseudorapidité η :

$$\eta = -\ln \left(\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right) \quad (2.1)$$

La pseudorapidité est préférée à θ car la probabilité de production de particules est constante par unité de η et de $\ln p_T$, $\Delta\eta$ est invariant de Lorentz.

La distance entre deux directions est communément donnée par ΔR :

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\varphi^2} \quad (2.2)$$

On se placera très souvent dans le plan transverse, on parlera d'énergie transverse manquante car lors d'une collision proton-proton, l'impulsion longitudinale (parallèle aux faisceaux) du système partonique donnant lieu au processus dur est *a priori* inconnue. En revanche, l'impulsion transverse (dans le plan orthogonal à l'axe des faisceaux) doit être nulle. De plus, dans le détecteur interne on mesure l'impulsion transverse des particules car le champ magnétique délivré par le solénoïde est parallèle à l'axe z.

2.3 Sous-détecteurs

Le détecteur ATLAS, représenté schématiquement sur la figure 2.2, est le plus grand des quatre détecteurs du LHC, il mesure au total 44 m de long, 25 m de diamètre et pèse 7000 tonnes.

Chacun des sous-détecteurs dont il est formé va être détaillé ci-après.

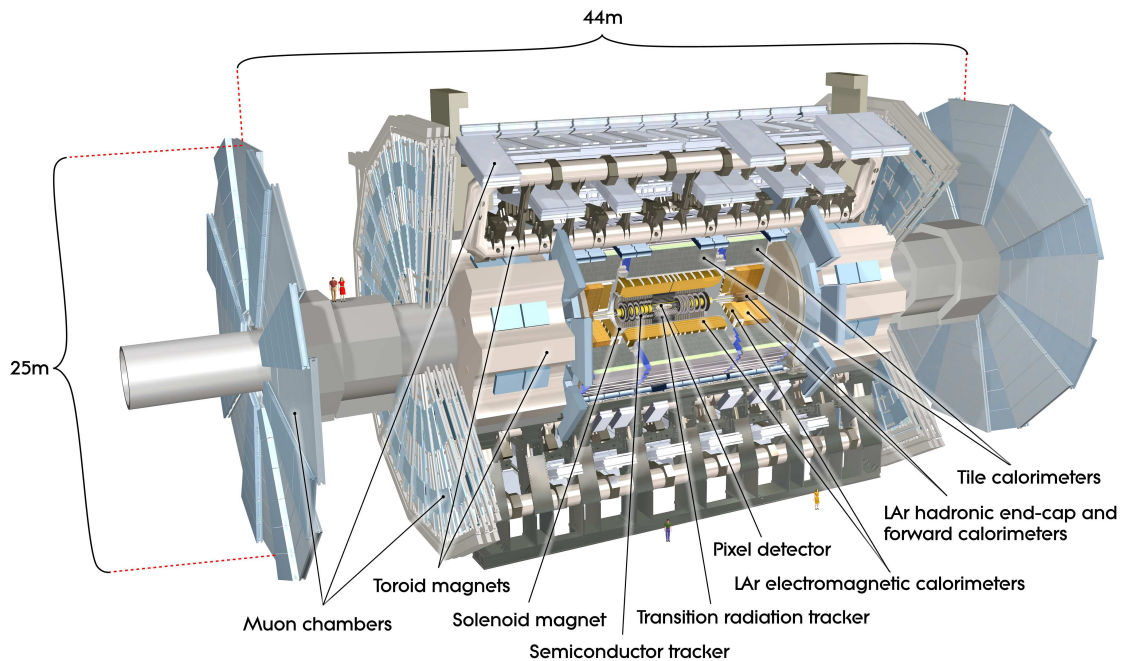


FIG. 2.2 – Représentation schématique du détecteur ATLAS [16].

2.3.1 Trajectographe

Le détecteur situé au plus près du point de collision est le trajectographe, représenté sur la figure 2.3.

Il sert à reconstruire les trajectoires des particules chargées, à déterminer leur impulsion avec une très grande précision, à déterminer la position des vertex et participe à l'identification des électrons, et ceci pour des particules d'impulsion transverse initialement supérieure à $0.5 \text{ GeV}/c$ ¹. Grâce à sa très grande granularité, le détecteur interne permet d'identifier les traces dans un environnement très dense (quelques centaines de traces à chaque croisement de faisceau). Il couvre un domaine de pseudorapidité allant jusqu'à 2.5. Il a un rayon extérieur de 1.15 m et une longueur de 7 m.

Il doit à la fois permettre de détecter toute particule chargée l'ayant traversé et être le plus transparent possible afin de ne pas affecter leur énergie qui sera mesurée dans les calorimètres. En outre, dans la mesure où il se trouve aussi près du point de collision, et la luminosité mise en jeu au LHC étant si grande, il doit être très résistant aux radiations auxquelles il sera soumis. Typiquement, la dose ionisante reçue par la couche la plus proche du faisceau du trajectographe pendant

¹Actuellement, dans certaines études portant sur le biais minimum, on reconstruit des traces de particules d'impulsion transverse aussi basse que $100 \text{ MeV}/c$, voire $50 \text{ MeV}/c$.

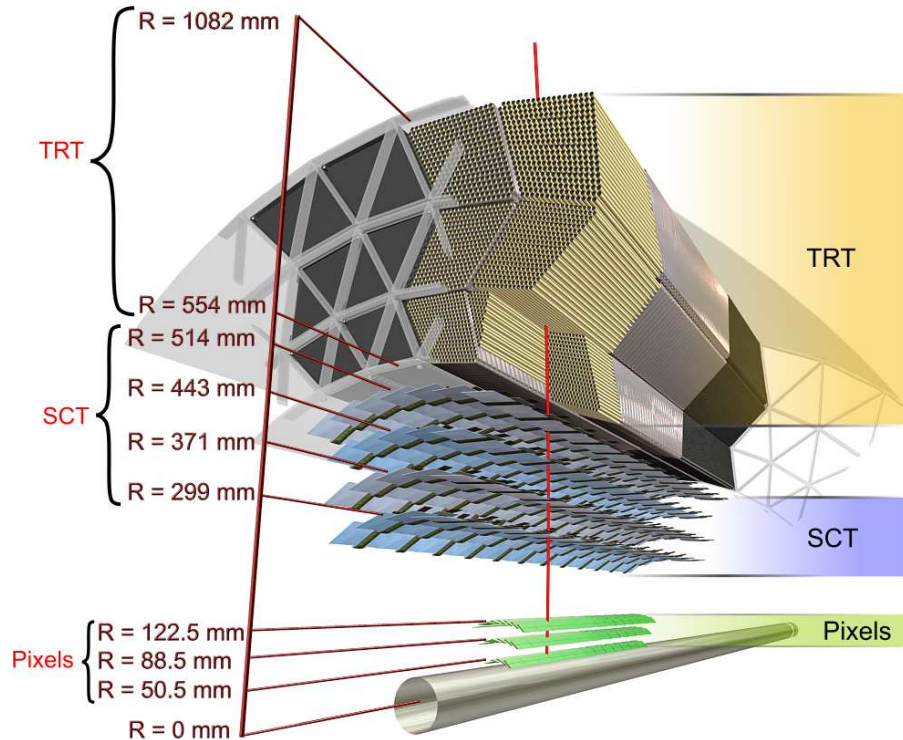


FIG. 2.3 – Représentation schématique des différentes couches du tonneau du trajectographe d'ATLAS [16].

un an à la luminosité nominale est de 9 Mrad/an [14].

Il est entouré par un aimant solénoïdal délivrant un champ axial de 2 Teslas qui a pour rôle de courber la trajectoire des particules chargées afin de pouvoir mesurer leur impulsion transverse.

Il est constitué de trois sous-détecteurs, utilisant différentes technologies :

- le détecteur à pixels
- le détecteur à micro-pistes au silicium, SCT (SemiConductor Tracker)
- le trajectographe à pailles, TRT (Transition Radiation Tracker)

A présent, voyons plus précisément les caractéristiques de chacun des détecteurs.

2.3.1.1 Détecteur à pixels

Le détecteur à pixels d'ATLAS dispose d'une très grande granularité, notamment en $R\phi$, permettant de détecter le passage d'une particule chargée avec une précision inégalée. Il fournit en moyenne 3 points de mesure à trois dimensions et couvre un domaine de pseudorapidité allant de -2.5 à 2.5. Il est le sous-détecteur possédant le plus grand nombre de canaux de lecture, avec un nombre total de 80

363 520 canaux de mesure appelées pixels. Il permet de reconstruire la trajectoire des particules chargées à partir de l'ionisation dans le silicium qui le compose. Il est particulièrement important pour déterminer le paramètre d'impact, et pour reconstruire les vertex avec précision permettant ainsi de bien identifier les quarks b (voir chapitre 3).

La surface active de détection est faite de silicium, et couvre une aire d'environ 1.8 m^2 . Elle est constituée de trois couches concentriques de rayons 5.05, 8.85 et 12.25 cm, formant ce qu'on appelle le tonneau, de part et d'autre duquel se trouvent trois disques disposés perpendiculairement à l'axe du faisceau.

Les pixels sont repartis sur 1 744 modules, chacun comportant 46 080 pixels. Les dimensions d'un pixel sont de $50 \mu\text{m}$ en $R\phi$, et $400 \mu\text{m}$ dans la direction z pour les modules du tonneau. Les modules des disques ont les mêmes dimensions, mais sont placés dans le plan $R\phi$ et sont orientés de manière à ce que le plus long côté soit dans la direction du centre du détecteur. Ces disques latéraux permettront d'obtenir des coups pour les particules à grand $|\eta|$.

Sur le tonneau, les modules sont placés sur des échelles de composite de carbone elles-mêmes disposées parallèlement à l'axe du faisceau. On en compte 13 par échelle comme on peut le voir sur la figure 2.4. Les modules se chevauchent pour assurer l'hermiticité du détecteur.

De par sa proximité au faisceau, donc au point d'interaction, la première couche, également appelée b -layer, fournit un point de mesure essentiel pour une reconstruction précise des vertex primaires et éventuellement secondaires.

Le tableau 2.1 résume les caractéristiques de chaque couche de détection.

Tonneau		
Couche	Rayon (cm)	Nombre de modules
b	5.05	286
1	8.85	494
2	12.25	676
Bouchons		
Disque	z (cm)	Nombre de modules de chaque côté
1	49.5	48
2	58.0	48
3	65.0	48

TAB. 2.1 – Répartition des modules sur le détecteur à pixel.

Les spécifications imposées par la haute luminosité de fonctionnement du LHC, la grande granularité nécessaire, ainsi que l'énorme dose de radiations reçue par ce détecteur (variant en $\frac{1}{r^2}$), ont motivé l'utilisation des techniques les plus avancées en matière de microélectronique CMOS (*Complementary Metal Oxide*

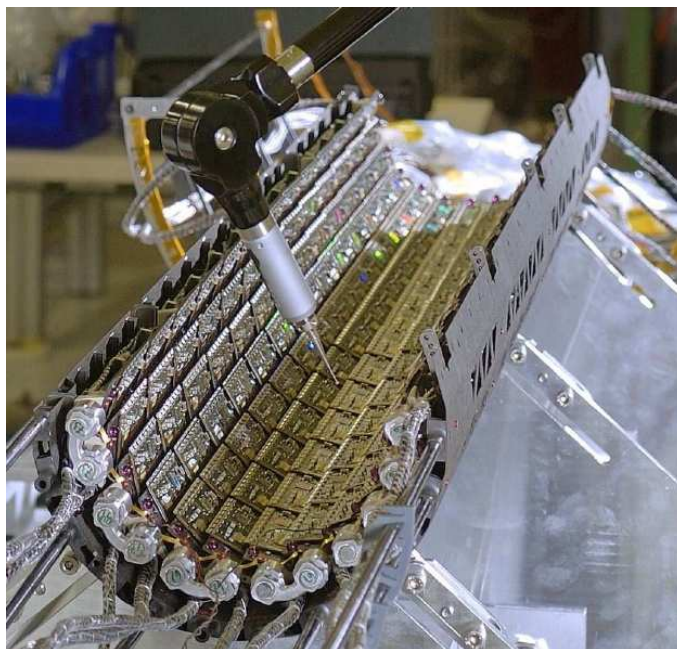


FIG. 2.4 – Echelles du détecteur à pixels (en cours de construction).

Semiconductor) de haute densité. Le refroidissement, nécessaire pour supporter le réchauffement causé par l'électronique, et également pour améliorer la tenue aux radiations, est assuré par l'évaporation dans les structures de carbone de C_3F_8 dans les tubes d'aluminium encastrés.

Principe de détection

La surface sensible de détection est composée de la superposition de 3 couches de silicium dopé $n^+/n/p^+$ formant une diode d'une épaisseur d'environ $250 \mu m$. L'application appropriée d'une très forte différence de potentiel entre les deux couches extérieures permet de créer une zone vide de porteurs de charges libres, au sein de laquelle règne un champ électrique, le silicium est alors déplété. La haute tension appliquée au démarrage du LHC est de l'ordre de 150V. Après l'inversion du type de conduction de n à p du silicium par une haute dose de radiation, la configuration initiale $n^+/n/p^+$ permettra de maintenir le fonctionnement du détecteur même pour une opération où le silicium sera partiellement déplété.

Au passage d'une particule chargée à travers le réseau cristallin de silicium, l'énergie déposée crée des paires électrons/trous. En moyenne une énergie de 97.5 keV est déposée dans une couche de silicium de $250 \mu m$, ce qui correspond à 27 000 paires électrons/trous. Sous l'effet du champ électrique régnant au sein du silicium déplété, ces charges vont dériver puis être collectées par une électronique de lecture (voir figure 2.5(a)).

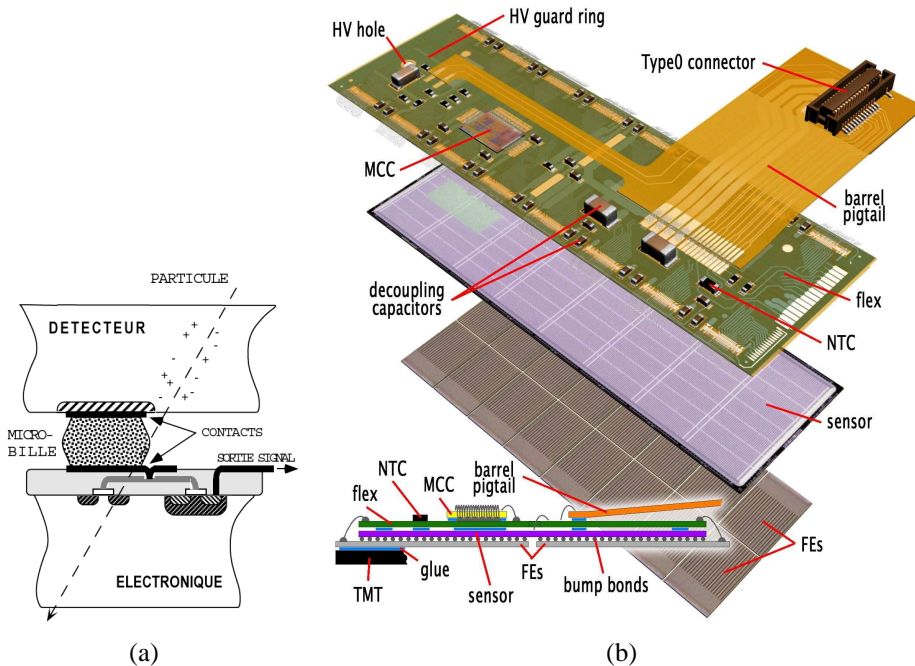


FIG. 2.5 – Principe de fonctionnement d’un pixel (a) et module du détecteur à pixels (b) [16].

Un module du détecteur à pixels, comme on le voit sur la figure 2.5(b), est composé de trois couches :

- une couche contenant l’électronique de lecture individuelle pour chaque pixel.
- la couche de détection (silicium).
- une couche d’électronique hybride appelée *flex* servant à contrôler et acheminer les signaux.

Chaque pixel est reliée à son électronique de lecture par une microbille soudée.

La chaîne de pré-amplification du signal électrique formé au passage d’une particule est composée principalement d’une capacité, et d’une source de courant constant, comme indiqué en figure 2.6. Ce pré-amplificateur est suivi d’un montage comparateur, capable de changer d’état logique lorsque sa tension d’entrée dépasse un certain seuil.

Le pic du signal collecté après amplification est proportionnel à la charge déposée dans le silicium par la particule. Lorsque ce pic dépasse le seuil du discriminateur (fixé à une valeur de tension équivalente à $3\,500\ e^-$ collectés), la lecture du pixel est déclenchée. La figure 2.7 présente l’évolution du signal en fonction du temps. Le temps de montée du signal est très court (doit être inférieur à ~ 20 ns pour permettre une association au bon croisement de faisceau), tandis que la

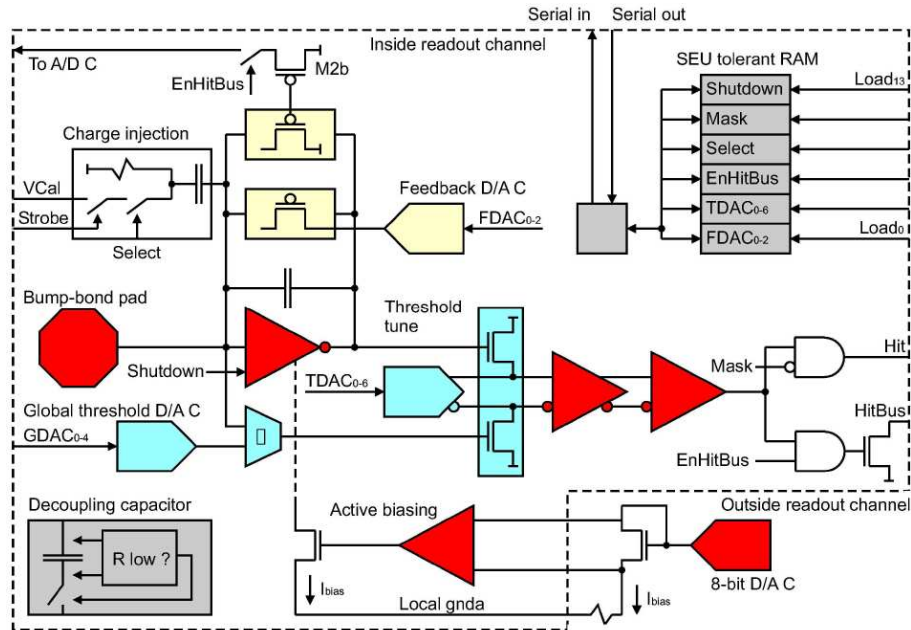


FIG. 2.6 – Schéma électronique d'un pixel [17].

décroissance peut prendre plusieurs croisements de faisceaux (un croisement de faisceau a lieu toutes les 25 ns). Le temps pendant lequel la charge collectée est supérieure au seuil de déclenchement est appelé ToT (Time over Threshold). La pente de décroissance est choisie par ajustement de l'électronique (de la source de courant constant du pré-amplificateur principalement), et fixée de manière à ce que le ToT soit suffisamment long pour être mesuré avec précision. La valeur de cette pente étant fixée, et le pic de signal étant proportionnel à la charge déposée dans le silicium, le ToT est également proportionnel à la charge. Il est à noter que, bien que la longueur du ToT soit une valeur analogique, le signal de sortie d'un pixel est un signal logique, ce qui est un avantage certain pour sa transmission aux niveaux plus élevés de la chaîne d'acquisition.

Le signal électrique de chaque pixel est collecté au niveau du *front-end chip*, il y en a 16 par module, ils sont reliés par des micro-fils (technique dite de *wire-bonding*), via le circuit hybride (*flex*), à un processeur appelé MCC (Master Chip Controller), situé au-dessus. Le signal est envoyé au MCC seulement si le *front-end chip* reçoit un signal du système de déclenchement de niveau 1 (voir section 2.4), sinon l'information est perdue.

Le MCC permet le contrôle et l'acheminement des données vers l'extérieur via un câble de Kapton. Les signaux électriques provenant des MCC sont transformés en signaux optiques dans des cartes optiques appelées *optoboards*, situées à $z = 80$ cm de part et d'autre des échelles. Les signaux optiques sont ensuite acheminés

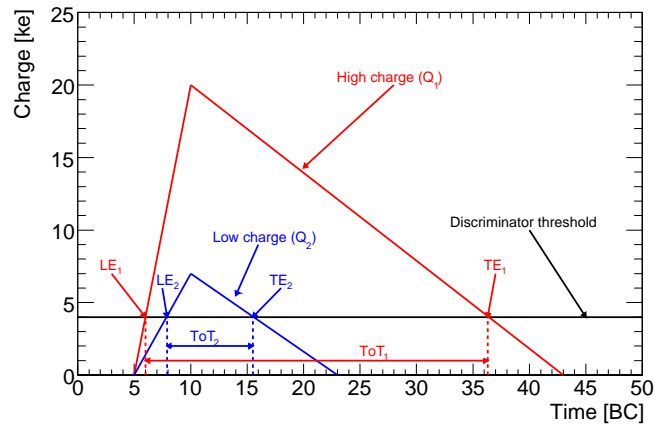


FIG. 2.7 – Définition du ToT [18].

jusqu'à la salle d'électronique d'ATLAS.

Bien que la dimension des pixels soit de $50\mu m \times 400\mu m$, la résolution sur la position de la particule est meilleure que $\frac{d}{\sqrt{12}}$ (avec d la longueur d'un côté) en raison :

- du partage de charge. Par exemple, à une incidence normale, 50% des particules vont déposer une charge dans deux pixels adjacents [14].
- de l'utilisation de l'information du ToT pour les traces touchant un groupe de plusieurs pixels adjacents.

La résolution spatiale moyenne est finalement de $\sim 10\mu m$ en $R\phi$ et $\sim 115\mu m$ en z .

2.3.1.2 Détecteur à micro-pistes (SCT)

Le système SCT est assez similaire au détecteur à pixels en ce qui concerne la géométrie et le principe de détection. Il est formé de 4 couches cylindriques coaxiales supportant 2 112 modules et de 9 disques de chaque côté regroupant 1 976 modules. La répartition de ces modules sur les différentes couches est détaillée dans le tableau 2.2.

Le SCT couvre un domaine de pseudorapidité allant de -2.5 à 2.5. Il offre en moyenne 4 pseudo-points de mesure à 3 dimensions.

On parle de pseudo-points car la mesure est faite à partir de deux plans de pistes. En effet afin d'avoir une mesure en z , les micro-pistes de $80\mu m$ de largeur et 117 mm de longueur (figure 2.8) sont collées deux-à-deux sur chacune des faces de fibres de carbone et forment un angle d'environ 40 mrad, assurant ainsi une résolution d'environ $20\mu m$ en $R\phi$ et inférieure à 1 mm en z et minimisant le nombre d'intersections entre les pistes des 2 côtés afin de réduire le nombre

Tonneau		
Couche	Rayon (cm)	Nombre de modules
1	28.4 (29.9)	384
2	35.5 (37.1)	480
3	42.7 (44.3)	576
4	49.8 (51.4)	672
Bouchons		
Disque	z (cm)	Nombre de modules
1	85.38	92
2	93.40	132
3	109.15	132
4	129.99	132
5	139.97	132
6	177.14	132
7	211.52	92
8	250.50	92
9	272.02	52

TAB. 2.2 – Répartition des modules sur le SCT

d’ambiguïtés. De plus, ceci assure la solidité du module et permet à la chaleur de se dissiper dans le système de refroidissement (partagé avec le détecteur à pixels) grâce à la conductivité thermique. Enfin, grâce au partage de charge, une résolution de $17 \mu\text{m } R\phi$ et $580 \mu\text{m}$ en z est atteinte.

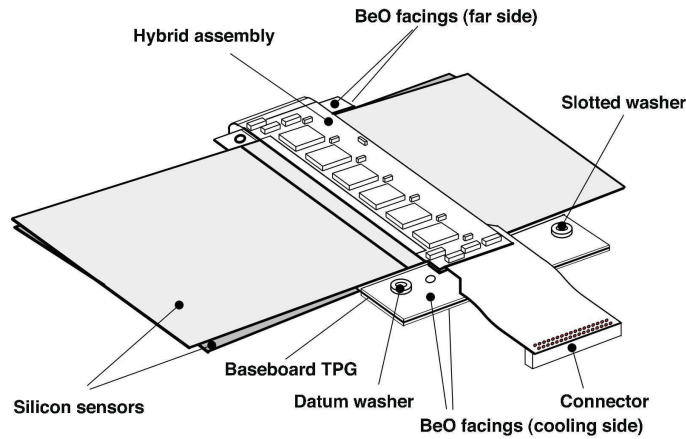


FIG. 2.8 – Module du tonneau du SCT [16].

2.3.1.3 Détecteur à radiations de transition (TRT)

Le détecteur à pixels et le SCT offrent une très bonne résolution spatiale mais peu de points de mesure. Le TRT compense ceci en donnant une meilleure précision sur l'impulsion grâce à de nombreux points de mesure qui permettent de reconstruire presque continuellement les traces sur une grande distance (R allant d'environ 55 cm à 108.2 cm). Il permet également d'identifier les électrons.

Il est formé d'un tonneau de 9 couches et de 18 disques de chaque côté et offre en moyenne 32 points de mesure à 2 dimensions seulement (en $R\phi$). La résolution spatiale est de l'ordre de 130 μm .

Il utilise comme système de détection des pailles de 4 mm de diamètre remplies d'un mélange gazeux (70% Xe, 27% CO_2 , 3% O_2) au centre desquelles se trouve un fil de tungstène de 31 μm de diamètre. Les tubes sont parallèles à l'axe du faisceau dans le tonneau et disposés radialement dans les disques. Lorsqu'une particule traverse le tube, le gaz s'ionise et le signal est collecté par l'anode de tungstène. A cela s'ajoute un autre effet : les pailles sont entourées d'une mousse à base de polypropylène produisant des rayons X au passage de particules ultra-relativistes. Le rayonnement étant d'autant plus grand que le rapport $\frac{E}{m}$ est grand (E représentant l'énergie de la particule et m sa masse), le signal récupéré sera plus important pour les électrons que pour une particule d'ionisation minimale telle que le pion ou le muon qui sont plus lourds, et permettra ainsi de les distinguer. Typiquement, 7 à 10 coups obtenus avec une grande charge par radiation de transition sont attendus pour des électrons d'énergie supérieure à 2 GeV.

2.3.1.4 Matière dans le trajectographe

Sur la figure 2.9 se trouve la distribution de la quantité de matière traversée par une particule de trajectoire non courbée exprimée en longueur de radiation X_0 en fonction de $|\eta|$.

La grande quantité de matière présente, notamment à l'intersection² des tonneaux et des bouchons des différents sous-systèmes, a des conséquences importantes, 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. On verra dans le chapitre suivant l'influence de la matière sur la résolution du paramètre d'impact des traces, ingrédient essentiel à l'étiquetage des jets b .

2.3.2 Calorimétrie

Comme leur nom l'indique les calorimètres vont permettre de mesurer l'énergie des particules et le plus souvent les arrêter également. Ils couvrent un grand do-

²Connexions pour le refroidissement, connexions électriques, services, etc.

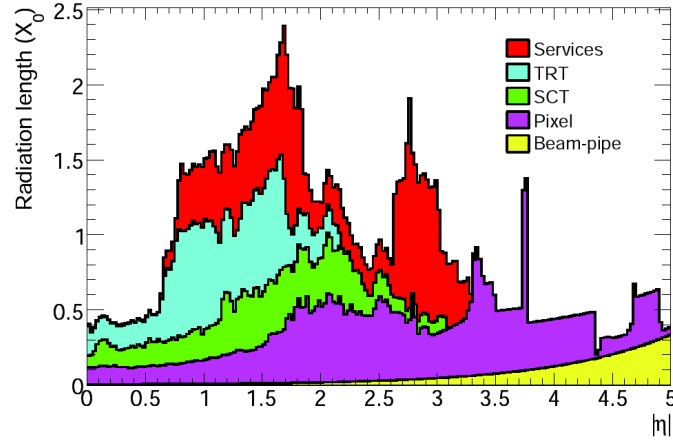


FIG. 2.9 – Distribution de la matière du détecteur interne en longueurs de radiations X_0 en fonction de $|\eta|$ [16].

maine d'acceptance et sont très hermétiques, ce qui est crucial pour avoir une bonne mesure de l'énergie manquante et occupent un rôle important pour le déclenchement de l'acquisition (section 2.4).

Les calorimètres sont au nombre de trois (calorimètres électromagnétique, hadronique et avant) et permettront d'identifier les électrons, photons et jets hadroniques et de mesurer leur énergie. Ils sont représentés sur la figure 2.10.

2.3.2.1 Calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique central couvre un domaine de pseudorapacité allant jusqu'à $|1.4|$ et les bouchons, un domaine allant de $|1.375|$ à $|3.2|$. Il est constitué de deux demi-tonneaux identiques. Dans chacun d'eux se trouvent 1 024 absorbeurs de plomb en forme d'accordéons alternés avec des électrodes de cuivre baignant dans de l'argon liquide (milieu actif). L'intérêt d'utiliser cette forme est qu'il n'y a pas de zone non instrumentée entre les modules et que la quantité de matière est assez uniforme. Du fait de la succession de ces couches de différents types, on parle de calorimètre à échantillonnage. Il offre 170 000 canaux de lecture. La répartition couche par couche de ces canaux est détaillée dans le tableau 2.3.

Les absorbeurs font perdre de l'énergie aux électrons et photons qui les traversent (émission de photons par effet Bremstrahlung pour les électrons et création de paires électron-positron pour les photons), ce qui induit des gerbes électromagnétiques, et les particules secondaires issues de ces processus ionisent le milieu actif. La gerbe subit une croissance exponentielle dans un premier temps puis s'arrête quand les particules secondaires de faible énergie finissent par être absorbées.

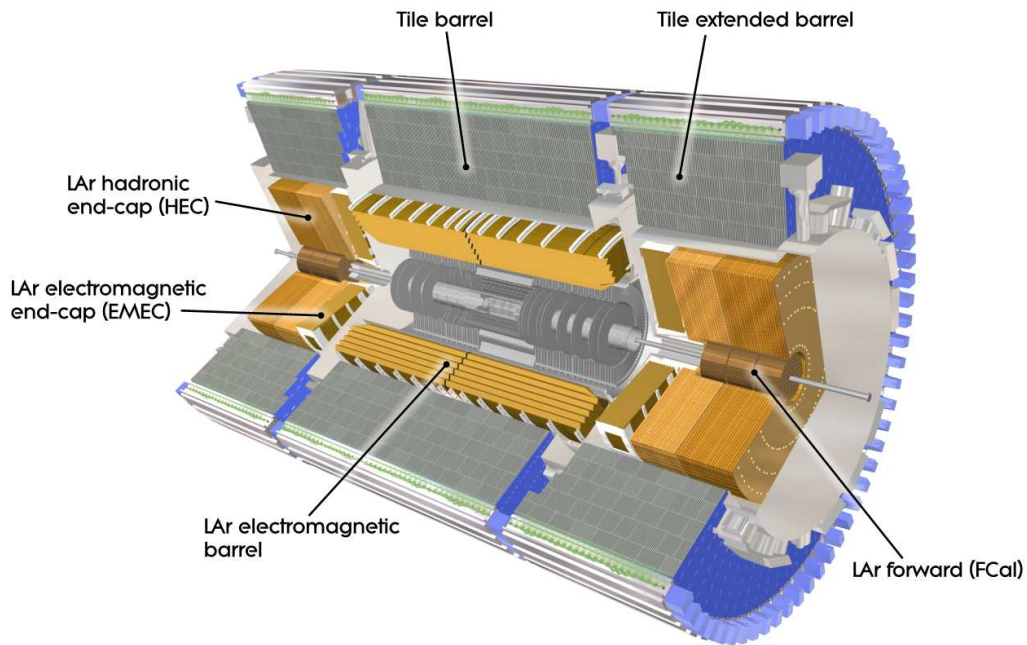


FIG. 2.10 – Vue schématique du système calorimétrique du détecteur ATLAS [16].

Couche	Nombre de canaux
Tonneau	
Pré-échantillonneur	7 808
1	57 216
2	28 672
3	13 824
”barrel end”	2 048
Bouchons	
Pré-échantillonneur	1 536
1	28 544
2	23 424
3	10 240

TAB. 2.3 – Répartition des canaux de lecture dans le calorimètre électromagnétique

Les particules hadroniques engendrent des gerbes hadroniques, plus larges et qui continuent de se développer au-delà du calorimètre électromagnétique.

Sous l'effet d'une haute tension, les électrons d'ionisation dérivent jusqu'aux électrodes, le courant collecté est proportionnel à l'énergie de la particule incidente. Un cryostat entoure le calorimètre et permet de maintenir le système à température stable.

Un pré-échantillonneur est placé devant le calorimètre jusqu'à $\eta = |1.8|$, où la quantité de matière en amont est la plus importante. Il s'agit d'une couche active d'argon liquide qui a pour rôle de détecter des gerbes précoces démarrées dans le solénoïde et la paroi du cryostat.

Le calorimètre est divisé en trois sections de granularités différentes :

- Une première section avec une grande granularité ($0.003125 < \Delta\eta < 0.025$ selon $|\eta|$ et $\Delta\varphi = 0.1$ dans le tonneau) dans l'acceptance du détecteur interne indispensable pour mesurer avec précision la direction et l'énergie des électrons et photons.
- La seconde section de plus grande granularité en φ ($0.025 < \Delta\eta < 0.075$ selon $|\eta|$ et $\Delta\varphi = 0.025$ dans le tonneau) correspondant à la zone où la gerbe sera la plus large.
- Enfin une troisième section servant à absorber les queues des gerbes électromagnétiques ($\Delta\eta = 0.05$ et $\Delta\varphi = 0.025$ dans le tonneau).

La région $1.47 < |\eta| < 1.52$ est appelée région du "crack". C'est une zone où passent les services du détecteur interne.

Le calorimètre électromagnétique permet déjà de distinguer les particules électromagnétiques des particules hadroniques. En effet, les électrons et les photons ont plutôt tendance à former une gerbe dans la première section qui se termine dans la seconde tandis que les particules hadroniques créent une gerbe plus tardivement et qui continue dans le calorimètre hadronique dont nous allons parler ci-après.

La résolution relative en énergie du calorimètre électromagnétique est : $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0.1}{\sqrt{E}} \oplus 0.007$.

2.3.2.2 Calorimètre hadronique

Il permet de mesurer l'énergie des jets. Le tonneau et les bouchons utilisent des technologies de détection différentes :

- Le tonneau est formé de tuiles scintillantes et couvre une acceptance globale allant de -1.7 à 1.7 . Il est lui-même composé de trois parties : un cylindre central entourant le cryostat à argon liquide couvrant une pseudorapidité allant jusqu'à $|1|$ et mesurant 5.8 m de long et de deux cylindres placés autour des cryostats bouchon ($0.8 < |\eta| < 1.7$) et mesurant chacun 2.6 m. Cette configuration permet d'acheminer radialement les services du détecteur interne et du calorimètre électromagnétique vers l'extérieur. L'étendue radiale du tonneau va de 2.28 m à 4.25 m.

Son principe de détection est le suivant : chacun des cylindres est composé de tuiles de fer comme milieu absorbant et de tuiles scintillantes à base de polystyrène comme milieu actif qui sont disposées radialement et en alternance. Les molécules scintillantes excitées par les particules de la gerbe hadronique émettent un nombre de photon proportionnel à l'énergie du jet. Les signaux lumineux sont alors acheminés vers des photomultiplicateurs via des fibres optiques.

- Les bouchons sont des calorimètres à échantillonnage, tout comme le calorimètre électromagnétique, à la différence près qu'ils utilisent du cuivre comme milieu absorbant et que les plaques et électrodes sont ici planes et perpendiculaires à l'axe du faisceau. Ils couvrent un domaine de pseudorapacité allant de $|\eta| = 1.5$ à $|\eta| = 3.2$. Chaque bouchon est divisé en deux roues, HEC1 et HEC2 de granularités différentes.

La résolution relative en énergie du calorimètre hadronique est : $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0.5}{\sqrt{E}} \oplus 0.03$.

2.3.2.3 Calorimètre avant

Enfin le calorimètre avant (FCal pour *Forward Calorimeter*), couvrant un domaine de pseudorapacité $3.1 < |\eta| < 4.9$ offre une plus grande hermiticité du système calorimétrique et a été conçu pour résister aux très fortes radiations auxquelles il va être soumis de par sa position à l'avant. C'est aussi un calorimètre à argon liquide. Il a à la fois la fonction de calorimètre électromagnétique et hadronique.

En effet il est divisé en trois parties, l'une (FCA11) optimisée pour la détection de particules électromagnétiques, et deux autres parties FCA12 et FCA13 dédiés aux particules hadroniques.

Leur but n'est pas tellement de reconstruire ou d'identifier les particules les traversant mais plutôt de localiser et quantifier les dépôts d'énergie afin de donner une bonne estimation de l'énergie manquante.

La résolution relative en énergie du calorimètre avant est : $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{1}{\sqrt{E}} \oplus 0.1$.

2.3.3 Détecteur à muons

Le principe du système réside dans la déflexion des muons par le champ magnétique induit par un ensemble de grands toroïdes magnétiques supraconducteurs situés autour des calorimètres. La mesure de la courbure des traces reconstruites dans les chambres à muons permet alors de déduire leur impulsion³.

³On ne mesure pas directement leur énergie mais connaissant leur impulsion transverse, leur η et leur φ et sachant que seuls les muons atteignent les chambres à muons, donc connaissant la

Il est constitué de 4 sous-parties, les MDT (*Monitored Drift Tube chambers*), les CSC (*Cathode-Strip Chambers*) et deux systèmes servant au déclenchement : les RPC (*Resistive Plate Chambers*) et les TGC (*Thin Gap Chambers*). Il couvre une acceptance allant jusqu'à 2.7.

A $\eta = 0$ se trouve un trou permettant aux services des détecteurs plus internes d'atteindre l'extérieur du détecteur. Une autre zone non-instrumentée se trouve au niveau des pieds soutenant le détecteur.

Les MDT couvrent toute la région sauf la couche la plus interne des bouchons qui est occupée par les CSC ($2 < |\eta| < 2.7$).

Les MDT sont formés de tubes à dérive alignés selon φ . Ils contiennent un mélange de 93% d'argon et de 7% de CO_2 . Le fil central est constitué d'un alliage tungstène-rhénium, il a un diamètre de $50 \mu\text{m}$ et est porté à un potentiel de 3 080 V par rapport aux parois internes du tube. Ce fil permet de collecter les électrons produits lors de l'ionisation du gaz provoquée par le passage de particules.

Les CSC sont plus adaptés à un taux plus élevé de particules. Ce sont des chambres proportionnelles à fils. L'anode est formée de fils également en tungstène-rhénium, dont le diamètre est de $30 \mu\text{m}$. La charge induite sur les pistes des cathodes est mesurée par l'électronique. Le potentiel entre les deux est de 1 900 V. Les CSC sont remplies par un mélange d'Ar/ CO_2 (80/20). Afin d'avoir une mesure dans les 2 directions, les pistes des cathodes sont tournées de 90 degrés l'une par rapport à l'autre.

RPC et TGC sont des détecteurs ayant une réponse très rapide (de l'ordre de la nanoseconde) et sont utilisés pour le déclenchement de niveau 1 (voir section 2.4). Les RPC sont constitués de plaques résistives assemblées parallèlement et séparées par des matériaux isolants de 2 mm d'épaisseur. Les TGC utilisent une technologie similaire à celle des CSC.

Le spectromètre à muons permet l'identification de muons d'impulsion transverse supérieure à 3 GeV/c et une détermination précise de l'impulsion transverse jusqu'à 1 TeV/c. A cette valeur, la résolution sur l'impulsion transverse d'un muon est de 10%.

2.4 Système de déclenchement

Etant donnée la fréquence de collision gigantesque (40 MHz) dans ATLAS nécessaire pour étudier des événements de faible section efficace de production et étant donnée la capacité de stockage limitée pour traiter les données, il est crucial d'utiliser un système de déclenchement permettant de sélectionner les événements

masse de la particule, on peut la calculer.

potentiellement intéressants pour la physique avant leur stockage et leur reconstruction.

Typiquement, le filtrage permet de passer de $40\,000\,000 \times 23 \sim 1 \times 10^9$ événements/s, à la luminosité nominale, à quelques centaines par seconde pour le stockage permanent.

Le système de déclenchement d'ATLAS consiste en trois niveaux de sélection des événements : Level-1 (L1), Level-2 (L2) et l'*event filter* (EF). Le niveau 2 et l'*event filter* forment ce qu'on appelle le *High level trigger* (HLT).

Voyons plus en détail chacun de ces systèmes :

- L1 : un système d'électronique spéciale, qui consiste à utiliser les calorimètres et les chambres à muon (RPC, TGC) avec une résolution grossière et donner une mesure rapide de l'énergie déposée permettant de décider si l'événement doit être gardé ou non. Il permet de sélectionner des muons de grande impulsion transverse, des électrons/photons, jets, τ se désintégrant en hadrons, de l'énergie transverse manquante et une grande énergie transverse totale. Le taux maximal que peuvent supporter les systèmes de lecture en sortie du L1 est de 75 kHz et la décision du L1 doit atteindre l'électronique en sortie des détecteurs dans les $2.5 \mu\text{s}$ (temps de latence) suivant le croisement de faisceau auquel elle est associée.
- L2 : un ensemble de logiciels dédiés traitant les événements sélectionnés en utilisant une granularité plus fine dans les régions d'intérêts (intervalle de pseudorapidité et d'angle azimuthal) identifiées par le L1. Le taux d'événement est réduit à 3.5 kHz avec un temps de traitement d'environ 40 ms.
- EF : un système de traitement des événements complets sur une ferme de PC et utilisant les algorithmes servant à l'analyse avec des événements totalement reconstruits. Il permet de réduire le taux à 200 Hz avec un temps de traitement de l'ordre de 4 secondes.

Chapitre 3

Etiquetage des jets beaux : introduction

L'identification des jets issus de l'hadronisation de quarks b est nécessaire dans une expérience de physique à haute énergie telle qu'ATLAS pour l'étude d'un large spectre de phénomènes. Parmi eux : la sélection de lots très purs de quarks top, la recherche des bosons de Higgs du Modèle Standard ou supersymétriques qui se désintègrent préférentiellement en paires $b\bar{b}$ à basse masse, l'étude des couplages de Yukawa qui en découle, ou encore l'élimination du bruit de fond dominant à de nombreuses analyses physiques (i.e. $t\bar{t}$), la mesure de la section efficace de production de saveurs lourdes, la recherche de nouvelle physique (désintégrations SUSY, bosons de jauge lourds, etc.)[19].

La plupart des ces études nécessitent de bonnes performances d'étiquetage des jets b pour des jets ayant une impulsion transverse allant de 20 à 150 GeV/c typiquement. Toutefois, pour les processus supersymétriques, des jets d'impulsion transverse de l'ordre de 500 GeV/c sont attendus, et pour des phénomènes exotiques, des jets b de l'ordre du TeV sont susceptibles d'être produits.

Dans ce chapitre les ingrédients de base (jets, traces, vertex, etc.) nécessaires à l'étiquetage des jets b seront tout d'abord présentés puis les algorithmes d'étiquetage actuellement utilisés seront détaillés. Enfin leurs performances et la dépendance de ces performances seront étudiées.

3.1 Eléments-clefs pour l'étiquetage des jets b

Il est possible de différencier les jets b des autres jets issus de quarks de saveur plus légère grâce à certaines caractéristiques qui leur sont propres :

- La fragmentation est dure et le hadron B retient environ 70% de l'impulsion initiale du quark b .

- La masse des hadrons B est relativement grande ($\sim 5\text{GeV}/c^2$) et donc leurs produits de désintégration seront plus nombreux en moyenne et pourront avoir une grande impulsion transverse (selon l'axe du jet) et l'angle du cône formé par ces produits de désintégration sera suffisamment grand pour permettre de bien les séparer.
- Désintégration semi-leptonique : le rapport de branchement semileptonique d'un hadron B, $BR(B \rightarrow \ell X)$ où $\ell = e$ ou μ , est de 20 %, en prenant en compte les désintégrations en cascade ($B \rightarrow D \rightarrow \ell X$). Donc dans 40% des jets b on trouvera au moins un électron ou un muon dans les produits finals de désintégration.
- Finalement, et c'est là la propriété la plus importante des jets b : les hadrons contenant un quark b ont un temps de vie (τ) non négligeable de l'ordre de 1.5 ps (distance de vol dans leur référentiel : $c\tau = 4.5\mu\text{m}$). Pour un jet b de $p_T = 50 \text{ GeV}/c$, en tenant compte du boost de Lorentz, la distance de vol du hadron dans le détecteur est typiquement de 3 mm. Etant donnée la résolution sur des traces de 1 GeV ($\sim 100 \mu\text{m}$), cette distance de vol est largement exploitable. Les hadrons composés de quarks c ont un temps de vie important mais qui reste moindre. On a rassemblé dans le tableau 3.1 le temps de vie et la distance de vol correspondante pour différents hadrons de différentes saveurs.

Saveur	Hadron	τ	$c\tau$
Léger	$\pi^+ (u\bar{d})$	$(2,6033 \pm 0,0005) \cdot 10^{-8} s$	7,80 m
Etranges	$K^+ (u\bar{s})$	$(1,238 \pm 0,002) \cdot 10^{-8} s$	3,71 m
	$\Lambda^0 (uds)$	$(2,63 \pm 0,02) \cdot 10^{-10} s$	7,89 cm
	$K_s^0 (d\bar{s})$	$(0,8953 \pm 0,0005) \cdot 10^{-10} s$	2,68 cm
Charmés	$D^+ (c\bar{d})$	$(1040 \pm 7) \cdot 10^{-15} s$	312 μm
	$\Lambda_c^+ (udc)$	$(442 \pm 26) \cdot 10^{-15} s$	132 μm
Beaux	$B^+ (u\bar{b})$	$(1,67 \pm 0,02) \cdot 10^{-12} s$	501 μm
	$B^0 (d\bar{b})$	$(1,54 \pm 0,01) \cdot 10^{-12} s$	460 μm
	$B_s^0 (s\bar{b})$	$(1,46 \pm 0,06) \cdot 10^{-12} s$	438 μm
	$\Lambda_s^0 (udb)$	$(1,23 \pm 0,08) \cdot 10^{-12} s$	368 μm

TAB. 3.1 – Temps de vie de quelques hadrons [1].

Ces propriétés des hadrons B permettent d'observer expérimentalement dans les jets issus de quarks b :

- Un vertex primaire où a lieu la collision dure et d'où sont issues une partie des traces associées aux jets b (traces issues de la fragmentation) mais surtout un vertex secondaire, déplacé par rapport au premier. Le déplacement correspond à la désintégration du hadron B après avoir volé dans le détecteur

(section 3.1.2.3).

- Des traces issues de ce vertex secondaire avec de grands paramètres d'impact transverse d_0 (section 3.1.2.2).
- Des leptons dits "mous" (par opposition aux leptons de grande impulsion transverse issus de la désintégration de bosons W ou Z par exemple) (section 3.2.3).
- Des traces plus nombreuses en moyenne que dans des jets de saveur plus légère.

On a représenté schématiquement sur la figure 3.1 les vertex primaire et secondaires ainsi que le d_0 d'une trace issue du vertex secondaire.

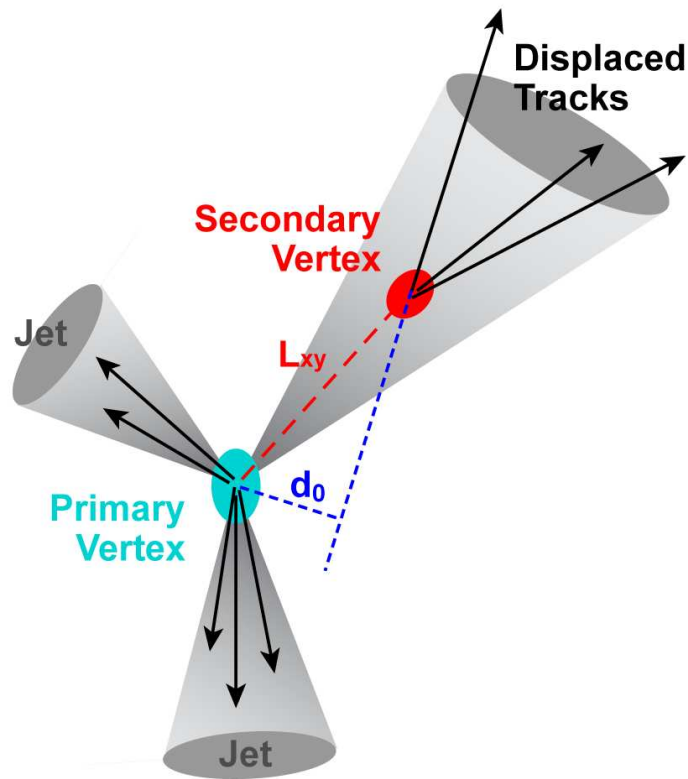


FIG. 3.1 – Représentation schématique d'un jet issu d'un quark b , de son vertex secondaire et du paramètre d'impact transverse d'une trace associée.

L'étiquetage des jets se base à la fois sur les informations calorimétriques fournissant les informations cinématiques du jet (énergie, η , φ) et sur les traces reconstruites dans le détecteur interne qui lui sont associées. Nous allons voir ces éléments plus en détail dans la partie suivante.

3.1.1 Jets

On se limite à l'étude des jets de $p_T > 15$ GeV/c et $|\eta| < 2.7$. L'intervalle de pseudorapidité est limité par l'acceptance du détecteur interne, afin de n'étiqueter que des dépôts calorimétriques supposés associés à des traces. Toutefois, on n'utilise pas une coupure stricte à 2.5 car, selon la position du vertex primaire, la trace est susceptible de se trouver dans l'acceptance du détecteur avec une pseudorapidité de 2.7.

La direction du jet, ingrédient crucial pour la définition du signe du paramètre d'impact des traces (voir section 3.1.2.2), est déterminée par les dépôts d'énergie dans les calorimètres. Cette direction est ensuite translatée pour passer par le vertex primaire.

L'algorithme de reconstruction utilisé actuellement dans ATLAS est l'algorithme AntiKt4H1Topo [20].

Son principe est le suivant : on considère les cellules du calorimètre avec une énergie supérieure à un seuil donné (qui doit être élevé par rapport au bruit de fond ($> 4\sigma_{cell}$)). Ensuite les cellules voisines ayant une énergie supérieure à un seuil moins sévère ($2\sigma_{cell}$) sont ajoutées aux amas. Une troisième itération sur les cellules voisines aux nouveaux amas est effectuée avec un seuil quasi nul.

Pour chacun des éléments i de la liste ainsi obtenue, la grandeur d_i est calculée :

$$d_i = \frac{1}{p_{T,i}^2} \quad (3.1)$$

avec $p_{T,i}$ l'impulsion transverse de l'élément i .

Pour chaque couple i, j on détermine $d_{i,j}$ tel que :

$$d_{i,j} = \min\left(\frac{1}{p_{T,i}^2}, \frac{1}{p_{T,j}^2}\right) \frac{\Delta_{i,j}^2}{R_{k_\perp}^2} \quad (3.2)$$

où :

- $\Delta_{i,j}^2$ est la séparation angulaire entre les éléments i et j
- R_{k_\perp} est un paramètre de l'algorithme qui permet de contrôler la taille des jets, dans notre cas $R_{k_\perp} = 0.4$.

Le minimum d_{min} parmi tous les d_i et $d_{i,j}$ est recherché.

On se trouve alors face à deux cas :

- si le minimum est un d_i : l'élément i est retiré de la liste et est considéré comme un jet car son impulsion transverse est grande et il est suffisamment éloigné des autres amas.
- si le minimum est un $d_{i,j}$: les éléments i et j sont associés et remis dans la liste ensemble.

Ce processus se poursuit jusqu'à ce que la liste des amas soit vide.

H1 fait référence à la calibration de l'énergie des jets (qui a lieu lors de la calibration individuelle des cellules des calorimètres). H1 utilise des calibrations différentes selon que le jet a été identifié comme un objet électromagnétique ou hadronique. Avec les premières données, on utilise une calibration à l'échelle électromagnétique, c'est-à-dire que tous les jets sont considérés comme des objets électromagnétiques. Les jets hadroniques qui demandent une correction plus importante auront alors une énergie reconstruite plus faible que leur énergie réelle. Une re-calibration est parfois appliquée à partir de l'énergie à l'échelle électromagnétique, elle dépend de l'algorithme du jet, de son p_T et de son η . Le facteur moyen entre l'énergie à l'échelle électromagnétique et l'énergie re-calibrée est compris entre 2 et 3.

3.1.1.1 Association des traces aux jets

Une trace reconstruite dans le détecteur interne est associée au jet et utilisée pour l'étiquetage si elle passe les coupures de sélection énoncées ci-après (section 3.1.2.1) correspondant à l'algorithme utilisé et si elle se trouve dans un cône de rayon ΔR autour de l'axe du jet. Ce rayon a longtemps été fixé à une valeur constante de 0.4 mais a récemment été optimisé [21] pour dépendre de l'impulsion transverse du jet car, comme nous le verrons dans la section 3.3.3 dédiée aux dépendances de l'étiquetage des jets b à la cinématique des jets, les traces sont plus collimées dans les jets de plus grande impulsion transverse.

Le rayon du jet est modélisé par une fonction de la forme $\Delta R = a + e^{b+cp_T}$, avec actuellement les valeurs suivantes pour les paramètres : $a=0.239$, $b=-1.220$ et $c=-1.64e-5$.

3.1.2 Traces et vertex

3.1.2.1 Sélection des traces

La sélection des traces utilisées par les différents algorithmes d'étiquetage des jets b a été optimisée de manière à garder les traces bien mesurées et à rejeter les fausses traces et les traces reconstruites à partir de particules issues de la désintégration de particules à long temps de vie ou de l'interaction avec la matière. Pour cela, on utilise les coupures rassemblées dans le tableau 3.2 pour les traces utilisées par les algorithmes basés sur le paramètre d'impact et les algorithmes basés sur le vertex secondaire.

La coupure sur le nombre de coups dans la première couche du détecteur à pixels (N_{bla}) permet d'éliminer une partie des particules neutres à long temps de

Variable	Coupure IP	Coupure SV	Utilité
$p_T >$	1GeV/c	500 MeV/c	bonne reconnaissance des traces
$ \eta <$	2.7		acceptance du détecteur
$\chi^2/N_{dof} <$	-	3	traces bien ajustées
$ d_0 <$	1mm	5mm	élimine les particules neutres à long temps de vie et issues des interactions secondaires
$ z_0 \sin\theta <$	1.5mm	25mm	
$N_{bla} \geq$	1	-	
$N_{Si} \geq$	7		traces avec suffisamment de bons points de mesure
$N_{pix} \geq$	2	1	
$N_{SCT} \geq$	-	4	
$N_{shared} =$	-	0	élimine les traces à coups partagés

TAB. 3.2 – Coupures de sélection pour les traces utilisées par les algorithmes basés sur le paramètre d’impact (IP) et sur le vertex secondaire (SV) et utilité (N_{Si} est le nombre de coups associés à la trace dans le silicium (pixels+SCT), N_{pix} le nombre de coups dans les pixels, N_{SCT} dans le SCT, N_{bla} dans la première couche du détecteur à pixels et enfin N_{shared} le nombre de coups partagés avec une autre trace).

vie qui se désintègrent souvent après la première couche et n’y laissent pas de coups puisqu’elles ne sont pas chargées.

3.1.2.2 Paramètre d’impact

Le paramètre d’impact d’une trace est la distance d’approche minimale entre la trace et le vertex primaire. Dans les algorithmes d’étiquetage des jets b , on utilisera le paramètre d’impact transverse (d_0) et le paramètre d’impact longitudinal (z_0) ainsi définis :

- d_0 : il s’agit de la distance d’approche minimale entre la trace et le vertex primaire tous deux projetés dans le plan transverse ($R\phi$).
- z_0 est la distance selon l’axe z , entre le vertex primaire et le point de la trace qui, lorsqu’elle était projeté dans le plan transverse donnait d_0 .

d_0 et z_0 peuvent être calculés de plusieurs manières :

- vertex primaire biaisé : on calcule d_0 par rapport au vertex qui a été auparavant lui même reconstruit en tenant compte de cette trace.
- vertex primaire non biaisé : on ré-ajuste le vertex primaire en excluant cette trace et on calcule d_0 par rapport à ce nouveau vertex.

Cette distinction est intéressante pour les études de biais minimum où le nombre de traces permettant de reconstruire le vertex primaire est faible.

Dans l'étiquetage des jets b , on n'utilise pas directement d_0 , mais plutôt S_{d_0} , la signification du paramètre d'impact qui donne plus de poids aux traces bien reconstruites :

$$S(d_0) = \frac{d_0}{\sqrt{\sigma_{d_0}^2 + \sigma_{vertexprimaire}^2}} \quad (3.3)$$

Résolution du paramètre d'impact

La résolution du paramètre d'impact est un ingrédient crucial pour permettre la distinction des traces venant de hadrons à long temps de vie des traces promptes.

La résolution sur la paramètre d'impact transverse déterminée par le détecteur à pixels peut être divisée en deux sources indépendantes, le terme intrinsèque et un terme dû à la diffusion multiple :

$$\sigma(d_0^{trace}) = \sigma_{intrinseque} \oplus \sigma_{DM} \quad (3.4)$$

où $\sigma_{intrinseque}$ est une constante prenant en compte la résolution du détecteur due à la segmentation (10 μm en $r\phi$, 115 μm en z) et son désalignement.

Le terme de diffusion multiple σ_{DM} peut, quant à lui, être paramétrisé de la manière suivante :

$$\sigma_{DM} = \frac{c}{\sqrt{p^2 \sin^3 \theta}} \quad (3.5)$$

avec :

$$p \sin \theta = p_T \quad (3.6)$$

p représentant l'impulsion de la trace et θ l'angle polaire de la trace.

En effet, en considérant une trace prompte, pour un angle de diffusion α dans le plan transverse [1] :

$$d_0 = r_1 \tan \alpha \quad (3.7)$$

$$\sigma_{DM} = r_1 \sigma_{\tan \alpha} \quad (3.8)$$

$$\sigma_{DM} \sim r_1 \frac{13.6 \text{MeV}}{cp} \sqrt{\frac{x}{X_0}} (1 + 0.038 \ln \frac{x}{X_0}) \quad (3.9)$$

Avec x l'épaisseur de matière traversée, X_0 la longueur de radiation et r_1 la distance entre le vertex primaire et la couche où a eu lieu la diffusion. Par la suite on négligera le terme en logarithme, inférieur à 10% ($\frac{x}{X_0} < 3.5\%$ par couche[22]).

Pour une particule dont l'angle d'incidence $\theta \neq 0$ (i.e. $|\eta| \neq \infty$), dans le plan transverse :

$$p \rightarrow p_T, \quad r_1 = R, \quad x \rightarrow \frac{x}{\sin \theta} \quad (3.10)$$

La distance effectivement traversée devant être considérée à 3 dimensions même pour la mesure dans le plan transverse.

Donc :

$$\sigma_{DM}(d_0) \sim R \frac{13.6 MeV}{c p_T \sqrt{\sin \theta}} \sqrt{\frac{x}{X_0}} \quad (3.11)$$

Finalement on peut écrire :

$$\sigma^2(d_0^{trace}) = \sigma_{intrinseque}^2 + \frac{c^2}{p_T^2 \sin \theta} \quad (3.12)$$

On rappelle que θ et η sont directement reliés par la relation :

$$\eta = -\ln \left(\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right) \quad (3.13)$$

$|\eta|$ augmente quand θ diminue. Donc le terme de diffusion multiple est plus grand à grand $|\eta|$, où la quantité de matière traversée est plus importante. En revanche il diminue quand l'impulsion transverse des traces augmente.

Pour estimer la résolution du paramètre d'impact à partir de la simulation, les traces reconstruites dans les événements $t\bar{t}$, à 14 TeV au centre de masse, passant les coupures de sélection (IP) et correspondant à une bonne trace du Monte-Carlo ont été utilisées. Pour différentes régions de p_T et $|\eta|$ des traces, la différence entre leur paramètre d'impact transverse et celui de la vraie trace associée à été mesurée puis ajustée à l'aide d'une gaussienne dans chaque bin. La valeur du RMS dans chaque bin se trouve sur la figure 3.2(a). La même chose a été faite pour le paramètre d'impact longitudinal (figure 3.2(b)).

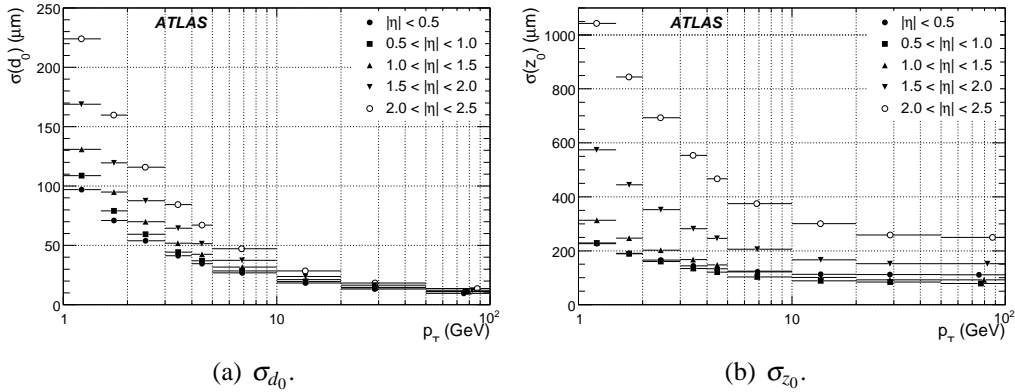


FIG. 3.2 – Résolution de d_0 et z_0 en fonction de p_T pour différentes régions en $|\eta|$ [19].

On constate que la résolution du paramètre d'impact transverse se dégrade à basse impulsion transverse et d'autant plus que $|\eta|$ est grand, c'est-à-dire que la quantité de matière traversée augmente. En effet, cette dégradation est due à la diffusion multiple que subissent les particules chargées lorsqu'elles traversent la matière. Elles y sont d'autant plus sensibles que leur impulsion transverse est faible.

Comme on l'a vu précédemment, la valeur minimale de l'impulsion transverse des traces utilisées pour l'étiquetage des jets b est de 1 GeV/c. A cette valeur, la résolution sur le paramètre d'impact transverse est en moyenne de 100 μm pour les traces centrales (petit $|\eta|$).

Pour une trace centrale de 5 GeV/c, qui est typique pour l'étiquetage des jets b , la résolution sur le paramètre d'impact transverse est d'environ 35 μm .

Pour les traces de grande impulsion transverse, la résolution tend vers 10 μm , quelle que soit la quantité de matière traversée. La résolution est alors limitée par la résolution intrinsèque du détecteur à pixels (l'alignement du détecteur dans la simulation étant idéal).

Signature du paramètre d'impact

Afin de rendre compte du fait qu'une trace est issue d'une particule ayant volé dans le détecteur, on signe son paramètre d'impact par rapport au jet auquel elle est associée.

Pour cela on utilise la direction du jet comme approximation de la direction du hadron B et on détermine le signe du d_0 d'une trace selon qu'elle pointe devant ou derrière le vertex primaire.

Le paramètre d'impact des traces dans les jets issues de quarks b tend à être positif, tandis que celui des traces promptes (fragmentation), c'est-à-dire issues de particules créées au vertex primaire, doit être signé aléatoirement et distribué autour de 0 en raison des seuls effets de résolution.

C'est ce que l'on constate sur la figure 7.1(a) où sont représentées les distributions de d_0 et de S_{d_0} signés pour les traces issues de quarks b (rouge), c (vert) et légers (bleu) obtenues par simulation ($t\bar{t}$ à 14 TeV).

La partie positive permet une très bonne discrimination des jets et est à la base des algorithmes d'étiquetage basés sur le paramètre d'impact.

Toutefois, certaines particules neutres à long temps de vie (V^0) et les particules issues de l'interaction avec la matière peuvent contaminer cette région.

A grand d_0 négatif, on observe un excès de traces issues de quarks b dû aux désintégrations en cascade qui induisent des vertex tertiaires ne se trouvant pas sur l'axe du jet et engendrant des traces pouvant avoir des paramètres d'impact très négatifs.

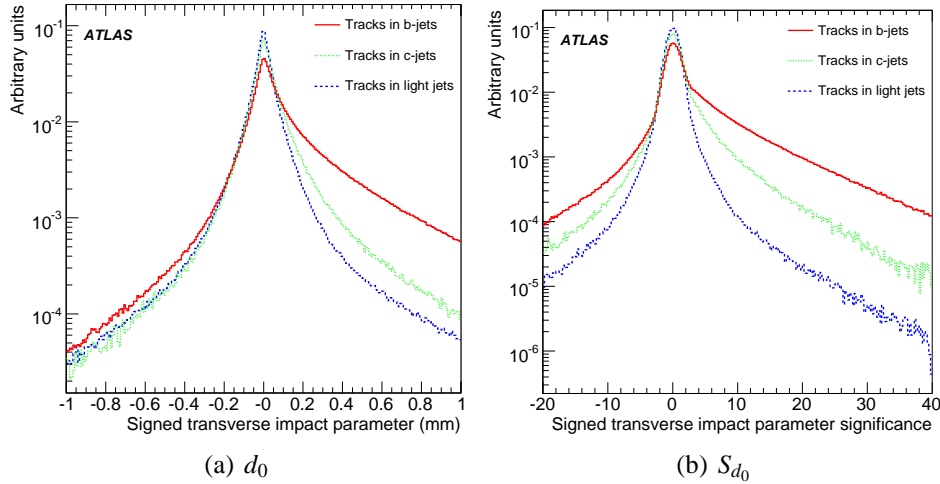


FIG. 3.3 – Distributions de d_0 et de S_{d_0} signés par rapport à l’axe du jet pour les traces issues de quarks b (rouge), c (vert) et légers (bleu) - simulation $t\bar{t}$ à 14 TeV [19].

3.1.2.3 Vertex secondaire

La reconstruction d’un vertex secondaire, d’où sont issus les produits de désintégration du hadron beau est le meilleur moyen pour discriminer les jets b des jets de saveur moins lourde.

Étapes de reconstruction :

Tout d’abord, tous les bons vertex (c’est-à-dire avec un χ^2 d’ajustement inférieur à un certain seuil) formés par des paires de traces (passant les coupures décrites dans la section 3.1.2.1) et suffisamment éloignés du vertex primaire ($\frac{L_{3D}}{\sigma_{L_{3D}}} > 2$ où L_{3D} est la distance à 3 dimensions entre le vertex primaire et le vertex secondaire et $\sigma_{L_{3D}}$ son erreur) sont repertoriés.

Ensuite les vertex compatibles avec un V^0 (particule neutre ayant un temps de vie tel qu’elle a une grande probabilité de se désintégrer dans le détecteur à pixel, par exemple : $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, $\Lambda^0 \rightarrow p^+ \pi^-$, voir tableau 3.1) ou une interaction avec la matière (conversion de photons, interactions hadroniques), sont rejetés .

Toutes les traces ayant participé à la formation des vertex restants sont combinées en un même vertex inclusif en utilisant un procédé itératif qui enlève les mauvaises traces jusqu’à ce que le χ^2 de l’ajustement du vertex soit bon (passe une coupure donnée).

Propriétés des vertex secondaires :

Les propriétés du vertex secondaire ainsi obtenu sont exploitées par les algorithmes d’étiquetage basés sur un vertex secondaire. Il s’agit de :

- La masse invariante de toutes les traces associées au vertex (M).

- Le rapport de la somme des énergies des traces ayant participé à la formation du vertex secondaire et de la somme des énergies de toutes les traces dans le jet (E). On parle alors de fraction d'énergie chargée puisque les seules traces reconstruites dans le détecteur interne sont les traces chargées.
- Le nombre de vertex à deux traces (N). Cette variable permet la discrimination entre les vrais vertex secondaires dans les jets b et les faux vertex reconstruits avec peu de traces ou les vertex correspondant à des particules neutres (Λ^0, K_s^0 , etc.) ou à une interaction avec la matière (e^+e^-) dans les jets légers.
- ΔR entre la direction du hadron B (direction de la droite passant par le vertex primaire et le vertex secondaire) et l'axe du jet (D).

Les distributions correspondantes sont montrées dans la figure 3.4 pour les jets b en noir (trait plein) et légers en rouge (pointillé).

La présence de plusieurs vertex secondaires est le signe d'une désintégration en cascade : $B \rightarrow D + \ell, D \rightarrow X + \ell$. Ceci peut poser problème pour trouver un vertex secondaire. Même si on en identifie un, il risquera d'être mal reconstruit (déplacé et avec des propriétés différentes).

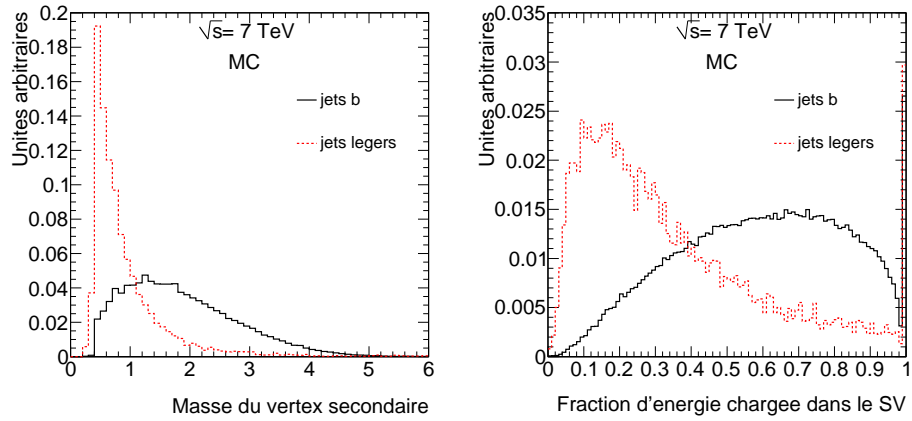
L'efficacité de trouver un vertex secondaire dépend de la topologie, de la cinématique de l'événement et des coupures de sélection appliquées aux traces (des coupures de sélection trop sévères élimineraient trop de traces et il n'en resterait plus pour reconstruire le vertex). Typiquement, pour les jets b , elle est légèrement supérieure à 60%.

3.2 Algorithmes d'étiquetage

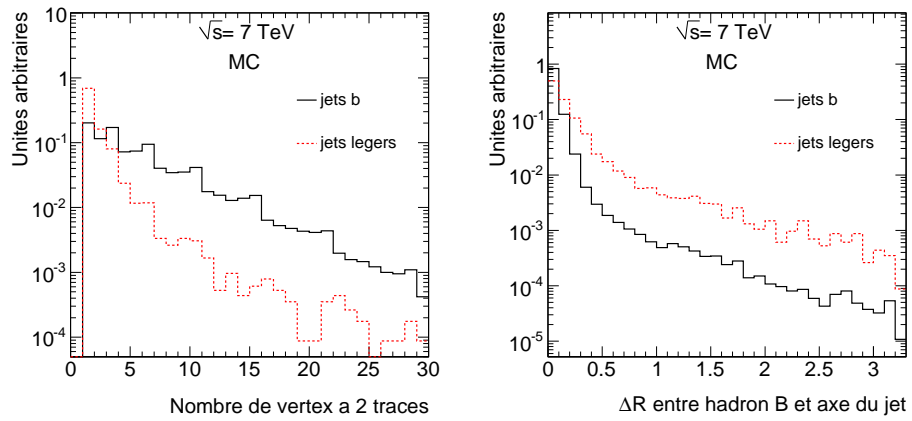
Les algorithmes d'étiquetage sont classés en trois catégories. Ceux qui utilisent la propriété qu'ont les quarks b de se désintégrer semi-leptoniquement (présence d'un électron ou d'un muon), ceux qui s'appuient sur la présence d'un vertex secondaire dans le jet et enfin ceux qui utilisent le paramètre d'impact (qu'il soit transverse ou longitudinal).

Les trois premiers algorithmes qui vont être décrits ont été les premiers à être mis en marche et utilisés avec les premières collisions observées dans ATLAS car ils s'appuient peu ou pas du tout sur la simulation Monte-Carlo. Ils ne demandent donc pas beaucoup de temps pour être validés. Pour les autres, il faudra attendre un bon accord entre les données et le Monte-Carlo pour que les distributions sur lesquelles ils s'appuient soient bien comprises dans les données.

NB : tous les plots d'exemple montrés dans cette partie ont été réalisés avec des lots $t\bar{t}$ semi- et di- leptoniques simulés avec une énergie au centre de masse de 7 TeV.



(a) Masse invariante du vertex secondaire (M) (b) Fraction d'énergie chargée dans le vertex secondaire (E)



(c) Nombre de vertex à 2 traces (N) (d) ΔR entre la direction du hadron B et l'axe du jet (D).

FIG. 3.4 – Distributions liées au vertex secondaire en noir pour les jets b (trait plein) et en rouge (pointillés) pour les jets légers

3.2.1 Algorithmes utilisables avec les premières données

– TrackCounting

Méthode de "comptage" des traces [23] : un jet est étiqueté b s'il possède au moins N traces passant une coupure X donnée sur S_{d_0} . Pour le moment le paramètre N a été optimisé à 2 tandis que X dépend de l'efficacité d'étiquetage que l'on souhaite atteindre. Les performances de cet algorithme sont limitées mais son avantage principal est de ne nécessiter aucun élément en entrée. Il s'appuie en partie sur la multiplicité des traces qui est plus petite dans les jets de saveur moins lourde, donc ayant une moins grande probabi-

lité de passer la coupure N et sur les plus grands S_{d_0} dans les jets b . La figure 3.5 montre la distribution de S_{d_0} , des première, deuxième et troisième traces de plus grand S_{d_0} dans les jets b (trait continu noir) et légers (trait pointillé rouge).

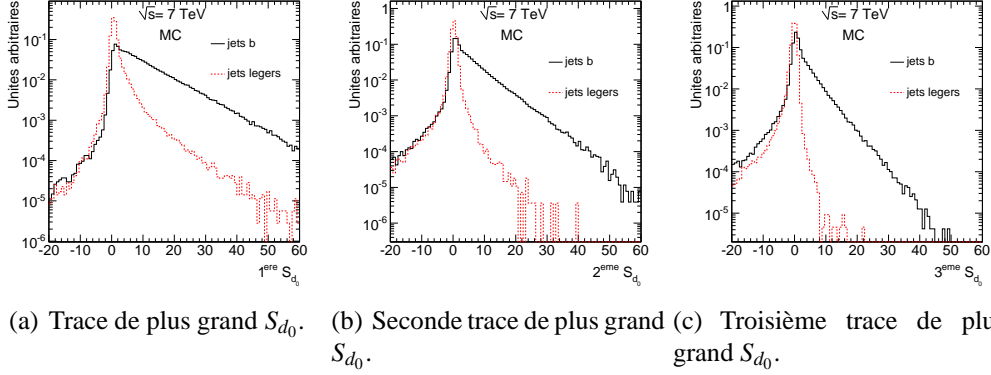


FIG. 3.5 – Distribution de S_{d_0} , des première, deuxième et troisième traces rangées par S_{d_0} décroissant dans les jets b (trait plein noir) et légers (pointillés rouges).

On constate qu'utiliser la trace de plus grand S_{d_0} ne permet pas de bien discriminer jets b et légers, la queue de la distribution des traces dans les jets légers étant large à grand $S_{d_0} > 0$. Utiliser la troisième trace réduit considérablement la statistique en éliminant tous les jets ayant moins de trois traces. Utiliser la seconde est un bon compromis.

– JetProb

Cet algorithme sera décrit plus en détail et optimisé dans le chapitre 4, mais nous allons voir ici sa définition la plus simple [24].

JetProb est un algorithme d'étiquetage qui se base sur la signification du paramètre d'impact transverse des traces. Il mesure la compatibilité d'une trace avec l'hypothèse selon laquelle elle serait issue du vertex primaire. Pour ce faire, il requiert une fonction de calibration, appelée fonction de résolution, qui doit décrire la distribution du S_{d_0} de telles traces. Il est à noter que cette distribution peut être extraite des premières données ce qui est une des raisons pour lesquelles on peut classer JetProb parmi les étiqueteurs de premières données.

Le calcul de la probabilité se fait de la manière suivante : le S_{d_0} de chaque trace associée au jet est comparé à la fonction de résolution $\mathcal{R}(x)$ afin d'obtenir une probabilité pour chaque trace de venir du vertex primaire. Plus une trace a un petit S_{d_0} , plus sa probabilité P_i est proche de 1 :

$$P_i = \frac{p'_i}{2} \text{ si } d_0^i > 0 \quad (3.14)$$

et :

$$P_i = (1 - \frac{p'_i}{2}) \text{ si } d_0^i < 0 \quad (3.15)$$

avec :

$$p'_i = \int_{-\infty}^{-|d_0^i/\sigma_{d_0}^i|} R(x) dx \quad (3.16)$$

Ensuite, les probabilités de chacune des N traces qui sont associées au jet sont combinées pour obtenir P_{jet} :

$$P_{jet} = P_0 \sum_{j=0}^{N-1} \frac{(-\ln P_0)^j}{j!} \quad (3.17)$$

avec :

$$P_0 = \prod_{i=1}^N P_i \quad (3.18)$$

La variable P_{jet} finalement obtenue est interprétée comme la probabilité pour un jet d'être léger. La distribution sera assez plate pour les jets légers et piquée à 0 pour les jets b (figure 3.6).

La justification de la combinaison des probabilités des traces lors du calcul de la probabilité du jet est la suivante : elle donne moins de poids aux jets avec plus de traces. Cela permet ainsi de discriminer un jet ayant un petit poids en raison de sa grande multiplicité, d'un jet ayant des traces avec de grands S_{d_0} .

Toutefois, on sait que les jets issus de quarks de saveur lourde tendent à avoir une multiplicité plus grande en raison de la masse du quark initial. On verra dans les améliorations à apporter à JetProb, l'introduction d'un terme prenant en compte cet effet.

– **SV0**

SV0 est basé sur la distance à 3 dimensions entre le vertex primaire et le vertex secondaire.

Le poids est la signification de cette distance : $P_{SV0} = \frac{L_{3D}}{\sigma_{L_{3D}}}$. Pour étiqueter un jet on effectue une simple coupure sur ce poids.

Sur la figure 3.7 se trouvent les distribution de P_{SV0} pour les jets b (trait continu noir) et légers (trait pointillé rouge). On observe une excellente discrimination à grand $S_{L_{3D}} = \frac{L_{3D}}{\sigma_{L_{3D}}}$.

C'est l'algorithme utilisable dans les premières données qui donne les meilleures performances car il est basé sur la présence d'un vertex secondaire contrai-

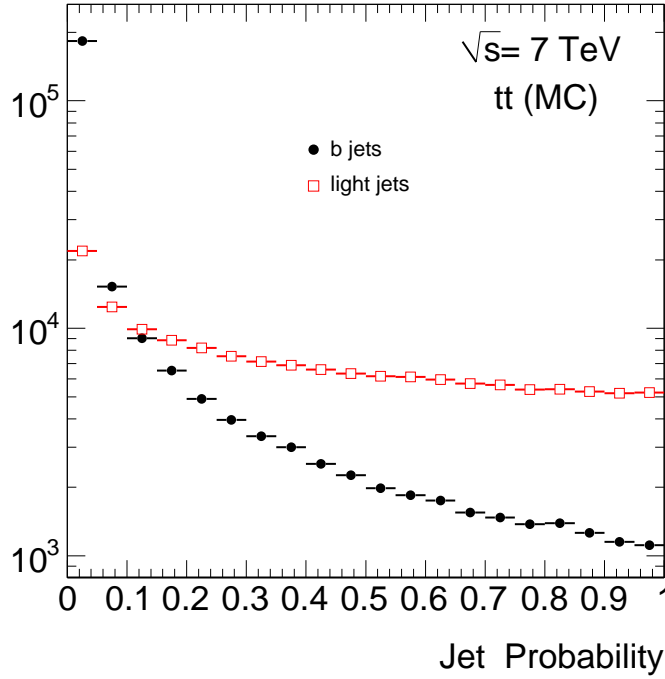


FIG. 3.6 – Distribution de P_{jet} pour les jets b (trait continu noir) et légers (trait pointillé rouge).

rement aux deux autres basés sur le paramètre d'impact transverse, mais il est limité par l'efficacité de reconstruire un vertex secondaire.

3.2.2 Algorithmes de rapports de vraisemblance

Des algorithmes plus performants basés aussi bien sur le paramètre d'impact que sur la présence et les propriétés de vertex secondaires ont été développés en faisant intervenir des rapports de vraisemblance.

La valeur d'une variable discriminante S_i est comparée à des distributions prédéfinies lissées et normalisées : $b(S_i)$ pour les jets b et $u(S_i)$ pour les jets légers.

Des fonctions de densité de probabilité à 2 et 3 dimensions peuvent être utilisées par certains algorithmes.

Le rapport des probabilités $\frac{b(S_i)}{u(S_i)}$ définit le poids d'une trace ou d'un vertex, qui peuvent être combinés pour donner le poids du jet W_{jet} qui est la somme des logarithmes des N_T probabilités des traces individuelles :

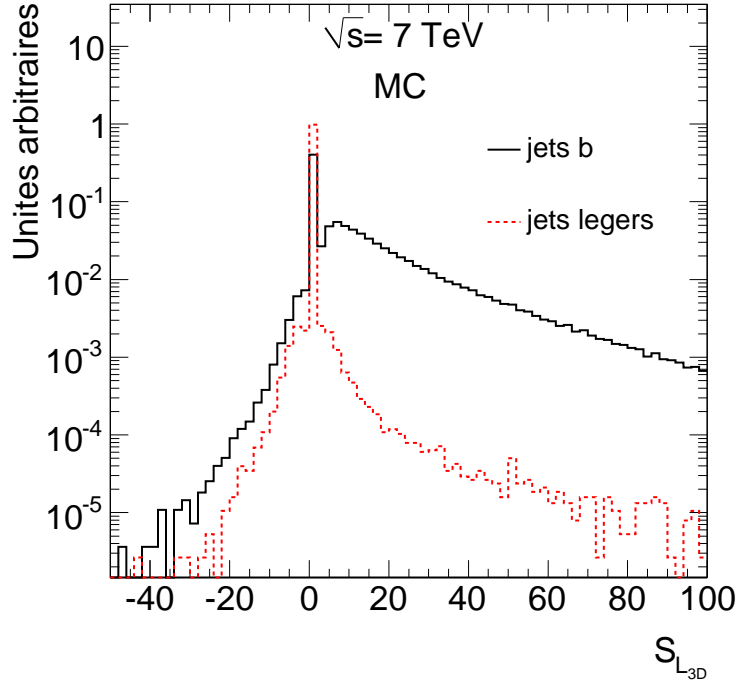


FIG. 3.7 – $\frac{L_{3D}}{\sigma_{L3D}}$ pour les jets b (trait continu noir) et légers (trait pointillé rouge).

$$W_{Jet} = \sum_{i=1}^{N_T} \ln W_i = \sum_{i=1}^{N_T} \frac{b(S_i)}{u(S_i)} \quad (3.19)$$

Les distributions b et u doivent être extraites de la simulation Monte-Carlo car elles requièrent des lots purs de jets légers d'une part et b de l'autre. Il n'existe actuellement aucune méthode pour isoler des lots purs de jets légers dans les données, ces algorithmes ne seront donc utilisables qu'après validation du Monte-Carlo avec les données. En ce qui concerne les jets b , des lots purs peuvent être extraits de lots $t\bar{t}$ très bien reconstruits (coupures sévères), mais une luminosité intégrée d'au moins 200 pb^{-1} sera nécessaire .

Nous allons voir à présent les distributions des variables sur lesquelles sont basés les algorithmes utilisant des rapports de vraisemblance :

- Algorithmes basés sur le paramètre d'impact
 - IP2D : utilise la signficance du paramètre d'impact transverse (figure 3.8(a)).

La figure 3.9 montre la distribution du poids IP2D pour les jets b et légers.

- IP3D : utilise la distribution à deux dimensions des significances des paramètres longitudinal (montré sur la figure 3.8(b)) et transverse (figure

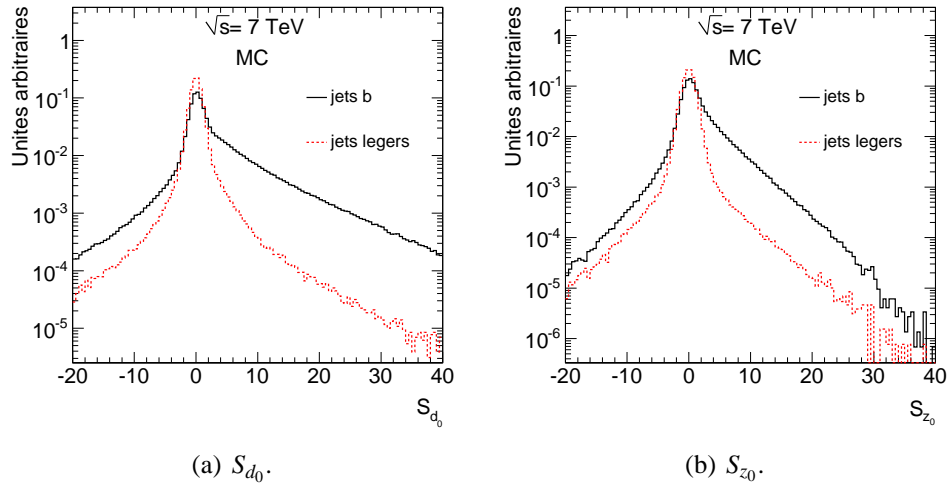


FIG. 3.8 – Significane du paramètre d’impact transverse et longitudinal pour les traces dans les jets légers en rouge (trait pointillé) et b en noir (trait continu).

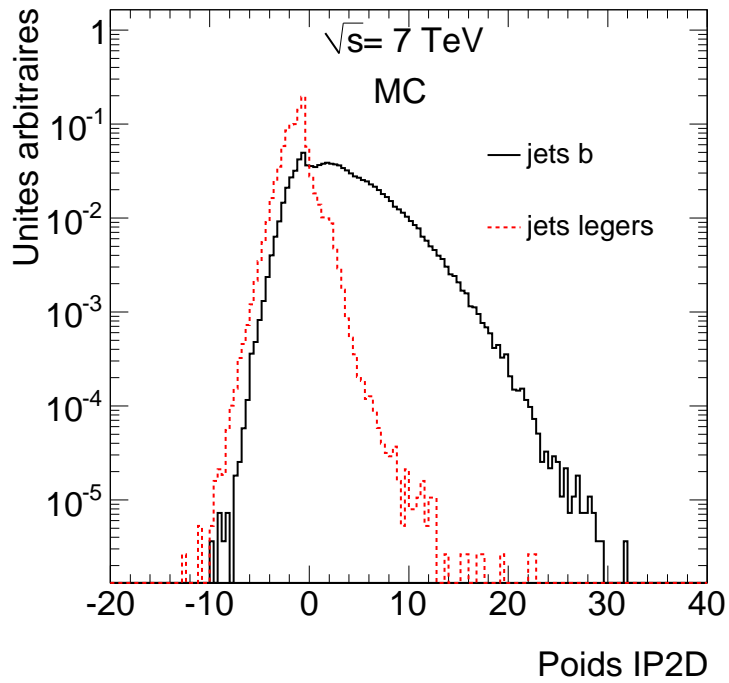


FIG. 3.9 – Distribution du poids IP2D pour les jets b en noir (trait continu) et légers en rouge (trait pointillé).

3.10).

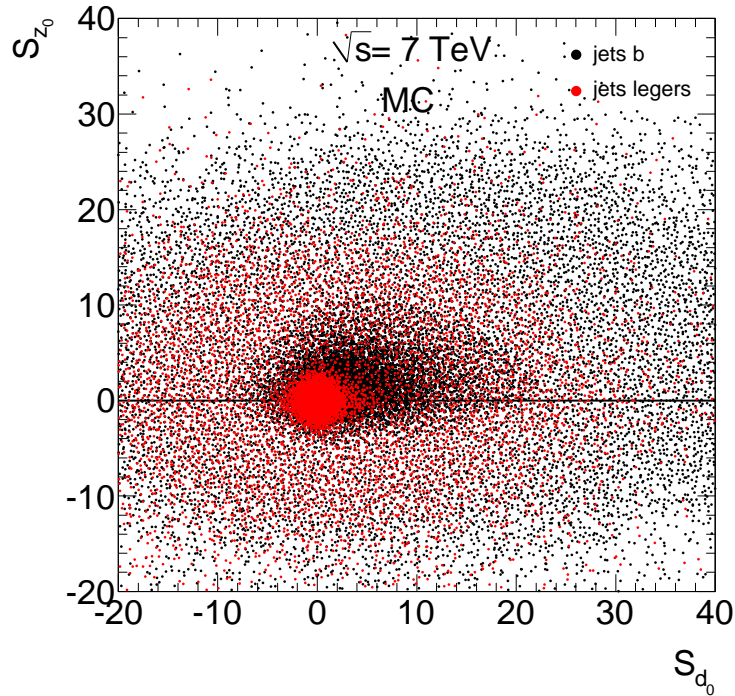


FIG. 3.10 – Significances du paramètre d’impact longitudinal en fonction du paramètre d’impact transverse pour les traces dans les jets légers en rouge et b en noir.

– Algorithmes basés sur le vertex secondaire

On a décrit et montré dans la section 3.1.2.3 les propriétés du vertex secondaire pouvant être exploitées pour discriminer les jets b des jets de saveur moins lourde. Les algorithmes basés sur le vertex secondaire et utilisant une méthode de rapport de vraisemblance les utilisent de manières différentes :

- SV1 : utilise la distribution à 2 dimensions de M et E , la distribution de N à 1 dimension et celle de D également à 1 dimension.
- SV2 : basé sur un histogramme à trois dimensions de M , E et N , il requiert beaucoup de statistique.

On peut combiner les poids obtenus avec différents algorithmes afin d’obtenir de meilleures performances. Par exemple, l’algorithme utilisé par défaut dans ATLAS est la combinaison des poids IP3D et SV1. La distribution se trouve sur la figure 3.11. Il offre actuellement les meilleures performances parmi tous les algorithmes.

– JetFitter

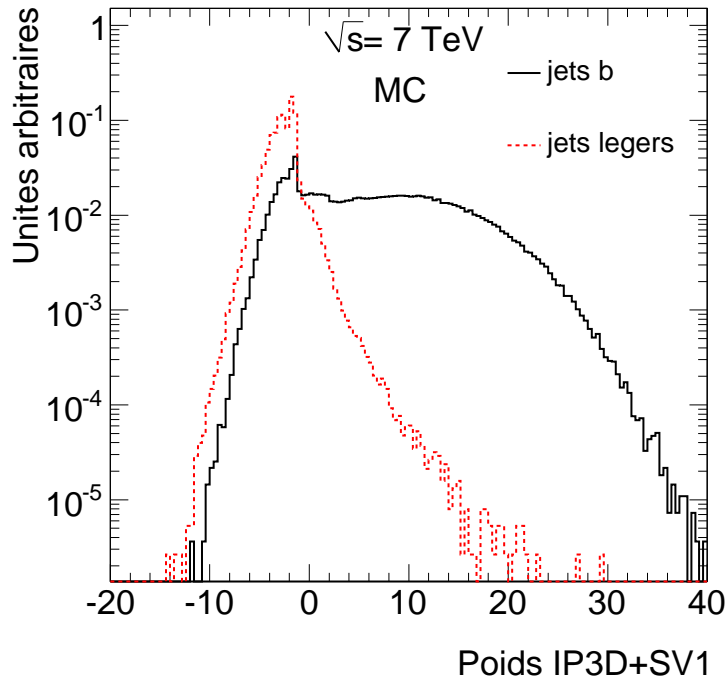


FIG. 3.11 – Distribution du poids IP3D+SV1 pour les jets *b* en noir (trait continu) et légers en rouge (trait pointillé).

Un dernier algorithme récemment développé, JetFitter, exploite la structure topologique de la désintégration faible des hadrons B et D à l'intérieur du jet. Une droite commune sur laquelle le vertex primaire, le vertex beau et le vertex charmé peuvent s'aligner est ajustée et une approximation de la distance de vol du hadron B est calculée. L'avantage de cette méthode réside principalement dans le fait que les vertex beau et charmé ne sont pas fusionnés en un seul vertex mal mesuré, même dans le cas où une seule trace est attachée à chacun d'eux.

La discrimination entre jets *b*, *c* et légers fait appel une nouvelle fois à un rapport de vraisemblance utilisant les mêmes variables que pour les algorithmes basés sur le vertex secondaire en ajoutant une variable : la signification de la distance entre les vertex *b* et *c*.

La distribution du poids obtenu en sortie pour les jets *b*, *c* et légers se trouve sur la figure 3.12.

De plus, cet algorithme permet d'ajuster l'efficacité d'étiquetage des jets *b* par rapport à celle d'étiquetage des jets *c* désirée.

Ses performances sont très bonnes et concurrencent les algorithmes combi-

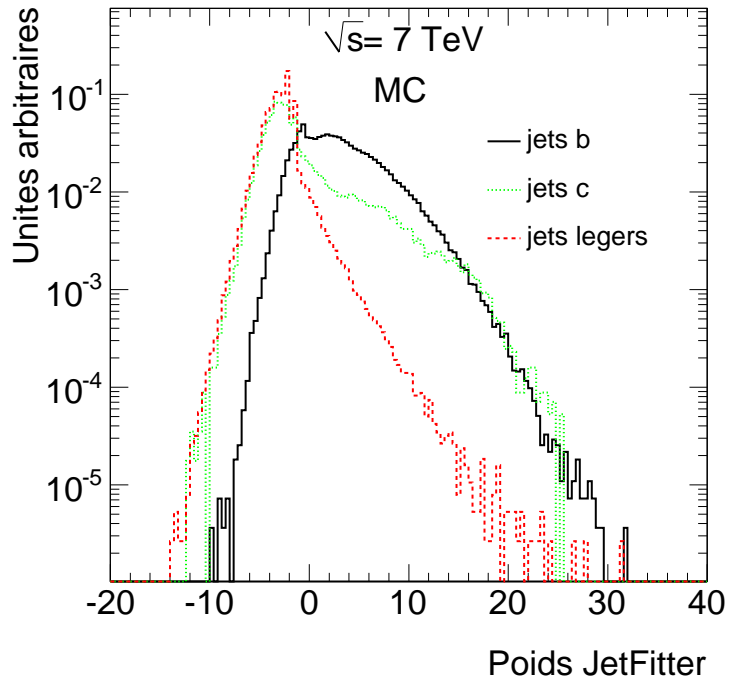


FIG. 3.12 – Distribution du poids de JetFitter pour les jets b en noir (trait continu) c en vert (pontillé) et légers en rouge (trait pointillé).

nant les informations sur le vertex secondaire et le paramètre d'impact des traces.

3.2.3 Etiquetage par leptons mous

La propriété qu'ont les hadrons B de se désintégrer semi-leptoniquement peut également être utilisée pour discriminer les jets b des autres jets. Toutefois l'efficacité d'étiquetage est intrinsèquement limitée par le rapport de branchement des hadrons B et C en leptons.

L'avantage de ces algorithmes est d'offrir une très grande pureté et de très faibles corrélations avec les autres algorithmes ce qui permettra, comme on le verra dans le chapitre 5, de les utiliser pour mesurer l'efficacité de l'étiquetage des jets b dans les données.

3.3 Performances

3.3.1 Estimateurs de performances d'étiquetage

Afin de comparer les différents algorithmes et connaître le taux de mauvais étiquetage, il est nécessaire d'introduire des estimateurs de performances.

Tout d'abord, il est nécessaire de connaître la saveur des jets que l'on étudie dans les données simulées, ce qui n'est pas trivial.

3.3.1.1 Marquage des jets dans la vérité

Dans la simulation des données les jets sont marqués b , c , légers ou τ . Ceci permet de savoir de quel type de parton le jet provient. La méthode permettant de marquer les jets n'est pas sans ambiguïté. En effet, un jet est marqué b si et seulement si un quark b de $p_T > 5$ GeV/c se trouve dans un cône de rayon ΔR , qu'il a été choisi de fixer à 0.3, autour de l'axe du jet. Ensuite, si le jet n'est pas marqué b et un quark c de $p_T > 5$ GeV/c se trouve dans un cône de $\Delta R=0.3$, le jet est marqué c et enfin marqué τ s'il n'y a ni quark b ni quark c mais un lepton τ . Si aucun quark de saveur lourde ou de τ n'a été trouvé, le jet est marqué léger. On n'essaie pas d'extriquer les u , d , s ni les jets de gluons, car un tel marquage est encore plus ambigu et pas nécessaire pour l'étiquetage des jets b .

3.3.1.2 Purification

Dans les environnements denses en jets, les traces issues de quarks b sont susceptibles de contaminer un jet léger proche et ainsi de simuler un temps de vie. Ceci implique une dégradation des performances puisque certains jets légers simuleront des jets b . Cette dégradation n'est pas liée à la qualité des algorithmes eux-mêmes mais à la topologie de l'événement.

Pour distinguer les effets de l'algorithme de ceux dûs à la topologie, on peut ne pas prendre en compte les jets légers situés à une distance $\Delta R < 0.8$ de tout quark b , c ou de τ . On appelle les jets légers restants des jets purifiés. Les performances ainsi obtenues représentent la capacité intrinsèque des algorithmes et devraient être les mêmes pour tous les types d'événements. En revanche, la méthode non purifiée est plus représentative des performances attendues pour un processus physique donné.

3.3.1.3 Efficacité et rejet

L'efficacité d'étiquetage des jets b est définie comme le nombre de jets étiquetés b et marqués b (N_b^{tag}) sur le nombre de jets marqués b (N_b) :

$$\varepsilon_b = \frac{N_b^{tag}}{N_b} \quad (3.20)$$

Le taux de mauvais étiquetage correspond au nombre de jets qui ne sont pas marqués b mais qui sont étiquetés b (N_u^{tag}) sur le nombre de jets qui ne sont pas marqués b (N_u). On utilise plus communément le rejet des jets qui est l'inverse du taux de mauvais étiquetage :

$$R = \frac{N_u}{N_u^{tag}} \quad (3.21)$$

Un rejet de 100 signifie que sur 100 jets légers, 1 passera la coupure d'étiquetage et sera considéré comme b .

3.3.2 Comparaison des performances des différents algorithmes d'étiquetage

On a indiqué sur la figure 3.13 le rejet des jets légers en fonction de l'efficacité d'étiquetage des jets b pour les algorithmes d'étiquetage mentionnés dans ce chapitre. On peut ainsi comparer leurs performances : JetProb dans sa définition la plus simple donne les moins bonnes performances. Ensuite vient l'algorithme pour les premières données TrackCounting, puis IP2D. L'algorithme simple SV0, également utilisable avec les premières données et basé sur la reconnaissance d'un vertex secondaire a des performances moyennes. Ses performances s'arrêtent autour de 60 qui correspond à l'efficacité de reconstruction d'un vertex secondaire dans un jet. Les algorithmes les plus performants sont JetFitter et l'algorithme combiné IP3D+SV1.

3.3.3 Dépendance cinématique des performances

Sur la figure 3.14 montrant le rejet des jets légers à efficacité d'étiquetage des jets b constante, en utilisant JetProb, en fonction du p_T et du η des jets, on observe des baisses de performances dans certaines zones.

Elles sont dues :

- à grand $|\eta|$ et petit p_T : à la diffusion multiple plus importante (car elle dépend de la quantité de matière traversée (qui est plus importante à grand $|\eta|$) et elle est inversement proportionnelle à l'impulsion de la particule). Sur les figures 3.2(a) et 3.2(b) on a vu la variation de la résolution des paramètres d'impact transverse et longitudinal pour différentes régions de $|\eta|$ en fonction de p_T .

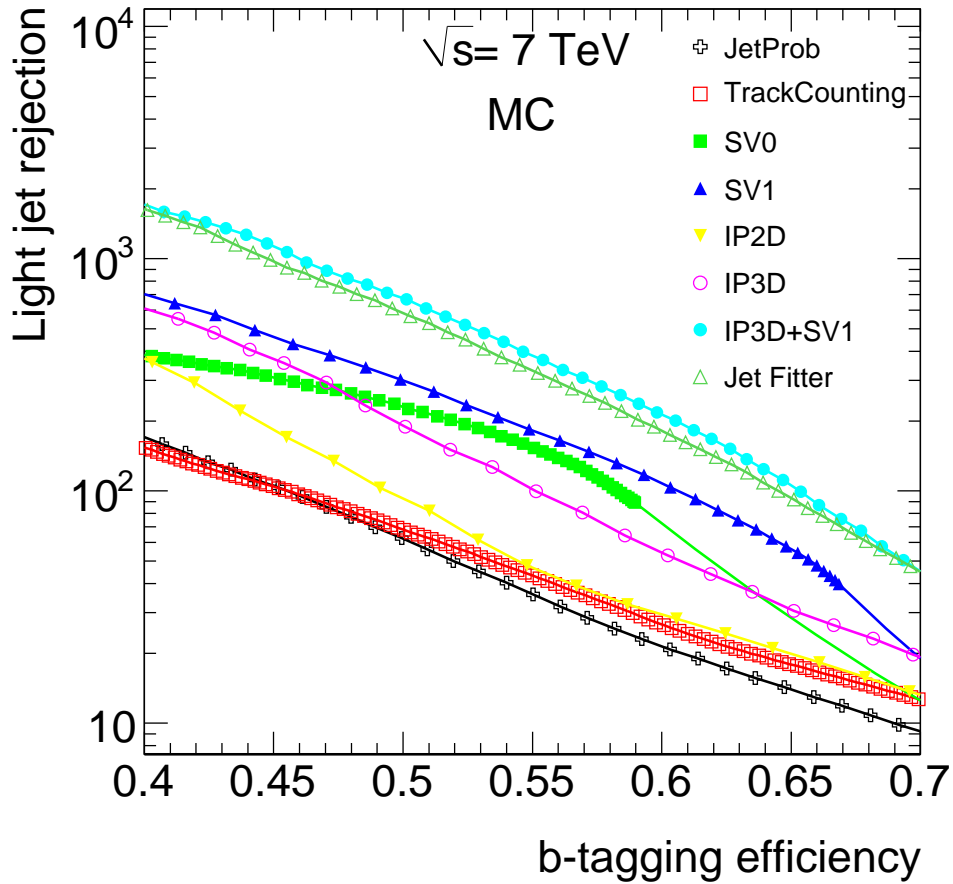
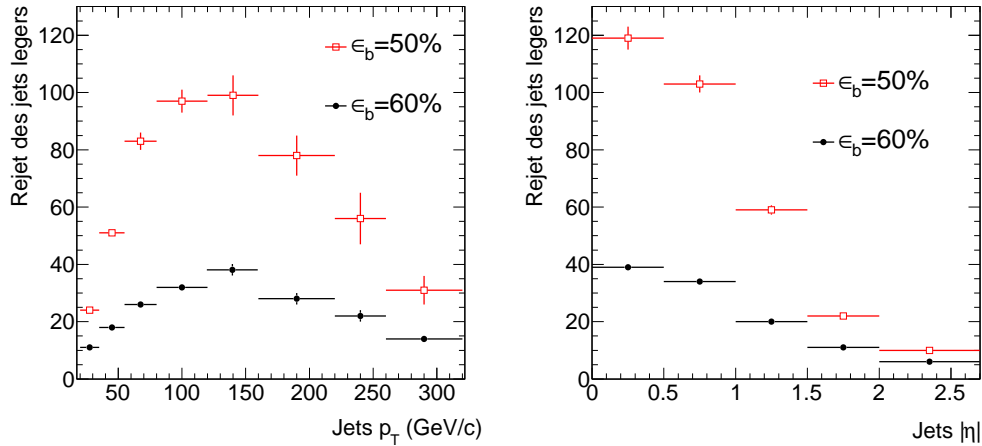


FIG. 3.13 – Rejet des jets légers en fonction de l’efficacité d’étiquetage des jets b pour différents algorithmes d’étiquetage dans des événements $t\bar{t}$ à 7 TeV sans purification des jets légers.

- à grand $|\eta|$: à la mauvaise résolution de z_0 (figure 3.2(b)) car la distance d’extrapolation entre le point de mesure dans la première couche des pixels et la région du vertex primaire devient très importante.
- à grand p_T :
 - les jets de grand p_T sont plus denses, les traces plus collimées : on a donc :
 - des traces presque parallèles à l’axe du jet, donc la signature du paramètre d’impact est quelque peu aléatoire.
 - une reconnaissance des traces qui pose plus de problèmes, c’est-à-dire plus de traces mal reconstruites (*fake tracks*).
 - les hadrons dont sont issus les jets de plus grand p_T se désintègrent plus



(a) Rejet des jets légers à efficacité d'étiquetage des jets b constante en fonction de p_T . (b) Rejet des jets légers à efficacité d'étiquetage des jets b constante en fonction de $|\eta|$.

FIG. 3.14 – Dépendances cinématiques du rejet des jets légers à efficacité d'étiquetage des jets b constante en fonction de p_T et $|\eta|$. Les carrés rouges représentent le rejet mesuré pour une efficacité d'étiquetage des jets b de 50% et les ronds noirs pour une efficacité d'étiquetage des jets b de 60%. L'algorithme utilisé est JetProb dans sa définition la plus basique.

tardivement et ont d'autres propriétés pour lesquelles les coupures de sélection des traces n'ont pas été adaptées : par exemple, 8% des hadrons de $p_T > 200$ GeV/c, se désintègrent après la première couche de pixels.

Avec une efficacité d'étiquetage mesurée en bins de p_T et η et en utilisant des jets purifiés (ou isolés dans les données), on pourra avoir des jets universels et les performances seront les mêmes dans tous les lots.

3.4 Conclusion

De nombreux algorithmes, plus ou moins sophistiqués et plus ou moins applicables aux premières données sont disponibles pour l'étiquetage des jets b dans ATLAS. Leurs performances ont été décrites et comparées. Le chapitre suivant sera dédié à l'optimisation de l'algorithme JetProb, le chapitre 5 traitera de la préparation à la mesure de l'étiquetage des jets b dans les données et enfin, dans les deux derniers chapitres, l'application de ces algorithmes aux données sera étudiée.

Chapitre 4

Optimisation d'un algorithme d'étiquetage utilisable avec les premières données : JetProb

L'identification des jets issus de l'hadronisation des quarks b dans les premières données est possible en utilisant des algorithmes simples ne se basant pas sur le Monte-Carlo (qui devra être validé avec les données dans un premier temps) ou nécessitant des lots purs de jets b (qui ne peuvent être obtenus qu'avec environ 200 pb^{-1} de données accumulées).

Un algorithme tel que JetProb se basant uniquement sur la présence de traces avec un grand paramètre d'impact transverse et utilisant une fonction de résolution pouvant être extraite des premières données et ne nécessitant pas un lot pur de jets b est donc très utile dans ce cas.

Dans un premier temps cet algorithme doit être défini puis optimisé en se servant des données simulées (sélection des traces, stratégies pour l'extraction de la fonction de résolution, rejet des traces issues de particules neutres à long temps de vie et d'interactions secondaires, etc.). L'amélioration des performances se mesure avec le rejet des jets légers qui augmente pour une efficacité d'étiquetage des jets b donnée.

4.1 Simulation des données

L'algorithme JetProb a été étudié et optimisé dans un lot d'événements $t\bar{t}$ semi-leptonique, dans lequel au moins deux jets b ont été simulés dans chaque événement ($BR(t \rightarrow Wb) = 1$).

Un lot pauvre en saveurs lourdes d'événements dijets a servi à l'extraction de la fonction de résolution.

Les détails concernant le nombre d'événements simulés, le générateur Monte-Carlo utilisé et la section efficace de production, de chacun de ces processus sont donnés dans le tableau 4.1.

Lot	Générateur	Nb d'événements	Section efficace
$t\bar{t}$ (semi- et di-leptonique) dijets (J0-J5)	Mc@NLO [25]	165 000	80.2 pb (NLO)
	PYTHIA [26]	600 000	11 mb (LO)

TAB. 4.1 – Lots Monte-Carlo utilisés, générateur, statistique et section efficace.

Tous ces lots ont été simulés avec une énergie au centre de masse de 7 TeV et un alignement du détecteur idéal.

Les lots de dijets sont séparés en 6 lots de 100 000 événements chacuns, avec différents intervalles de génération du \hat{p}_T des partons initiaux résultant de la collision dure (tableau 4.2).

	\hat{p}_T	Section efficace (pb)
J0	8-17	9.85×10^9
J1	17-35	6.78×10^8
J2	35-70	4.10×10^7
J3	70-140	2.20×10^6
J4	140-280	8.77×10^4
J5	280-560	2.35×10^3

TAB. 4.2 – Lots de dijets utilisés, sections efficaces (pour $\sqrt{s} = 7$ TeV) et intervalle de simulation de \hat{p}_T des partons.

Dans l'étude qui va suivre, chaque sous-lot JX est pondéré par sa section efficace.

4.2 JetProb basique

Il va être question dans cette première partie de la définition de base de JetProb ainsi que du détail des différentes étapes permettant d'obtenir la probabilité finale du jet. Enfin nous verrons les performances pouvant être atteintes avec cette configuration.

4.2.1 Principe

L'algorithme JetProb a été développé dans le but d'être appliqué aux premières données, c'est-à-dire qu'il ne doit pas dépendre de la simulation Monte-Carlo.

C'est un algorithme simple qui ne repose que sur la signification du paramètre d'impact transverse $S_{d_0} = \frac{d_0}{\sigma_{d_0}}$ des traces dans les jets. Il indique la compatibilité d'un jet avec l'hypothèse que toutes les traces qui lui sont associées viennent du vertex primaire. Ainsi, les jets les moins compatibles avec cette hypothèse seront de bons candidats b .

Si l'on regarde la distribution de cette variable S_{d_0} (figure 4.1) pour les traces dans les jets b , c et légers, on constate que les queues à $S_{d_0} > 0$ sont beaucoup plus importantes pour les traces dans les jets b en raison du déplacement du vertex secondaire dont la plupart sont issues. En revanche, la distribution des traces dans les jets légers, principalement des traces promptes, ne subit que les effets de résolution et est presque symétrique. Dans la partie négative de la distribution, les traces dans les jets de toutes les saveurs ont des distributions comparables. Les queues sont plus larges pour les traces dans les jets b à cause des désintégrations en cascade. Un faible effet de temps de vie peut apparaître dans les jets légers à grand $S_{d_0} > 0$ en raison de la présence de traces issues de particules neutres à long temps de vie et des interactions secondaires dans la matière.

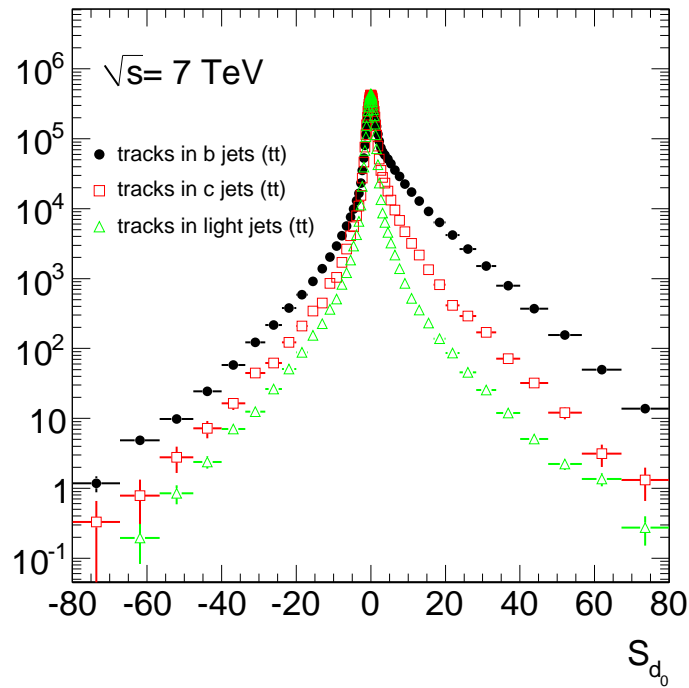


FIG. 4.1 – S_{d_0} des traces des événements $t\bar{t}$ dans les jets b (ronds noirs), c (carrés rouges) et légers (triangles verts). Toutes les distributions sont normalisées à la même aire.

Ainsi en reproduisant la distribution de S_{d_0} des traces dans les jets légers et en se servant de la distribution obtenue, il sera possible de calculer une probabilité pour chaque trace d'appartenir à un jet léger, c'est-à-dire de ne pas être issue d'un hadron beau. Il est possible d'extraire cette distribution des données. En effet, comme on l'a vu, elle est pratiquement symétrique, et dans sa partie négative, la distribution est assez similaire pour les traces dans les jets légers et dans les jets de saveur plus lourde. Cependant, on peut réduire leur contribution en utilisant un lot pauvre en saveur lourde. Il ne reste qu'à symétriser la distribution obtenue en ne prenant que les traces de $S_{d_0} < 0$ se trouvant dans les jets.

Puis, pour chaque jet, on obtient la probabilité individuelle de chaque trace en comparant sa valeur de S_{d_0} à la fonction de résolution.

Enfin on combine ces probabilités individuelles pour obtenir la probabilité que le jet soit léger.

4.2.2 Sélection des jets

Seuls les jets reconstruits avec l'algorithme AntiKt4H1Topo (voir section 3.1.1), de $|\eta| < 2.7$ et d'impulsion transverse supérieure à 20 GeV/c sont utilisés. La coupure habituellement utilisée dans l'étiquetage des jets b est de 15 GeV/c mais la simulation utilisée ici nécessite de recalibrer l'énergie des jets et de couper à 20 GeV/c.

4.2.3 Sélection des traces

On utilise toutes les traces associées aux jets (l'association étant décrite dans le chapitre 3, section 3.1.1.1) passant les coupures de sélection décrites dans le chapitre 3 pour les algorithmes basés sur le paramètre d'impact (tableau 3.2).

4.2.4 Fonction de résolution

La fonction de résolution idéale n'utilise que les traces dont on sait dans le Monte-Carlo qu'elles sont issues du vertex primaire. Ceci donne les performances optimales de l'algorithme que l'on pourrait atteindre. Toutefois, on va se placer dans un premier temps dans les mêmes conditions que lors de la prise de données, et on n'utilisera donc pas la vérité pour extraire la fonction de résolution.

La figure 4.2 montre la fonction de résolution de référence utilisée, obtenue en utilisant toutes les traces dans les jets avec $S_{d_0} < 0$ dans les événements dijets. Elle est presque assimilable à la fonction de résolution extraite des traces dans les jets légers étant donnée la faible fraction de jets de saveur lourde dans ce lot (voir tableau 4.3). Elle est comparée à la distribution de S_{d_0} des traces dans les jets

légers dans les événements $t\bar{t}$ qui est la distribution que l'on cherche à reproduire puisque l'on a pour but d'identifier les saveurs des jets dans ces événements $t\bar{t}$.

	dijets	tt
b	2.0 ± 0.1	38.8 ± 0.1
c	5.5 ± 0.1	8.0 ± 0.0
l	92.5 ± 0.1	53.2 ± 0.1

TAB. 4.3 – Fractions de jets passant les coupures de sélection (%) marqués b , c et légers dans les lots $t\bar{t}$ et dijets.

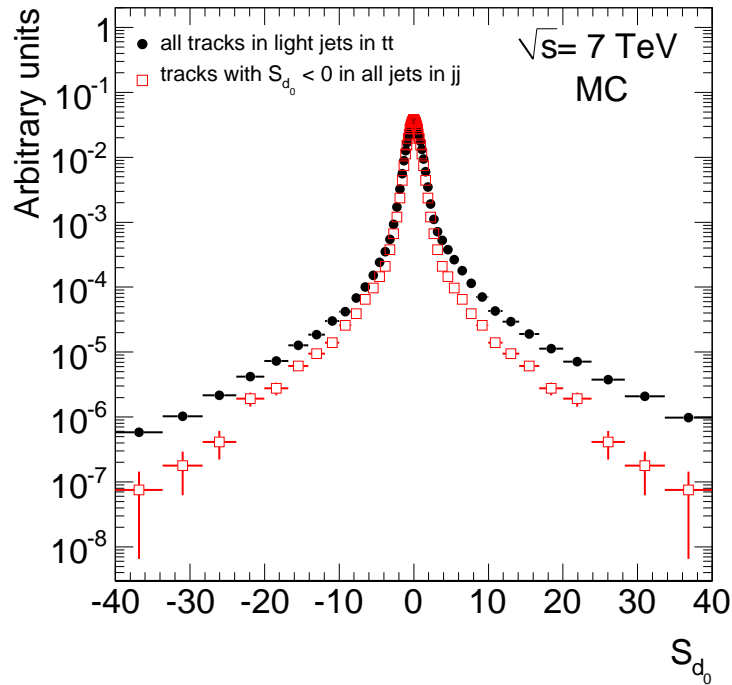


FIG. 4.2 – Fonction de résolution de référence (carrés rouges), obtenue en utilisant toutes les traces dans les jets avec $S_{d_0} < 0$ dans les événements dijets, comparée à la distribution de S_{d_0} des traces dans les jets légers dans les événements $t\bar{t}$ (ronds noirs).

Les queues de la distribution extraite de $t\bar{t}$ ne sont pas parfaitement décrites par les événements dijets, en raison d'une cinématique et d'une topologie différentes dans les deux lots. Les distributions de l'impulsion transverse des jets dans les lots $t\bar{t}$ (en noir) et dijets (en rouge) se trouvent sur la figure 4.3. Le p_T moyen des jets dans le lot $t\bar{t}$ est de 62.8 GeV/c tandis qu'il est de 26.1 GeV/c dans le lot dijets.

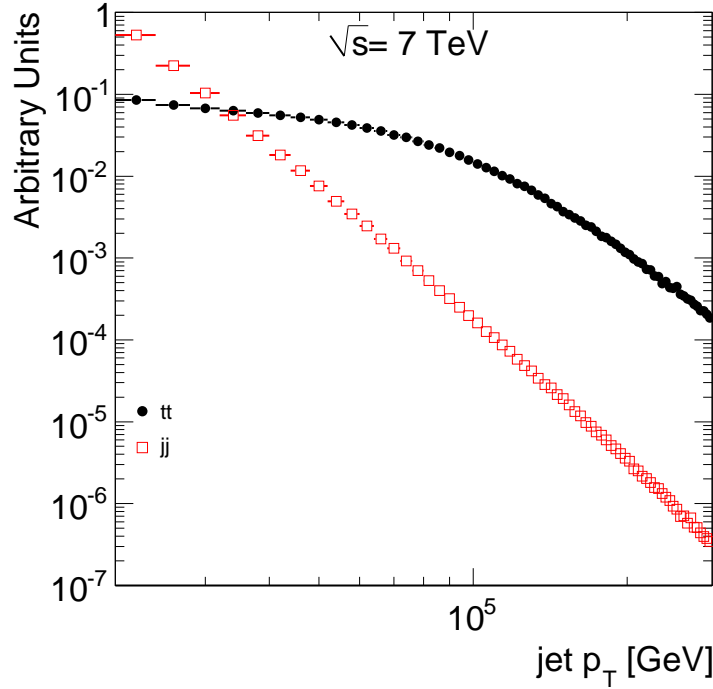


FIG. 4.3 – p_T des jets dans les lots $t\bar{t}$ (ronds noirs) et dijets (carrés rouges). Seules des coupures sur $|\eta| < 2.7$ et à $p_T > 20$ GeV/c sont appliquées.

Toutefois, on se servira de la distribution extraite des lots dijets comme première approximation.

NB : dans tout ce chapitre la fonction de résolution n'a pas été ajustée avec une forme fonctionnelle.

4.2.5 Calcul des probabilités

4.2.5.1 Probabilité des traces

Comme on l'a vu dans le chapitre précédent, la probabilité individuelle P_i de chaque trace sélectionnée de venir du vertex primaire est calculée en comparant la signification de son paramètre d'impact transverse signé, S_{d_0} , à la fonction de résolution $R(x)$. La probabilité des traces de paramètre d'impact transverse positif est comprise entre 0 et 0.5 alors que celle des traces de paramètre d'impact négatif est comprise entre 0.5 et 1 :

$$P_i = \frac{p'_i}{2} \text{ si } d_0^i > 0 \quad (4.1)$$

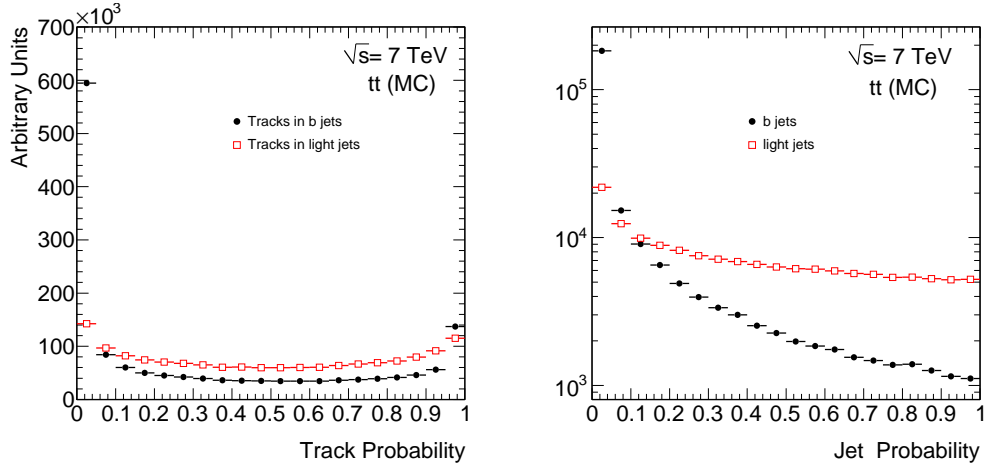
et :

$$P_i = \left(1 - \frac{P'_i}{2}\right) \text{ si } d_0^i < 0 \quad (4.2)$$

avec :

$$P'_i = \int_{-\infty}^{-|d_0^i/\sigma_{d_0}^i|} R(x) dx \quad (4.3)$$

On l'a représentée sur la figure 4.4(a) pour les traces associées aux jets b (carrés rouges) et légers (ronds noirs) dans des événements $t\bar{t}$.



(a) Probabilité des traces dans les jets b (ronds noirs) et dans les jets légers (carrés rouges). (b) Probabilité des jets b (ronds noirs) et légers (carrés rouges).

FIG. 4.4 – Probabilité des traces (a) et des jets (b) dans les événements $t\bar{t}$.

On observe une distribution piquée à 0 pour les traces dans les jets b , qui correspond aux traces de S_{d_0} positif et éloigné de 0 et une distribution plutôt plate des traces dans les jets légers, ce qui était attendu étant donné que l'on compare deux distributions similaires. Cette distribution des probabilités des traces dans les jets légers est presque symétrique tout comme la distribution du S_{d_0} des traces dans les jets légers.

L'excès de traces appartenant à des jets légers observé à 0 et à 1 est dû à la différence entre les distributions S_{d_0} dans le lot dijets de référence qui est plus piquée à 0 et le lot dont on cherche à étiqueter les jets $t\bar{t}$ qui a des queues de distribution plus larges.

La même chose est observée pour les traces dans les jets b mais le pic à 0 est dissout dans la contribution du temps de vie.

La légère asymétrie constatée dans la distribution des traces dans les jets légers reflète la présence de traces issues de particules neutres à long temps de vie et aux interactions avec la matière. Une étude dédiée à leur suppression a été menée et sera présentée dans la partie suivante. En outre, les jets légers utilisés ici n'étant pas purifiés, des contaminations de traces issues de jets b sont possibles.

4.2.5.2 Probabilité des jets

Les probabilités individuelles des N traces du jet sélectionnées sont combinées pour donner la probabilité du jet d'être léger. On n'utilise pas le simple produit des probabilités des traces pour obtenir la probabilité du jet mais on introduit une normalisation :

$$P_{jet} = P_0 \sum_{j=0}^{N-1} \frac{(-\ln P_0)^j}{j!} \quad (4.4)$$

avec :

$$P_0 = \prod_{i=1}^N P_i \quad (4.5)$$

Sans cette renormalisation, un nombre infini de traces impliquerait nécessairement que la probabilité du jet d'être léger tende vers 0. Même avec un nombre fini de traces, un grand nombre de traces implique à lui seul une probabilité plus petite. Cette normalisation permet de faire tendre la probabilité des jets avec un grand nombre de traces vers $\frac{1}{P_0}$ qui tend vers 1 lorsque le nombre de traces devient infini.

Sur la figure 4.4(b) se trouve la distribution de la probabilité des jets d'être légers. Elle pique à 0 pour les jets b . Elle n'est pas plate pour les jets légers en raison de la différence entre les distributions de S_{d_0} dans les deux lots. Les jets auxquels aucune trace exploitable pour l'étiquetage n'est associée ont une probabilité fixée à 1 mais ne sont pas considérés ici.

On peut vérifier que la méthode fonctionne en réalisant la même distribution de la probabilité des jets dans les événements dijets (figure 4.5), c'est-à-dire les mêmes que ceux utilisés pour extraire la fonction de résolution. On observe alors une distribution plate (dans les erreurs) de la distribution de la probabilité des jets légers.

4.2.6 Performances

Dans le tableau 4.4 on a rassemblé les performances de l'algorithme JetProb de base défini ci-dessus en intégrant sur toutes les valeurs de p_T et $|\eta|$ des jets. Il

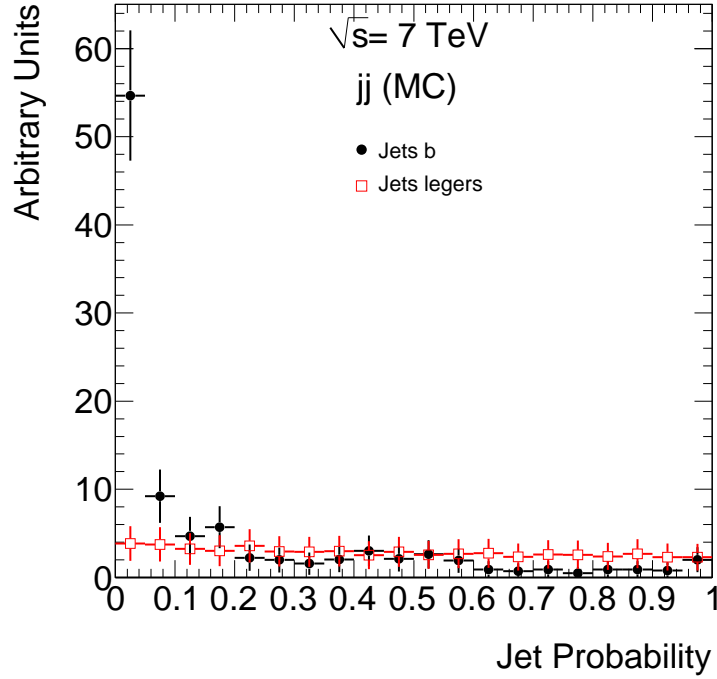


FIG. 4.5 – Probabilité des jets b (ronds noirs) et légers (carrés rouges) dans les événements dijets.

s'agit du rejet des jets légers pour différentes valeurs d'efficacité d'étiquetage des jets b (ε_b).

ε_b (%)	Coupure sur P_{jet}	Rejet des jets légers
50	0.109	62.3 ± 0.8
60	0.194	21.4 ± 0.2

TAB. 4.4 – Performances de JetProb basique dans le lot $t\bar{t}$.

Dans le chapitre précédent avaient été présentées ces performances en fonction de p_T et $|\eta|$ des jets sur ce même lot $t\bar{t}$ et dans les mêmes conditions (3.14).

4.3 Optimisation

La partie suivante traite des différentes améliorations (considérées isolément dans un premier temps) apportées à JetProb et de leur impact sur les performances de l'algorithme. On rappelle que la définition de base de JetProb est la suivante :

- utilisation de toutes les traces de paramètre d’impact négatif dans tous les jets des événements dijets pour extraire la fonction de résolution
- utilisation de toutes les traces du jet pour calculer la probabilité.

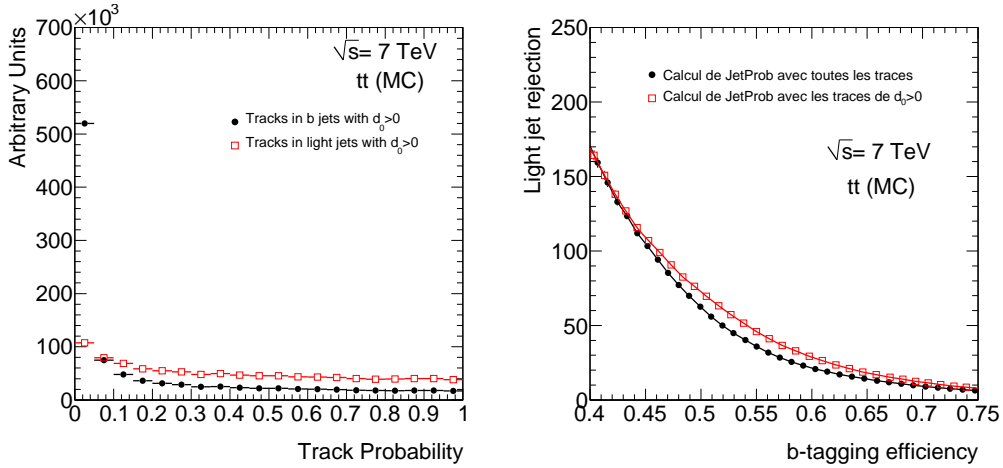
4.3.1 Sélection des traces

4.3.1.1 Sélection des traces utilisées pour le calcul de la probabilité

Par défaut toutes les traces des jets passant les coupures de sélection étaient utilisées pour le calcul de la probabilité du jet. N’utiliser que les traces de paramètre d’impact transverse positif permet d’améliorer les performances de manière significative. Ceci est dû au fait que la différence relative du nombre de traces de paramètre d’impact positif dans les jets b et légers est plus grande que la différence relative du nombre total de traces (voir section 4.4.1).

Alors qu’en utilisant toutes les traces dans le jet, avec la définition originale de JetProb, celles de $S_{d_0} \sim 0$ avaient une probabilité d’être issues de jet léger de 0.5, dans le cas présent elles auront une probabilité de 1.

La distribution de la probabilité des traces avec paramètre d’impact transverse positif se trouve sur la figure 4.6(a).



(a) Distribution de la probabilité des traces en fonction de la probabilité de suivi, en considérant que celles de $d_0 > 0$, dans les jets b (ronds noirs) et les jets légers (carrés rouges). (b) Rejet des jets légers en fonction de l’efficacité d’étiquetage des jets b : en calculant la probabilité JetProb avec toutes les traces dans les jets (ronds noirs) et en n’utilisant que les traces avec $d_0 > 0$ (carrés rouges).

FIG. 4.6 – Distribution de la probabilité des traces et amélioration des performances en calculant la probabilité JetProb en n’utilisant que les traces avec $d_0 > 0$.

L’excès à 1 n’est plus observé puisqu’il résultait de la seule différence dans la

distribution des queues du lot à étiqueter et du lot de référence, or les queues ne contribuent plus qu'aux petites probabilités.

La courbe de rejet des jets légers en fonction de l'efficacité d'étiquetage des jets b est représentée sur la figure 4.6(b).

Les performances sont résumées dans le tableau 4.5, dans la colonne intitulée $d_0 > 0$.

ϵ_b (%)	Base	$d_0 > 0$	Sans V^0
50	62.3±0.8	72.7±1.0	63.7±0.8
60	21.4±0.2	28.8±0.2	21.5±0.2

TAB. 4.5 – Rejet des jets légers pour différentes efficacités d'étiquetage des jets b et différentes configurations de JetProb. Les résultats obtenus après les différentes améliorations sont indépendants.

Cette sélection des traces engendre une amélioration du rejet des jets légers allant de 17 à 32 % pour des efficacités d'étiquetage des jets b comprises entre 50 et 60%. N'utiliser que les traces de paramètre d'impact positif discrimine donc mieux les jets b des jets légers, quel que soit le traitement choisi pour les traces de paramètre d'impact négatif.

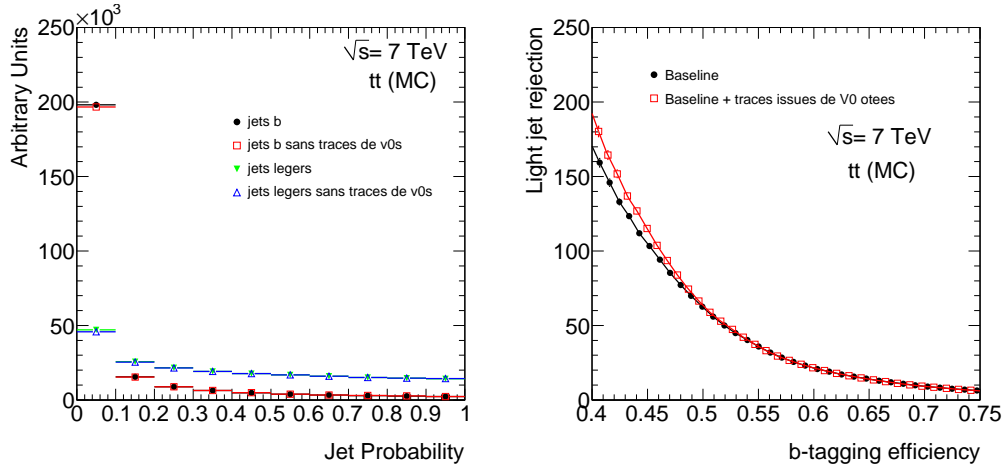
4.3.1.2 Rejet des traces issues de particules à long temps de vie et d'interactions secondaires

Les traces reconstruites comme issues de particules à long temps de vie ou d'interaction secondaire (c'est-à-dire provenant d'un vertex coïncidant avec de la matière du détecteur) et qui contribuent à imiter des traces issues de la désintégration d'un hadron B , en particulier dans les jets légers, ont été ôtées, à la fois lors de la construction de la fonction de résolution et lors de la sélection des traces servant au calcul de la probabilité du jet.

Principalement, les traces de grand $S_{d_0} > 0$ dans les jets légers seront éliminées comme le montre la figure 4.7(a) : 2.6% jets des légers et 0.8% des b sont éliminés dans le premier bin, ce qui correspond aux traces de grand $|S_{d_0}|$.

L'effet sur les performances de JetProb est visible sur la figure 4.7(b) et dans le tableau 4.5, dans la troisième colonne ("Sans V^0 ").

On obtient jusqu'à 3% d'amélioration, mais cette augmentation des performances reste dans les erreurs.



(a) Distribution de la probabilité des traces dans les jets b en noir et en rouge, dans les jets légers en vert et en bleu, en ne rejetant pas les traces de V^0 en noir et en vert, en les rejetant en rouge et en bleu.

(b) Probabilité des jets b en noir et légers en rouge. en conservant (en noir) ou en ôtant (en rouge) les traces reconstruites comme issues de V^0 et d'interactions secondaires.

4.3.2 Catégories de traces

4.3.2.1 Traitement des traces avec coups partagés

L'utilisation de catégories de traces pour lesquelles la distribution de S_{d_0} varie significativement et leur impact sur les performances a été étudiée.

On distingue deux catégories :

- *Shared* : les traces qui partagent au moins un coup (amas) dans les pixels ou deux dans le SCT avec une autre trace.
- *Good* : les autres.

Les coups partagés sont plus fréquents dans le SCT en raison de la plus grande taille des diodes de silicium malgré le fait qu'elles soient placées à un plus grand rayon. Grâce à sa grande granularité, le détecteur à pixels est mieux immunisé contre ce phénomène. Cependant, le partage de coups dans le détecteur à pixel y est beaucoup plus dommageable en ce qui concerne l'étiquetage des jets b car étant plus proches du point d'interaction, les points de mesures dans les pixels définissent le paramètre d'impact transverse des traces.

Sur la figure 4.8 on peut voir les distributions liées au paramètre d'impact pour les traces *good* et *shared*.

L'erreur sur le paramètre d'impact de toutes les traces, qu'elles soient *good* ou

shared, est calculée de la même manière en supposant que toutes les erreurs sont gaussiennes. On l’observe sur la figure 4.8(b) montrant σ_{d_0} pour les traces *good* et *shared*.

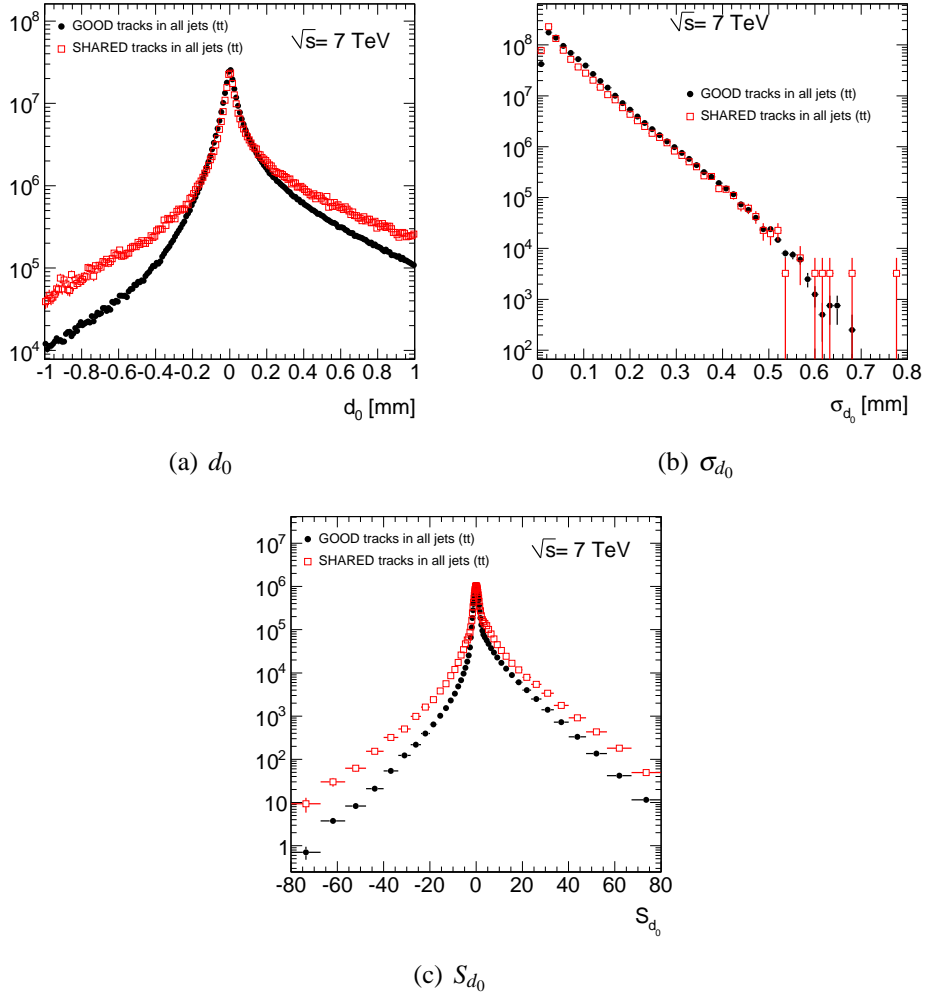


FIG. 4.8 – d_0 , σ_{d_0} et S_{d_0} de toutes les traces *good* (ronds noirs) et *shared* (carrés rouges) dans les jets. Les distributions pour les *shared* sont normalisées à l’aire des distributions des *good*.

Or les traces *shared*, qui utilisent soit un mauvais amas soit un amas diffus résultant du passage de deux particules en des points très proches, auront un terme de confusion en plus du terme gaussien qui devrait être pris en compte lors du calcul de l’erreur, mais qui ne l’est pas. Son effet est visible sur la distribution de d_0 (figure 4.8(a)) qui est plus large pour les traces *shared*.

Au final, la signification du paramètre d’impact est plus large pour les traces

avec coup partagé que pour les autres (figure 4.8(c)).

On peut soit traiter indifféremment les deux catégories de traces (JetProb de base), soit rejeter les *shared*, soit les traiter séparément on utilisant une fonction de résolution propre à chaque catégorie (figure 4.9).

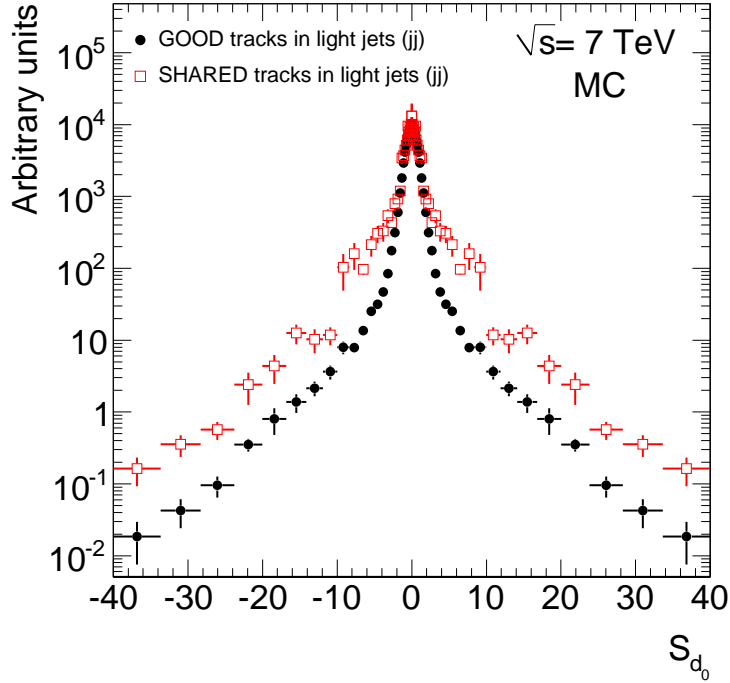


FIG. 4.9 – Distributions des S_{d_0} des traces des événements dijets dans tous les jets avec $d_0 < 0$ symétrisées, pour les bonnes traces (ronds noirs) et pour les traces avec coups partagés (carrés rouges), utilisées comme fonctions de résolution.

Les performances obtenues avec ces trois méthodes sont résumées sur la figure 4.10 et dans le tableau 4.6.

ϵ_b (%)	Base	<i>Good</i> seules	<i>Good</i> et <i>shared</i>
50	62.3 ± 0.8	65.4 ± 0.9	70.4 ± 1.0
60	21.4 ± 0.2	21.7 ± 0.2	23.0 ± 0.2

TAB. 4.6 – Rejet des jets légers pour différentes efficacités d’étiquetage des jets b et différentes configurations de JetProb : en utilisant toutes les traces sans traitement spécial (base), en n’utilisant que les traces qualifiées de *good* (*good* seules) et enfin en utilisant toutes les traces mais en traitant différemment les *good* des *shared* (*Good* et *shared*).

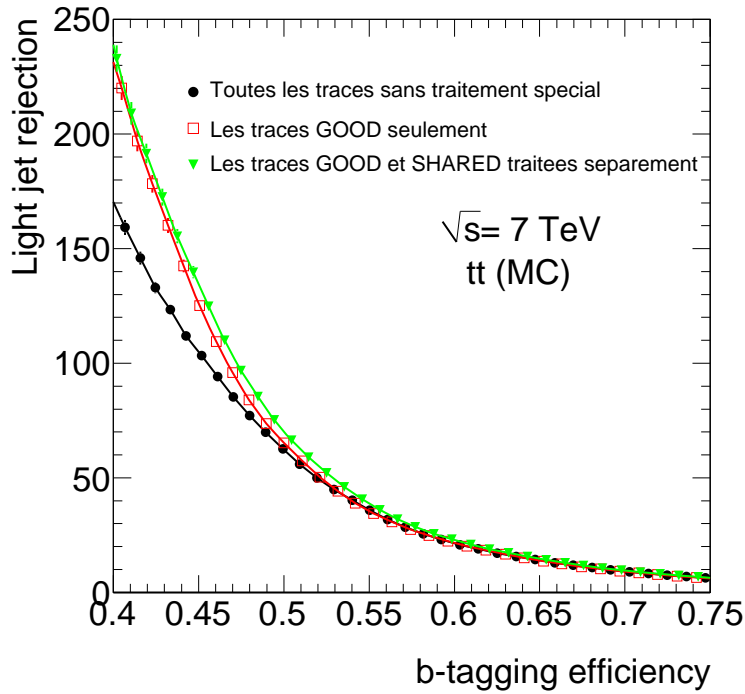


FIG. 4.10 – Rejet des jets légers en fonction de l’efficacité d’étiquetage des jets b pour trois méthodes : sans catégories de traces (ronds noirs), seulement avec les traces *good* (carrés rouges), en traitant séparément les *good* et les *shared* (triangles verts).

On obtient 1 à 5 % d’amélioration en rejetant les *shared*, 6 à 14 % d’amélioration en utilisant deux catégories distinctes.

La fraction de traces *shared* dans les jets dépend de leur impulsion transverse. En effet, comme on l’a vu dans le chapitre précédent, les jets de grande impulsion transverse sont plus collimés, ainsi la densité de traces, donc d’amas, est plus importante. Il est alors plus fréquent que les amas des traces soient fusionnés ou qu’un mauvais amas soit associé à une trace.

On a résumé dans le tableau 4.7 la fraction de traces *good* et *shared* dans le lot $t\bar{t}$ pour différents intervalles d’impulsion transverse des jets ainsi que les performances d’étiquetage des jets b et leur amélioration relative dans ces intervalles, en traitant les traces *good* et *shared* de différentes manières.

On constate qu’éliminer les *shared* ou les traiter séparément améliore les performances, notamment à p_T moyen où la fraction de *shared* augmente. A très grand p_T ($>150 \text{ GeV}/c$), éliminer les traces *shared* dégrade les performances car leur fraction devient importante ($\sim 20 \%$) et réduit alors considérablement le

Taux de traces (%)	p_T des jets (GeV/c)			
	20-50	50-100	100-150	>150
<i>good</i>	96.8	92.9	87.6	80.4
<i>shared</i>	3.2	7.1	12.4	19.6
Rejet des jets légers pour $\epsilon_b=50\%$				
Base	33.4±0.4	82±2	100±5	60±4
<i>good</i> seules	35.8±0.5 (+7%)	97±3 (+18%)	121±7 (+21%)	49±3 (-18%)
<i>good</i> et <i>shared</i>	35.8±0.5 (+7%)	103±3 (+21%)	142±9 (+42%)	83±6 (+38%)

TAB. 4.7 – Fraction de traces *good* et *shared* dans différents intervalles d'impulsion transverse des jets dans le lot $t\bar{t}$ et amélioration des performances d'étiquetage des jets *b* dans ces intervalles en traitant les traces *good* et *shared* indifféremment (base), en ne considérant que les *good* (*good* seules) et en les traitant séparément (*good* et *shared*).

nombre de traces utilisables pour l'étiquetage.

Il serait donc souhaitable de cumuler des catégories de p_T des jets et de types de traces, mais ceci dépasse la cadre de ce manuscrit.

4.3.3 Comparaison des performances

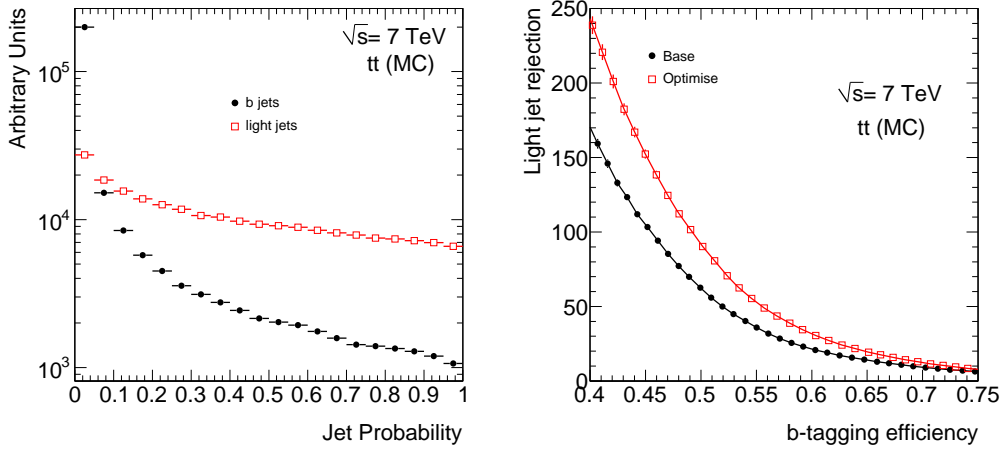
En combinant toutes les améliorations étudiées ci-dessus :

- utilisation des seules traces de paramètre d'impact transverse positif pour le calcul de la probabilité
- rejet des traces issues de particules neutres à long temps de vie et d'interactions secondaires
- traces *good* et *shared* traitées séparément

les performances ont pu être significativement améliorées : on constate une augmentation du rejet des jets légers de 44 à 49 % par rapport à la définition de base de JetProb pour des efficacités d'étiquetage allant de 50 à 60 %. On peut voir les distributions de la probabilité des jets pour les jets *b* et légers sur la figure 4.11(a) et constater l'amélioration des performances sur la figure 4.11(b) et dans les tableau 4.8.

4.4 Re-définition de JetProb : méthode $\mathbf{R} \otimes \mathbf{h}$

Afin d'encore améliorer les performances de JetProb, l'algorithme a été re-défini pour prendre en compte d'autres propriétés des jets *b*, en particulier le fait



(a) Probabilité des jets b (ronds noirs) et légers (carrés rouges). (b) Rejet des jets légers en fonction de l'efficacité d'étiquetage des jets b : JetProb de base (ronds noirs) et JetProb optimisé (carrés rouges).

FIG. 4.11 – Probabilité des jets et performances avant et après optimisation.

ε_b (%)	Base	Optimisé
50	62.3 ± 0.8	91.9 ± 1.4
60	21.4 ± 0.2	31.6 ± 0.3

TAB. 4.8 – Rejet des jets légers pour différentes efficacités d'étiquetage des jets b et différentes configurations de JetProb.

que la multiplicité des traces associées soit plus grande.

Il a été établi dans la partie précédente que de meilleures performances pouvaient être atteintes en n'utilisant que les traces de paramètre d'impact transverse positif, en séparant les traces *good* et *shared* et en rejetant les traces issues de V^0 . On utilisera cette définition de base à partir de maintenant.

4.4.1 Multiplicité des traces

On a vu dans la section 4.2.5.2 l'effet du terme introduit dans JetProb permettant de donner une plus grande probabilité d'être léger aux jets ayant de nombreuses traces. Cet effet doit être atténué par un terme dépendant de la multiplicité. En effet, si on regarde la figure 4.12 montrant la distribution de la multiplicité dans les jets b et légers des traces de $d_0 > 0$ d'une part et de $d_0 < 0$ d'autre part dans les événements $t\bar{t}$ et le tableau 4.9 indiquant le nombre moyen de traces dans les jets, on constate que les jets b ont en moyenne plus de traces que les jets légers,

ceci étant dû à la plus grande masse des quarks b .

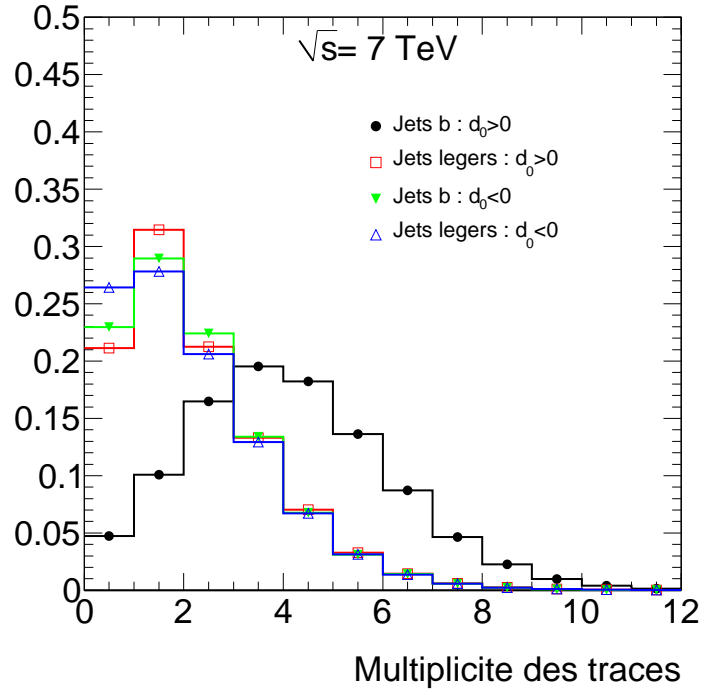


FIG. 4.12 – Distributions de la multiplicité dans les jets b et légers des traces de $d_0 > 0$ d'une part et de $d_0 < 0$ d'autre part dans les événements $t\bar{t}$.

Traces sélectionnées	Jets b	Jets c	Jet légers
Toutes	5.34 ± 0.01	4.50 ± 0.01	3.41 ± 0.01
$d_0 < 0$	1.73 ± 0.01	1.90 ± 0.01	1.66 ± 0.01
$d_0 > 0$	3.62 ± 0.01	2.60 ± 0.01	1.75 ± 0.01

TAB. 4.9 – Nombre de traces associées en moyenne aux différentes saveurs de jets dans les événements $t\bar{t}$.

On remarque également que la multiplicité des traces de paramètre d'impact positif dans les jets légers est sensiblement la même que la multiplicité des traces de paramètre d'impact négatif dans les jets légers et b .

La seule extraction du lot $t\bar{t}$ de la multiplicité des traces de paramètre d'impact négatif dans tous les jets, rendra compte de la multiplicité des traces de paramètre d'impact positif dans les jets légers et fournira une distribution discriminant les jets b des jets légers selon la multiplicité des traces avec $d_0 > 0$.

4.4.2 Méthode $\mathbf{R} \otimes \mathbf{h}$

Ainsi on re-définit JetProb de la manière suivante :

$$P_{jet} = P_0 \sum_{j=0}^{N-1} \frac{(-\ln P_0)^j}{j!} \quad (4.6)$$

avec :

$$P_0 = \int_{N_p}^{\infty} h(x) dx \times \prod_{i=1}^N P_i \quad (4.7)$$

au lieu de :

$$P_0 = \prod_{i=1}^N P_i \quad (4.8)$$

où $h(x)$ est la distribution de la multiplicité des traces de paramètre d'impact positif dans les jets légers normalisée à l'unité et N_p le nombre de traces de paramètre d'impact positif dans le jet à étiqueter.

La distribution de la probabilité des jets b et légers obtenue à partir de cette méthode est comparée à la définition de JetProb de base améliorée sur la figure 4.13.

Les performances sont comparées sur la figure 4.14 et dans le tableau 4.10.

ε_b (%)	Base optimisée	Mult. des traces
50	91.9±1.4	112.4±1.9
60	31.6±0.3	40.9±0.4

TAB. 4.10 – Rejet des jets légers pour différentes efficacités d'étiquetage des jets b et différentes configurations de JetProb.

On obtient une amélioration par rapport à la définition de JetProb de base allant de 27 à 36 % pour des efficacités d'étiquetage des jets b comprises entre 50 et 60 %.

4.5 Conclusion

JetProb, un algorithme d'étiquetage des jets b utilisé au LEP et au TeVatron a été défini et optimisé. Ses performances de base ont été multipliées par un facteur 1.5 environ grâce à l'utilisation de catégories de traces, le rejet des traces reconstruites comme issues de particules à long temps de vie et d'interactions secondaires et l'utilisation des seules traces de paramètre d'impact positif.

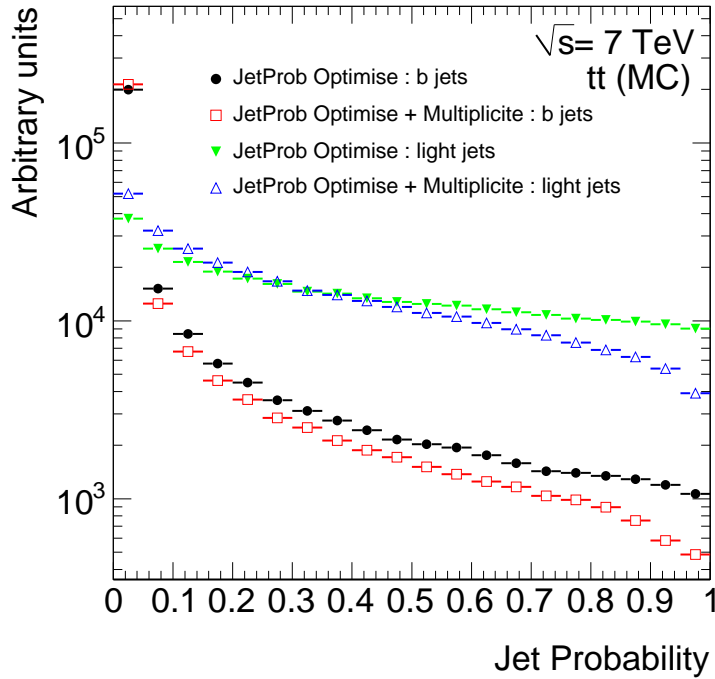


FIG. 4.13 – Probabilité des jets b (ronds noirs et carrés rouges) et des légers (triangles verts et bleus), avec la méthode optimisée (ronds noirs et triangles verts (pointe vers le bas)) et en introduisant la multiplicité (carrés rouges et triangles pointant vers le haut bleus).

Les performances ont encore été améliorées d'un facteur 1.3 en re-définissant l'algorithme pour prendre en compte la différence de multiplicité des traces dans les jets b et légers.

Au final les performances de l'algorithme auront été améliorées d'un facteur 1.9 par rapport à sa définition de base, lui permettant de dépasser celles de l'algorithme TrackCounting.

Afin d'avoir une vue globale, sur la figure 4.15 se trouvent les courbes de rejet des jets légers en fonction de l'efficacité d'étiquetage des jets b pour différents algorithmes, et parmi eux différentes définition de JetProb : la plus basique (croix noires), celle qui est utilisée dans les premières données (triangles verts) et qui sera vue plus en détail dans les chapitres suivants, et enfin la version optimisée (losanges bleus).

La version de JetProb utilisée dans les données n'est pas la plus aboutie car la version optimisée est trop compliquée pour les toutes premières données. En particulier, la simulation ne décrit pas encore parfaitement la multiplicité des traces

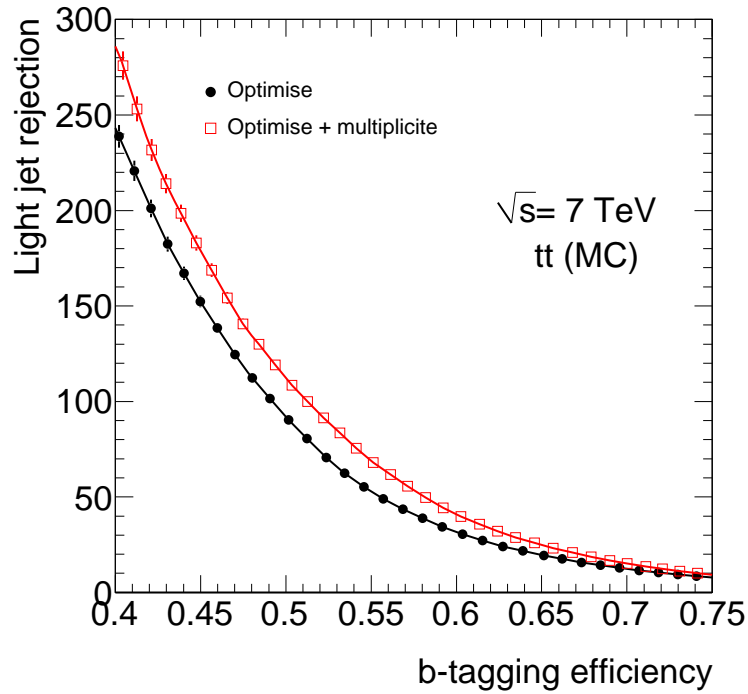


FIG. 4.14 – Rejet des jets légers en fonction de l’efficacité d’étiquetage des jets b , baseline en noir, en utilisant la multiplicité dans les jets légers (template extrait du lot dijets) en rouge.

dans les jets. La définition de JetProb utilisée dans les données est la suivante : extraction de la fonction de résolution dans le même lot que pour l’étude en considérant toutes les traces dans les jets de $S_{d_0} < 0$, ne pas utiliser de catégories, n’utiliser que les traces de paramètre d’impact transverse positif, rejeter les traces issues de particules neutres à long temps de vie et d’interactions secondaires et ne pas tenir compte de la multiplicité des traces.

JetProb basique était l’algorithme donnant les moins bonnes performances. Avec la définition utilisée dans les données, les performances sont un peu meilleures que TrackCounting et enfin, optimisé, ses performances se rapprochent de celles de IP2D.

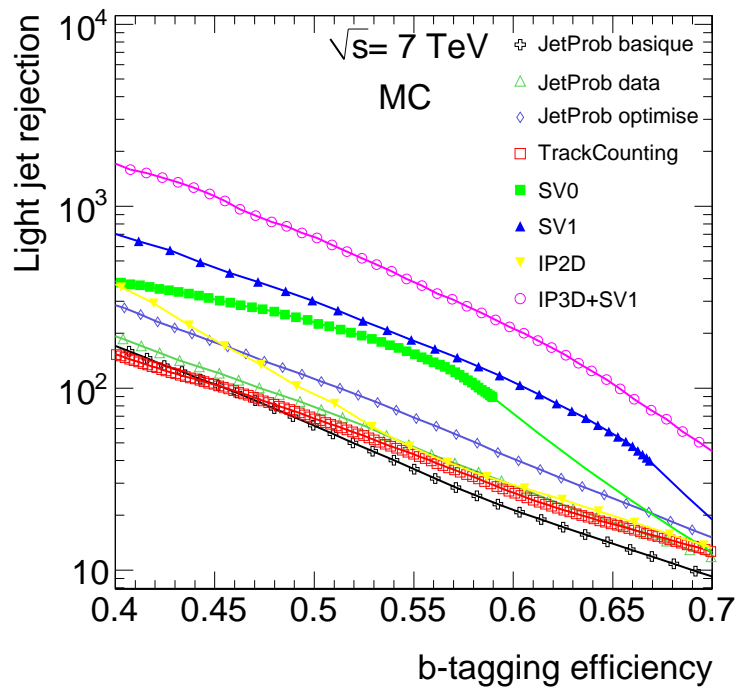


FIG. 4.15 – Rejet des jets légers en fonction de l'efficacité d'étiquetage des jets b , pour différentes définitions de JetProb et comparé à d'autres algorithmes.

Chapitre 5

Préparation à la mesure de l'efficacité d'étiquetage des jets beaux dans les données

L'identification des jets b est cruciale pour de nombreuses analyses au LHC, en particulier pour la physique du top et la recherche de nouvelles particules dont le boson de Higgs. Elle va permettre de rejeter une grande partie du bruit de fond QCD et d'identifier les quarks top et un boson de Higgs léger éventuel. Les performances des algorithmes d'étiquetage dans les données expérimentales devront donc être comprises étant donné que le Monte-Carlo ne donnera qu'une description approximative des performances liées aux traces et aux vertex, au moins dans un premier temps.

5.1 Introduction

La mesure de l'efficacité d'étiquetage nécessite un lot pur de jets b . Or de tels échantillons ne pourront être sélectionnés qu'avec une quantité de données importantes, dans des événements $t\bar{t}$ très bien reconstruits.

Pour les premières données, l'alternative consiste à utiliser des lots dijets enrichis en saveurs lourdes en ne conservant que les événements où un muon est associé à l'un des jets. Deux méthodes largement utilisées au TeVatron permettent d'extraire l'efficacité d'étiquetage de tels lots : System8 et p_T^{rel} , dont il va être principalement question dans ce chapitre.

5.1.1 Utilisation d'événements $t\bar{t}$

[19]

Une importante production de paires de quarks top est attendue au LHC. En reconstruisant des événements $t\bar{t}$ avec des contraintes très sévères sur les masses des top et des W et en isolant les jets b , on peut obtenir un lot très pur de jets b .

En effet, d'après le Modèle Standard, le rapport de branchement du quark top en Wb est de 1 ($BR(t \rightarrow Wb) = 1$), tandis que $BR(W \rightarrow q\bar{q}') = 0.66$ et $BR(W \rightarrow l\nu_l) = 0.11$ dans chacun des canaux leptoniques.

Au final, dans le cas d'un événement $t\bar{t}$ semileptonique, devront être reconstruits :

- de l'énergie transverse manquante (neutrino du W)
- un lepton (du W)
- 2 jets (issus de la désintégration hadronique de l'autre W)
- 2 jets b (issus de la désintégration du top).

Dans le canal dileptonique, les deux jets issus du W seront remplacés par un nouveau lepton et un neutrino.

La luminosité intégrée nécessaire pour ce genre d'étude est d'au moins 200 pb^{-1} . Dans un premier temps, on utilisera des méthodes basées sur les jets contenant un muon.

A noter enfin qu'on utilisera cette méthode également pour extraire les distributions de référence utilisées par les algorithmes sophistiqués tels que IPnD et SVn.

5.1.2 Utilisation d'événements dijets

L'alternative à l'utilisation d'événements $t\bar{t}$ est l'utilisation d'événements dijets avec muons (en utilisant un système de déclenchement dédié). Une plus faible luminosité sera suffisante.

5.1.2.1 La méthode System8

[19] [27]

La méthode system8 utilise deux échantillons avec des contenus en jets b différents et deux algorithmes d'étiquetage non-corrélés (l'un basé sur le temps de vie (paramètre d'impact ou vertex secondaire), l'autre sur la présence de lepton mou) afin de construire un système non linéaire de 8 équations à 8 inconnues.

Les deux sous-lots sont obtenus de la manière suivante : le premier est l'ensemble des jets reconstruits avec un muon, l'autre un sous-ensemble du premier, n'incluant que les jets ayant au moins 1 jet opposé ($\Delta R > 2.5$) étiqueté b (c'est-à-dire dont le poids passe une coupure donnée). Le second lot a donc un contenu en jets b plus important (les 2 jets b issus de la production $b\bar{b}$ ayant une plus grande probabilité d'être émis dos-à-dos).

Quatre nombres sont mesurés dans chacun des lots : le nombre de jets avant étiquetage, les nombres de jets étiquetés par chacun des algorithmes et enfin le nombre de jets étiquetés par les deux algorithmes à la fois. L'une des inconnues du système est l'efficacité de l'algorithme d'étiquetage basé sur le temps de vie. Elle est directement extraite de la résolution du système d'équations.

La méthode p_T^{rel} sera détaillée dans la partie suivante où un début d'étude est présentée.

5.2 La méthode p_T^{rel}

La méthode p_T^{rel} est basée sur la différence des distributions de l'impulsion transverse relative des muons dans les jets b , c et légers.

La variable p_T^{rel} est définie comme l'impulsion transverse du muon projetée sur le plan orthogonal à l'axe du système muon+jet : $p_T^{rel} = p_T \times \sin(\alpha_\mu)$ avec α_μ l'angle entre les directions du jet et du muon.

La fraction de jets b dans l'échantillon de jets avec muon est estimée en ajustant la distribution p_T^{rel} de tous les jets avec muons avec des distributions de p_T^{rel} dans les jets b , c et légers (que l'on dénommera *templates* dans la suite de ce document) obtenues à partir du Monte-Carlo.

Cette fraction est dérivée avant (f_b^i) et après ($f_b^{tag,i}$) étiquetage afin d'obtenir l'efficacité d'étiquetage des jets b ϵ_b dans les données :

$$\epsilon_b^{data,i} = \frac{N_{\mu-jet}^{tag,i} f_b^{tag,i}}{N_{\mu-jet}^i f_b^i} \quad (5.1)$$

avec $N_{\mu-jet}^i$ le nombre de jets avec muon et $N_{\mu-jet}^{tag,i}$ le nombre de jets avec muon passant une coupure d'étiquetage donnée, dans le i^{ieme} bin de p_T et η .

Le *binning* en p_T et η est rendu nécessaire par les dépendances cinématiques des performances d'étiquetage (voir section 3.3.3). Toutefois dans l'analyse présente, on s'est limité à des bins de p_T étant donnée la faible statistique.

Enfin, les performances obtenues sur cet échantillon doivent être pondérées par un facteur extrait du Monte-Carlo, corrigeant l'efficacité extraite d'un lot inclusif de jets b par rapport à celle d'un lot de jets+muons.

Un problème apparaît pour les jets à grande impulsion transverse ($p_T > 80$ GeV/c). En effet, ceux-ci étant plus collimés, le pouvoir discriminant de la variable p_T^{rel} va diminuer de manière significative et les efficacités calculées ne rendront plus compte de la réalité.

Toute l'étude qui va suivre a été réalisée avec les seules données Monte-Carlo.

5.2.1 Simulation des données

Pour extraire les templates des jets b et c , on utilise des événements dijets filtrés au niveau générateur où il est demandé qu'un muon de $p_T > 3$ GeV/c et $|\eta| < 2.8$ ait été généré dans au moins un des jets. Le générateur utilisé est PYTHIA [26]. Cette sélection de jets avec muons permet d'enrichir considérablement la fraction de jets b et c dans l'échantillon.

Dans le tableau 5.1, on a comparé la composition d'un lot dijet non filtré au lot utilisé avec filtre muon. La fraction de jets b est passée de 2 à 20 %.

	dijets	dijets+muon filtré
b	2.0 ± 0.1	20.4
c	5.5 ± 0.1	18.7
l	92.5 ± 0.1	60.9

TAB. 5.1 – Fractions de jets b , c et légers passant les coupures de sélection dans les lots dijets et dijets+muon filtré(%).

Pour les jets légers, cette méthode en elle-même n'étant pas représentative des objets que l'on trouvera dans les états finals des collisions dans la mesure où la majorité des muons que l'on reconstruit dans ATLAS dans les jets légers proviennent d'interactions avec la matière ou de pions se désintégrant dans le calorimètre, mais pas de la collision initiale, on utilise un lot de dijets inclusif.

Les lots de dijets+muon filtré sont séparés en 4 lots, avec différents intervalles de génération de \hat{p}_T des partons initiaux résultant de la collision dure. Le nombre d'événements dans chaque sous-lot ainsi que la section efficace et la luminosité intégrée correspondantes sont rassemblés dans le tableau 5.2.

	p_T (GeV)	Nb evts	Section efficace (pb)	Luminosité intégrée (nb ⁻¹)
J1	17-35	200 000	$5.80 \cdot 10^6$	34.5
J2	35-70	500 000	$7.38 \cdot 10^5$	678
J3	70-140	500 000	$6.49 \cdot 10^4$	7 700
J4	140-280	185 000	$3.59 \cdot 10^3$	51 300

TAB. 5.2 – Lots de dijets+muon filtré utilisés, sections efficaces, intervalle de simulation de \hat{p}_T des partons et luminosité intégrée correspondant au lot généré.

La luminosité intégrée correspondant au lot J1 est de 34.5 nb^{-1} . Pour comparaison, la quantité de données accumulée entre fin mars et fin mai était déjà de 15 nb^{-1} .

Les sous-lots sont re-pondérés par leur section efficace.

Les lots dijets inclusifs sont les mêmes que ceux présentés dans le tableau 4.2 avec environ dix fois plus de statistique.

5.2.2 Sélection

Seuls les jets d'impulsion transverse supérieure à 15 GeV/c, de $|\eta| < 2.7$ et avec au moins un muon associé sont considérés.

Un muon est dit associé au jet si :

- il se trouve dans un cône de rayon $\Delta R=0.4$ autour de l'axe du jet.
- son impulsion transverse est supérieure à 3 GeV/c.
- il passe les autres coupures de sélection (basées sur le paramètre d'impact, voir section 3.1.2.1).
- il est tel que $p_T^{rel} < 3.5$ GeV/c.

Dans le cas des jets à plus de 1 muon, celui ayant l'impulsion transverse la plus grande est conservé.

5.2.3 Analyse

Le lot dijets inclusif est utilisé pour simuler les données et extraire le *templates* de p_T^{rel} dans les jets légers tandis que le lot filtré permet de définir les *templates* de p_T^{rel} dans les jets *b* et *c*.

5.2.4 Définition des *templates*

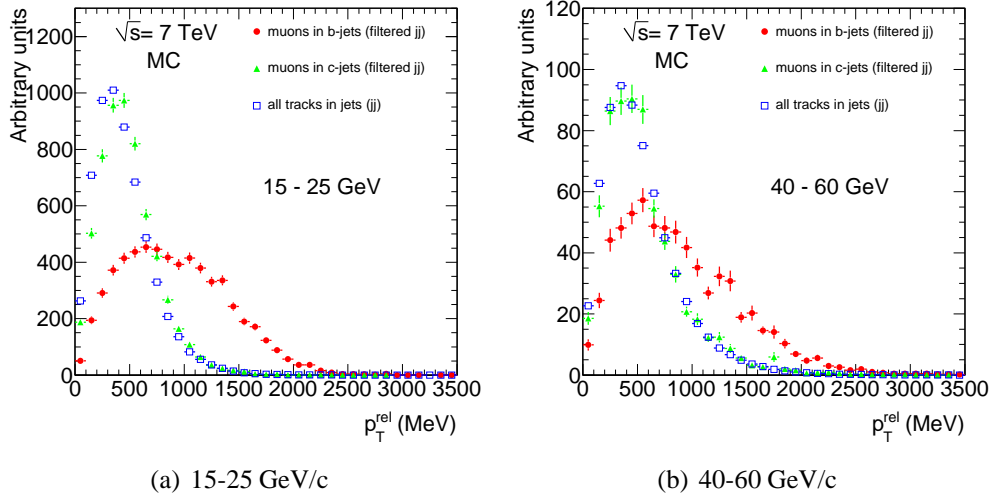
Les *templates* des jets *b*, *c* et légers pour plusieurs bins de p_T sont montrés sur la figure 5.1.

On constate que pour les jets de grande impulsion transverse, les distributions se confondent.

En raison de la faible quantité de jets légers avec muons, le *template* des jets légers est extrait en utilisant toutes les traces dans toutes les saveurs de jets pouvant simuler un muon. La comparaison des deux distributions correspondantes se trouve sur la figure 5.2. L'accord y est raisonnable, bien que l'on remarque une valeur moyenne de la distribution plus grande en considérant les muons reconstruits. Toutefois, les jets marqués comme légers dans la vérité Monte-Carlo peuvent être contaminés par des jets *b* et induire des queues de distributions perturbant la mesure de l'efficacité. Enfin, l'utilisation de toutes les traces dans les jets permettra d'extraire le *template* des jets légers des données.

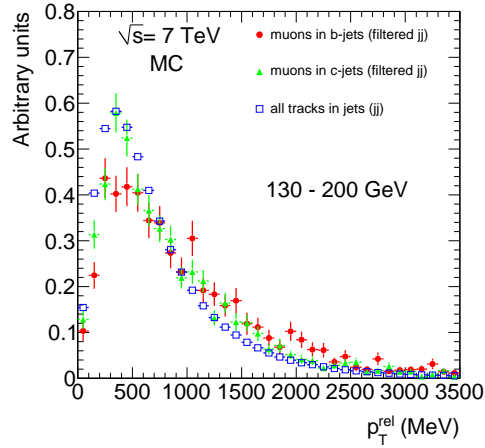
5.2.5 Distributions de p_T^{rel}

Les distributions de p_T^{rel} dans le lot simulant les données sont ajustés avec les trois *templates* afin d'extraire la fraction de chacun en utilisant une méthode d'ajustement. On extrait ces distributions pour tous les jets d'une part et pour les jets passant les coupures d'un algorithme d'étiquetage donné d'autre part.



(a) 15-25 GeV/c

(b) 40-60 GeV/c



(c) 130-200 GeV/c

FIG. 5.1 – Distribution de p_T^{rel} dans les jets b (ronds rouges), c (triangles verts) et en utilisant toutes les traces dans les jets pour simuler le *template* des jets légers (carrés bleus), dans différents bins de p_T des jets.

La fraction des c et légers trouvée ne rend pas compte de la réalité dans la mesure où leurs *templates* sont assez similaires, mais cela ne pose pas de problème à la méthode qui n'a pour but que de mesurer la fraction de jets b .

Sur la figure 5.3 se trouvent : les distributions de p_T^{rel} dans le lot simulant les données dans lequel on veut mesurer l'efficacité d'étiquetage des jets b en cyan, les ajustements des distributions de p_T^{rel} dans les jets b en rouge, c en vert et légers en bleu, dont l'aire est proportionnelle à la fraction trouvée par l'algorithme d'ajustement pour reproduire la forme du lot test. Enfin l'ajustement de la distribution

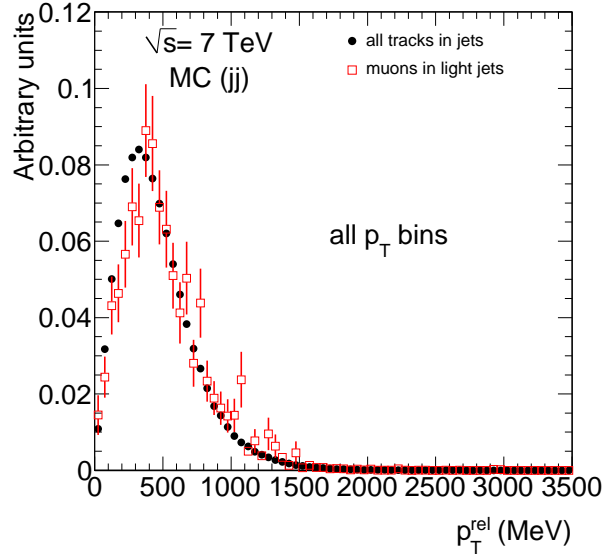


FIG. 5.2 – Distributions de p_T^{rel} dans les jets légers en n'utilisant que les muons dans les jets légers (carrés rouges) et en utilisant toutes les traces dans tous les jets (ronds noirs) dans le lot dijets inclusif.

du lot test correspondant à la somme des trois *templates* pondérés est représentée en noir. Ces distributions sont montrées pour différents bins de p_T des jets et avant et après étiquetage des jets.

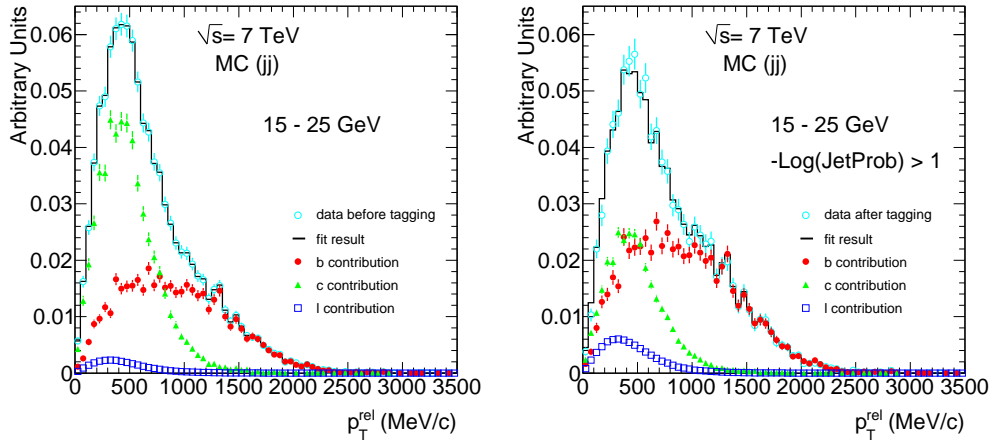
5.2.6 Résultats

On compare les efficacités d'étiquetage des jets b vraies ($\epsilon_b^{vrai,i}$) dans chaque bin de p_T extraites du lot test en utilisant la vérité Monte-Carlo :

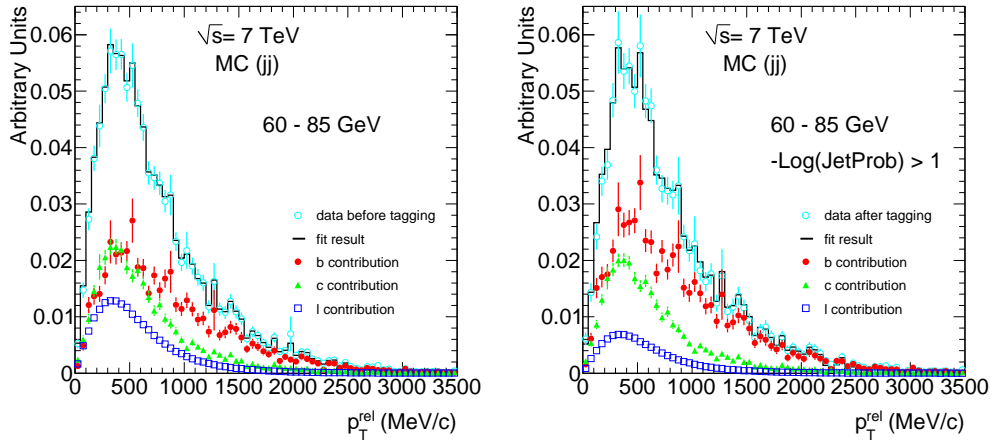
$$\epsilon_b^{vrai,i} = \frac{N_{\mu-jet}^{tag,lab_b,i}}{N_{\mu-jet}^{lab_b,i}} \quad (5.2)$$

avec $N_{\mu-jet}^{lab_b,i}$ le nombre de jets b avec muon marqués b dans le i^{ieme} bin de p_T et $N_{\mu-jet}^{tag,lab_b,i}$ le nombre de jets b avec muon marqués b et passant la coupure d'étiquetage dans le i^{ieme} bin de p_T .

Sur la figure 5.4 se trouve la comparaison des efficacités d'étiquetage vraies et mesurées pour des jets d'impulsion transverse comprise entre 15 et 25 GeV/c pour différentes coupures sur la probabilité de l'algorithme d'étiquetage JetProb. Seules les erreurs statistiques et de l'ajustement sont prises en compte.



(a) Avant étiquetage, jets de p_T compris entre 15 et 25 GeV/c. (b) Après étiquetage ($-\text{Log}(\text{JetProb}) > 1$), jets de p_T compris entre 15 et 25 GeV/c.



(c) Avant étiquetage jets de p_T compris entre 60 et 85 GeV/c. (d) Après étiquetage ($-\text{Log}(\text{JetProb}) > 1$), jets de p_T compris entre 60 et 85 GeV/c.

FIG. 5.3 – Ajustements des distributions de p_T^{rel} dans les jets b (ronds rouges), c (triangles verts) et légers (carrés bleus) à l'échantillon simulant les données (cercles cyans) et résultat de l'ajustement global (trait noir). L'aire des différents *templates* correspond à la fraction trouvée par l'algorithme d'ajustement.

La méthode p_T^{rel} est tout à fait performante à bas p_T . A grande impulsion transverse, les erreurs dues à l'ajustement deviennent trop importantes pour pouvoir utiliser cette méthode comme on peut le voir sur la figure 5.5 montrant l'efficacité d'étiquetage en fonction du p_T des jets, en utilisant la vérité et en appliquant la méthode p_T^{rel} .

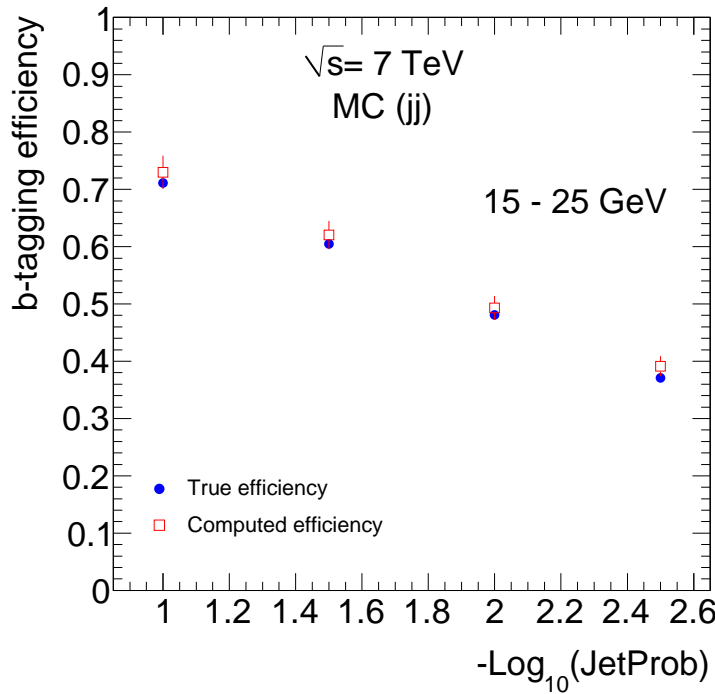


FIG. 5.4 – Efficacité d’étiquetage vraie (ronds bleus) et calculée avec la méthode p_T^{rel} (carrés rouges), pour différentes coupures sur $-\text{Log}(\text{JetProb})$, pour des jets de p_T compris entre 15 et 25 GeV.

5.2.7 Facteur d’échelle

Les efficacités mesurées par cette méthode permettent d’obtenir l’efficacité d’étiquetage des jets avec muon.

Les hadrons B se désintégrant avec un lepton et un neutrino dans l’état final n’ont pas un comportement identique à ceux se désintégrant exclusivement en hadrons vis-à-vis de l’étiquetage. De fait, ayant au moins une bonne trace (celle du muon) associée, leur efficacité d’étiquetage sera en moyenne meilleure comme on peut le constater sur la figure 5.6(a), montrant l’efficacité d’étiquetage des jets b en fonction du p_T du jet pour tous les jets en rouge et les jets avec muon passant la sélection en bleu.

Dans les données, après avoir mesuré l’efficacité des jets avec muons, on utilisera un facteur d’échelle extrait du Monte-Carlo pour déduire l’efficacité de tous les jets. Ce facteur dépend de p_T et est représenté sur la figure 5.6(b).

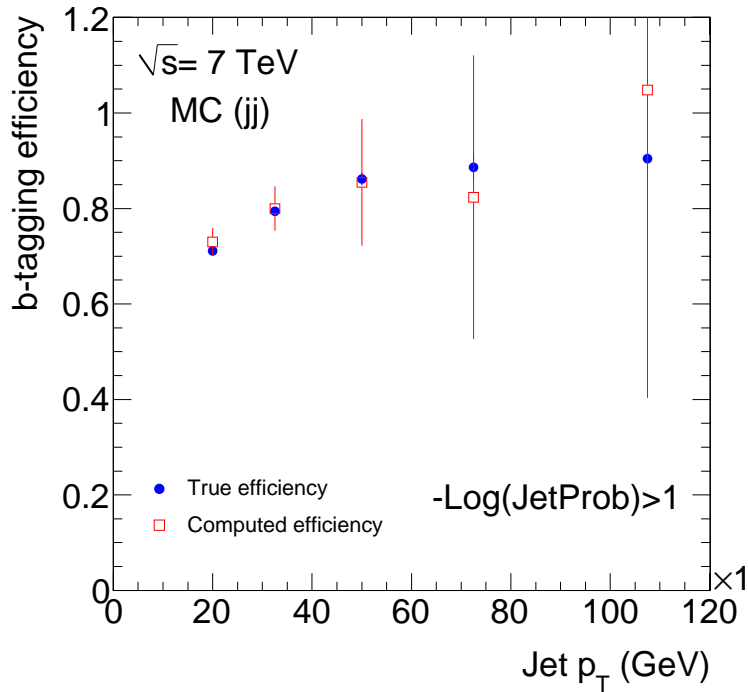


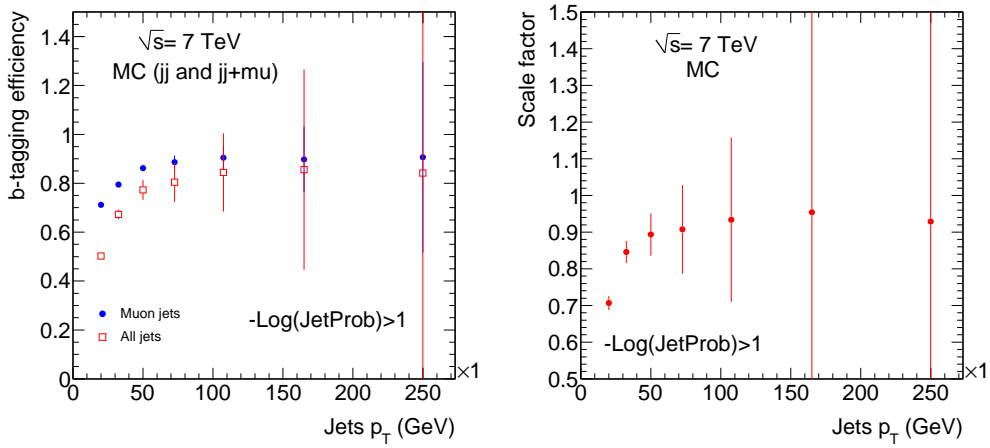
FIG. 5.5 – Efficacité d’étiquetage vraie (ronds bleus) et calculée avec la méthode p_T^{rel} (carrés rouges) de l’algorithme JetProb en fonction du p_T des jets. Un jet est étiqueté b si $-\text{Log}(\text{JetProb}) > 1$.

5.2.8 Conclusion

La méthode p_T^{rel} permet d’extraire l’efficacité d’étiquetage des jets b des données avec succès pour des jets d’impulsion transverse allant jusqu’à 80 GeV/c environ. Au-delà, une autre méthode doit être utilisée avant de pouvoir utiliser les événements $t\bar{t}$ pour mesurer cette efficacité.

Une autre méthode, consistant à ne considérer que les jets avec deux muons de signes opposés et à ajuster la distribution de leur masse invariante avec des *templates*, comme pour la méthode p_T^{rel} , est en cours de développement et permet de mesurer l’efficacité des jets d’impulsion transverse bien supérieure.

L’estimation des erreurs systématiques, en cours d’étude, permettra d’évaluer avec quelle précision ces mesures pourront être effectuées dans les données.



(a) Efficacité d'étiquetage des jets b en fonction du p_T du jet pour tous les jets (carrés rouges) et pour les jets avec muon passant la sélection (ronds bleus).

(b) Facteur d'échelle.

FIG. 5.6 – Efficacité d'étiquetage de tous les jets b et des jets b avec muon et facteur d'échelle (coupe utilisée : $-\text{Log}(\text{JetProb}) > 1$).

Chapitre 6

Mise en œuvre de l'étiquetage des jets issus de quarks beaux dans les premières données à $\sqrt{s} = 900$ GeV

En novembre et décembre 2009 le LHC a délivré les premières collisions proton-proton dans ATLAS avec une énergie au centre de masse de $\sqrt{s} = 900$ GeV. L'étiquetage des jets b n'a pas été optimisé pour l'étude des événements de biais minimum ainsi collectés (très peu de jets, à majorité légers, de très basse impulsion transverse). Toutefois l'application des algorithmes d'étiquetage, et plus particulièrement de JetProb, fut un bon test pour la préparation à la prise de données à 7 TeV et a révélé un bon fonctionnement de l'algorithme et un bon accord entre données expérimentales et simulées.

Après avoir détaillé les lots de données expérimentales et simulées utilisés et la sélection des événements effectuée, on s'attardera sur les résultats de reconstruction des traces de base, essentiels à la bonne compréhension des algorithmes d'étiquetage des jets. La dernière partie sera consacrée à l'algorithme JetProb.

6.1 Statistiques et propriétés des lots étudiés

6.1.1 Données expérimentales

Les données collectées résultent des décisions de deux systèmes de déclenchement : les *beam pick-up timing devices* (BPTX) et les *minimum bias trigger scintillators* (MBTS), permettant de rejeter les événements diffractifs [28]. Les BPTX sont des dispositifs détectant le passage des faisceaux placés sur le tube du faisceau à 175 m du centre du détecteur de part et d'autre de celui-ci. Les MBTS se trouvent de chaque côté du détecteur, en face des bouchons du calorimètre à argon liquide, à

$z=\pm 3.56$ m. Le système est déclenché lorsqu’au moins un coup dépasse un seuil donné d’un des deux côtés du détecteur dans les BPTX et les MBTS. Aucune coïncidence n’est requise mais ce double déclenchement permet néanmoins de s’affranchir des événements non-diffractifs [29][30].

Les données expérimentales ont été reconstruites en utilisant la dernière version de l’alignement du détecteur interne disponible à l’époque et qui a été dérivée d’une fraction des collisions à $\sqrt{s} = 900$ GeV.

Seules les données collectées entre le 6 et le 15 décembre 2009 et lors des bons blocs de luminosité sont conservées. Un bon bloc de luminosité est défini comme une période lors de laquelle les faisceaux sont stables, le silicium du détecteur à pixels et du SCT fonctionne avec une tension de déplétion maximale de 150 V et le solénoïde est en marche. Au total, 13 *runs* ont été utilisés.

Les événements *single beam* sont repérés puis écartés grâce au BCID (*Bunch Crossing Identifier*). Un BCID est associé à chaque paquet et apporte une indication sur le point de l’anneau auquel le paquet entre en collision.

La luminosité instantanée maximale ayant pu être atteinte est d’environ $5 \times 10^{26} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, la luminosité intégrée du lot de données obtenu est d’environ $9 \mu\text{b}^{-1}$. Enfin, la probabilité d’interaction additionnelle dans le même croisement de faisceau a été estimée à moins de 0.1 %.

Après cette sélection, 450 384 événements sont disponibles.

6.1.2 Données simulées

Les données expérimentales sont comparées à un lot de données issues d’une simulation Monte-Carlo de 10 millions d’événements de biais minimum non-diffractif basée sur le générateur d’événements PYTHIA [26]. La géométrie du détecteur simulée correspond à la géométrie nominale, c’est-à-dire à un alignement parfait.

Les données simulées ont été reconstruites en utilisant une carte des modules morts mise à jour, où les modules masqués dans les pixels correspondaient à l’union des modules désactivés dans tous les *runs* puisque l’état des modules fluctuait de *run* en *run*. Sur la figure 6.1 se trouvent les cartes des amas enregistrés montrant les régions désactivées dans tous les *runs* pour les trois couches du détecteur à pixels (dans le tonneau uniquement). Ces cartes mettent en avant le fait qu’un module mort à petit $|\eta|$ aura un plus grand impact en terme de perte d’acceptance qu’un module à grand $|\eta|$.

Sur la figure 6.1(a), la région sans amas à η allant de -0.6 à 0.6 et de $\varphi \sim -2.3$ correspond à un module mort, tout comme la région allant de $\eta=-1.9$ à $\eta=2.1$ et à $\varphi=1.7$. En revanche, la petite région située à $\eta \sim -0.5$ et $\varphi \sim 0.3$ représente un *front-end chip* désactivé.

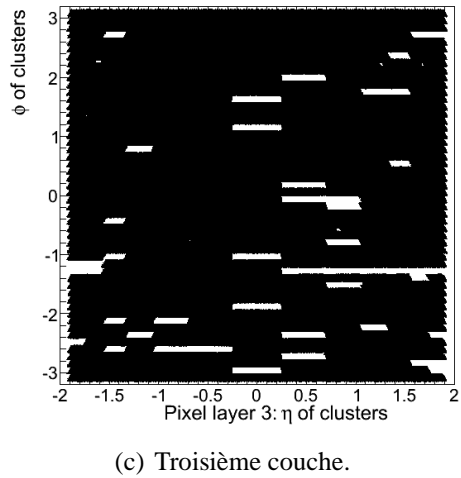
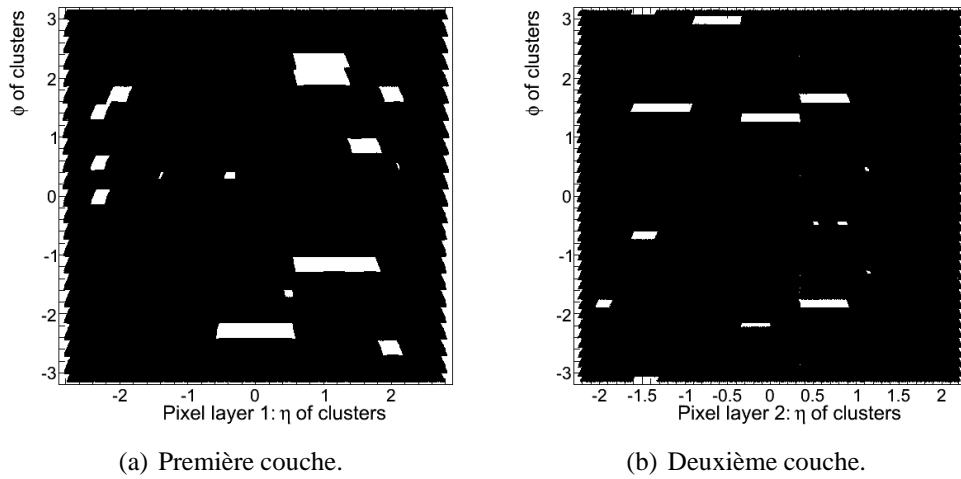


FIG. 6.1 – Cartes des régions désactivées dans tous les *runs* dans les couches 1, 2 et 3 du détecteur à pixels.

Sur la première couche, comptant 286 modules, 7 étaient désactivés pendant tous les *runs* et jusqu'à 11 étaient désactivés dans certains *runs*. Sur la seconde couche, 2 à 6 modules étaient désactivés sur 494 au total et enfin sur la troisième couche, composée de 676 modules, 28 à 41 modules étaient inactifs selon les *runs*.

Pour faciliter la comparaison des données expérimentales avec les données simulées, les mêmes modules ont été masqués également dans les données simulées lors de la reconstruction. Cependant, les régions plus petites que les modules, telles que les *front-end chips* ($1/16^{ième}$ de module) ou les canaux isolés, qui étaient désactivées ou mortes durant la prise de données, ne sont pas masquées dans la si-

mulation, ce qui peut induire de légères différences entre données expérimentales et simulées.

6.1.3 Sélection

A la fois pour les données expérimentales et simulées, il est requis qu'au moins un vertex primaire ait été reconstruit dans l'événement dans la mesure où c'est un élément-clef pour l'étiquetage des jets b , que ce soit pour calculer le paramètre d'impact des traces ou pour trouver la distance entre le vertex primaire et un éventuel vertex secondaire déplacé. Il est à noter que les traces de faible impulsion transverse (jusqu'à 150 MeV/c) ont également été prises en compte pour la reconstruction du vertex primaire. Elles seront en revanche écartées dans l'analyse qui va suivre (comme on le verra dans la section 6.2.1). Pour assurer une bonne reconstruction de ce vertex primaire, seuls les événements où il a été reconstruit avec au moins quatre traces sont conservés.

On obtient au final un échantillon de données expérimentales de 309 796 événements.

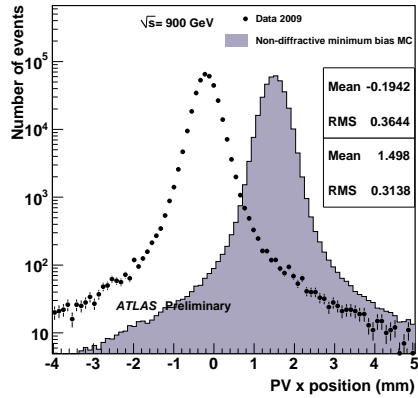
Les distributions des coordonnées des vertex primaires reconstruits se trouvent sur la figure 6.2¹.

Étant donné que la position du point de collision ne peut être prédite, la simulation de la position du vertex primaire dans le Monte-Carlo ne correspond pas à celle que l'on obtient avec les données. En particulier on observe une translation en x et y . En z , les distributions sont centrées mais la distribution est plus large dans les données. Pour corriger cette différence, tous les événements de la simulation sont repondérés de manière à ce que les distributions de la position longitudinale du vertex primaire dans les données expérimentales et simulées (après repondération) soient en accord (figure 6.2(d)).

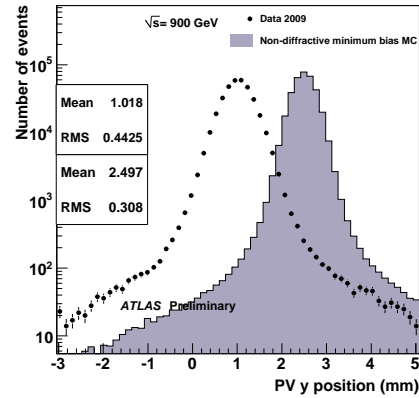
6.2 Propriétés des traces chargées

Les traces sont l'ingrédient principal de l'étiquetage des jets b : elles permettent la reconstruction de vertex secondaires, on utilise la mesure de leur paramètre d'impact par rapport au vertex primaire pour discriminer les traces issues de vertex secondaires des autres, etc. C'est pourquoi une vérification du bon accord données expérimentales - données simulées est nécessaire avant toute étude concernant l'étiquetage des jets b .

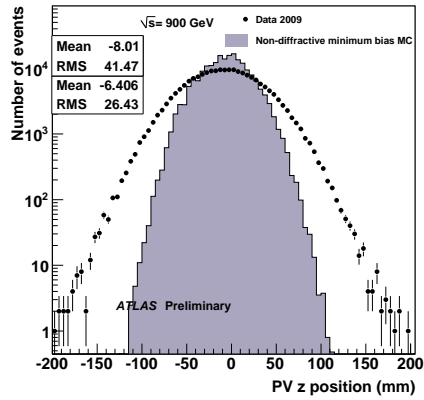
¹Sur toutes les figures avec boîtes de statistique, la boîte du haut correspondra toujours à la légende du haut.



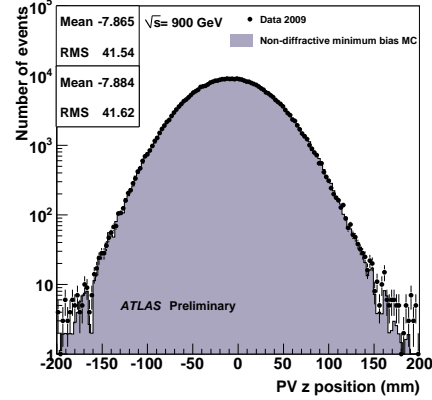
(a) Coordonnée x.



(b) Coordonnée y.



(c) Coordonnée z avant repondération.



(d) Coordonnée z après repondération.

FIG. 6.2 – Distributions des coordonnées x (a), y (b) et z (c) des vertex primaires reconstruits dans les données expérimentales (points noirs) et simulées (histogramme plein). La distribution extraite du Monte-Carlo est normalisée aux données. Sur la figure (d) se trouve la distribution de la coordonnée z du vertex primaire après repondération du Monte-Carlo.

6.2.1 Sélection des traces

Les traces sont les trajectoires des particules chargées reconstruites à partir de coups laissés par ces particules dans le détecteur interne et qui forment des amas. Dans le détecteur à pixels, deux coups adjacents sont regroupés pour former un amas. La coordonnée de l'amas correspond alors au barycentre des coordonnées des centres des pixels touchés pondérés par un même poids. Cette méthode simple, utilisée seulement pour les premières données est appelée *digital clustering*.

Ensuite des algorithmes reconstruisent les traces en deux étapes :

- reconnaissance puis association des amas induits par une même particule. Cette tâche est la reconnaissance de motifs (ou *pattern recognition*).
- utilisation des amas associés à une même trace pour ajuster les paramètres décrivant la trajectoire de la particule chargée. Dans le champ magnétique dans lequel baigne le détecteur interne, les particules chargées suivent une hélice dont l'axe est parallèle à l'axe du faisceau.

En moyenne, une trace est reconstruite à partir de 3 amas dans les pixels, 8 dans le SCT et 34 dans le TRT.

Seules les traces reconstruites par l'algorithme *inside-out* sont considérées. Cet algorithme utilise les amas déposés dans le détecteur à pixels et le SCT pour construire des traces qui sont ensuite extrapolées vers le TRT [29]. La trace est réajustée avec les coups du TRT. Ce ré-ajustement à grand rayon permet d'obtenir une meilleure résolution sur l'impulsion transverse obtenue à partir de la courbure de l'hélice reconstruite, tandis que les coups dans les pixels et le SCT offrent une meilleure résolution sur le paramètre d'impact de par leur proximité au vertex primaire. Des traces avec une impulsion transverse minimale de 100 MeV/c peuvent être ainsi reconstruites. Le nombre de traces alors sélectionnées est d'environ 2.1 millions.

Enfin, seules les traces passant les coupures de sélection de base pour l'étiquetage des jets b (chapitre 3, tableau 3.2, IP) ont été retenues ici, l'objectif final étant d'étudier leur comportement dans JetProb. Toutefois, pour cette étude des traces, on ne se restreint pas aux seules traces associées aux jets mais on considère toutes les traces de l'événement passant la sélection, afin de garder une statistique suffisante (le nombre de jets par événement étant très faible à une énergie au centre de masse de 900 GeV).

Après cette sélection, le nombre de traces exploitables dans les données est de 458 000.

6.2.2 Propriétés cinématiques et géométriques des traces

Sur la figure 6.3 se trouve les distributions de l'impulsion transverse des traces dans les données et le Monte-Carlo. Les différences observées entre données et simulation sont dues aux différences entre la physique simulée par le Monte-Carlo et la réalité.

Dans la suite de l'analyse, toutes les distributions liées aux traces ont été repondérées dans le Monte-Carlo pour prendre en compte le désaccord des spectres de p_T dans les données et la simulation.

Sur la figure 6.4 se trouvent les distributions de l'impulsion transverse, avec Monte-Carlo repondéré, et de la pseudorapacité de ces traces dans les données et dans le Monte-Carlo ainsi que le ratio des distributions normalisées.

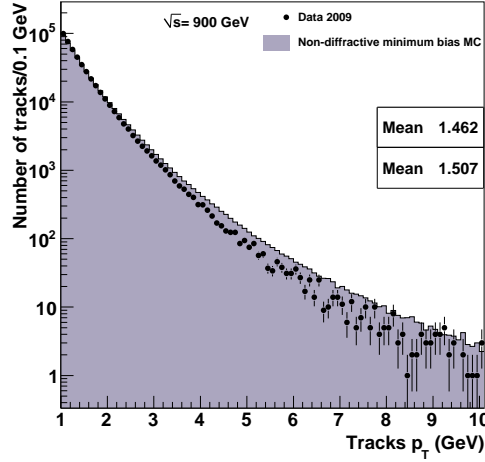


FIG. 6.3 – Impulsion transverse des traces passant la sélection dans les données expérimentales (points noirs) et simulées (histogramme plein). La distribution extraite du Monte-Carlo est normalisée aux données.

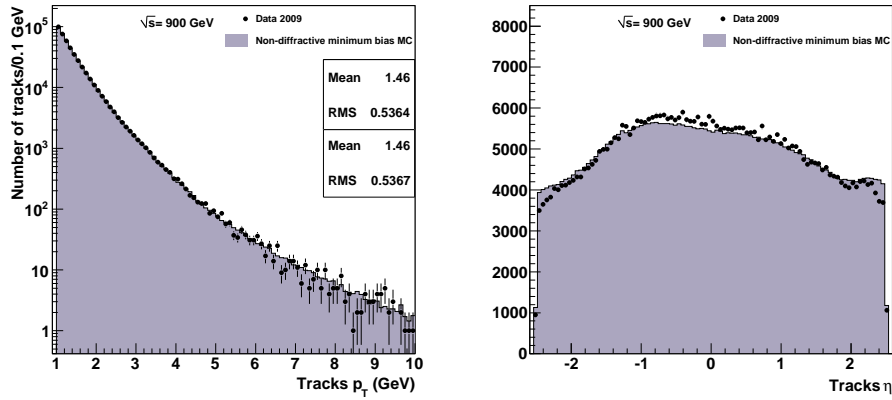
Les histogrammes de ratio montrent un bon accord général.

6.2.3 Contenu en amas

Le nombre moyen d’amas associés à des traces dans le détecteur à pixels se trouve sur les figures 6.5(a) et 6.5(b) en fonction de l’angle azimuthal et de la pseudorapidité de la trace, respectivement. La forme de la distribution en φ reflète les modules et régions alors inactifs, comme on peut les voir sur les cartes se trouvant de la figure 6.1. Les deux structures à grand $|\eta|$ sont dues à la géométrie du détecteur (traces traversant le tonneau et les disques), tandis que les régions avec beaucoup de modules désactivés, notamment entre $\eta = 0$ et $\eta = 0.5$ dans les couches 1 et 3, modulent légèrement la forme de la distribution.

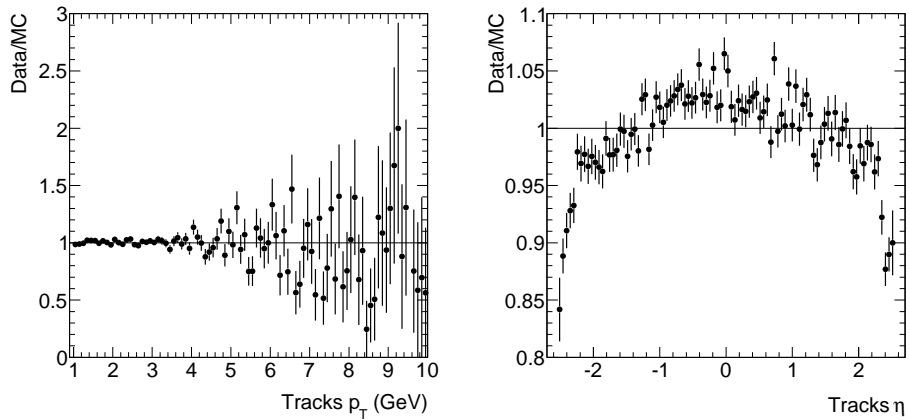
Sur la figure 6.5(a), on observe que le nombre moyen d’amas sur les traces dans les données est inférieur à celui du Monte-Carlo à $\varphi = -1.7$ et -2.2 . Ceci s’explique par le fait que, comme on le voit sur la figure 6.1(a), sur la première couche du détecteur à pixels, à $\varphi = -1.7$ et $\eta = 0.5$ un *front-end chip* est désactivé dans les données, alors que dans le Monte-Carlo cette région est active. De même, sur la deuxième couche du détecteur à pixels (figure 6.1(b)), une région est désactivée à $\varphi = -2.2$ et $-0.3 < \eta < 0$.

Les mêmes distributions sont présentées sur les figure 6.5(c) et 6.5(d) pour les amas dans le SCT. De nouveau, la distribution en φ indique les régions du détecteurs désactivées tandis que la distribution en η représente la géométrie du



(a) Impulsion transverse des traces passant la sélection dans les données expérimentales (points noirs) et simulées (histogramme plein). La distribution extraite du Monte-Carlo est normalisée aux données et a été pondérée pour correspondre aux données.

(b) Pseudorapidité des traces passant la sélection dans les données expérimentales (points noirs) et simulées (histogramme plein). La distribution extraite du Monte-Carlo est normalisée aux données.



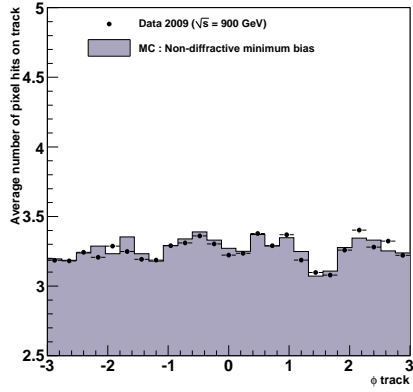
(c) Ratio données/Monte-Carlo de l'impulsion transverse des traces.

(d) Ratio données/Monte-Carlo de la pseudorapidité des traces.

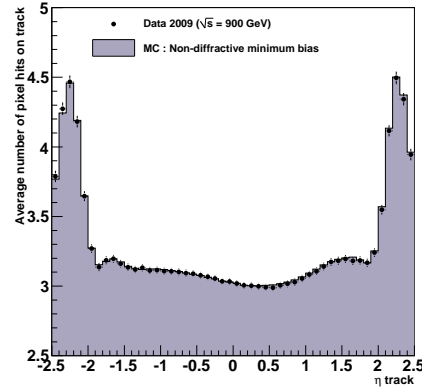
FIG. 6.4 – p_T et η de toutes les traces passant la sélection.

détecteur.

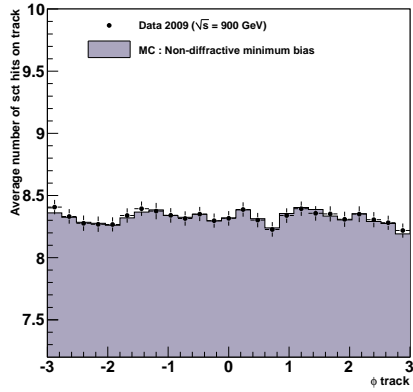
Dans toutes ces distributions le Monte-Carlo décrit très bien les données. Le nombre moyen d'amas associés dans la simulation est très légèrement surestimé dans la mesure où les entités plus petites que les modules, inactives lors de la prise de données, n'étaient pas masquées dans la simulation.



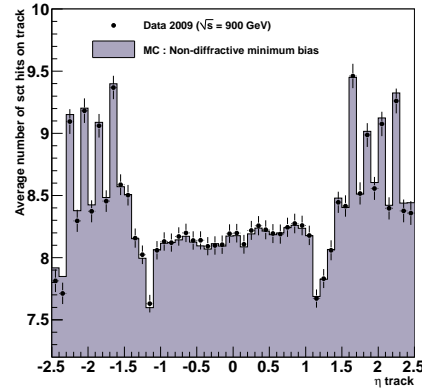
(a) Nombre d'amas dans les pixels en fonction de ϕ .



(b) Nombre d'amas dans les pixels en fonction de η .



(c) Nombre d'amas dans le SCT en fonction de ϕ .

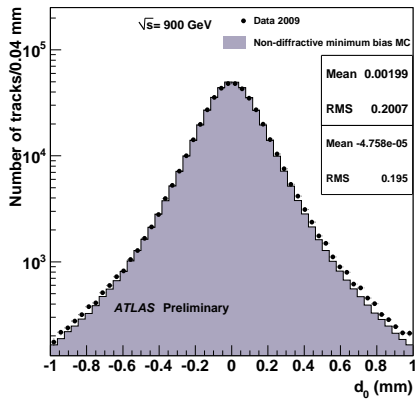


(d) Nombre d'amas dans le SCT en fonction de η .

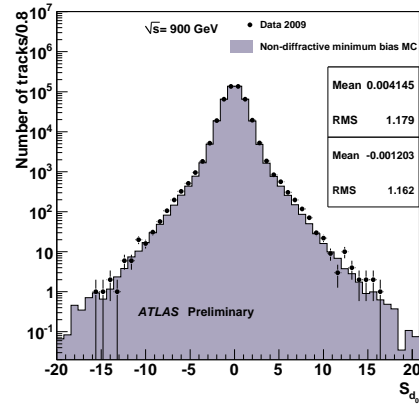
FIG. 6.5 – Distributions du nombre moyen d'amas par trace dans les pixels et le SCT en fonction de ϕ et η .

6.2.4 Paramètre d'impact

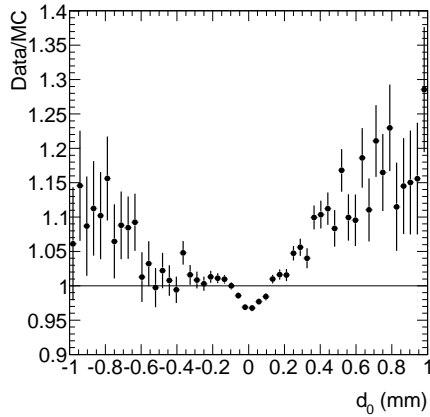
Les distributions du paramètre d'impact transverse d_0 et de sa signifi-
cance $S_{d_0} = \frac{d_0}{\sigma_{d_0}}$ ainsi que celles du paramètre d'impact longitudinal z_0 et de sa signifi-
cance S_{z_0} pour toutes les traces sélectionnées dans les données expérimentales et
simulées se trouvent sur les figures 6.6 et 6.7. Ces distributions sont essentielles à
l'étiquetage des jets b pour la discrimination des traces issues du vertex primaire
de celles issues d'un vertex déplacé. Le paramètre d'impact est calculé de manière
non-biaisée par rapport au vertex primaire, c'est-à-dire que le vertex par rapport
auquel il est mesuré est ré-ajusté en excluant la trace considérée.



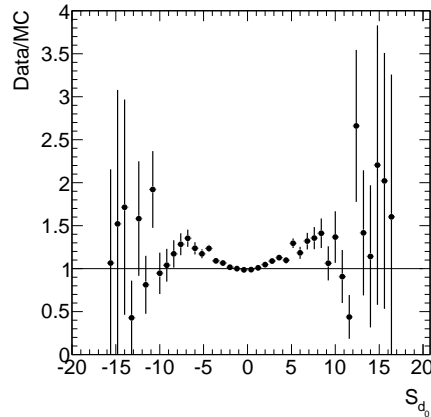
(a) Paramètre d'impact transverse d_0 .



(b) Significance du paramètre d'impact transverse S_{d_0} .



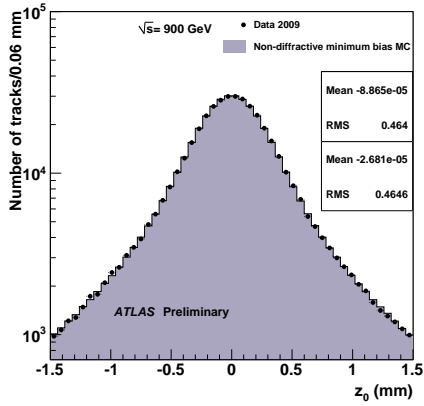
(c) Ratio données/Monte-Carlo du paramètre d'impact transverse d_0 .



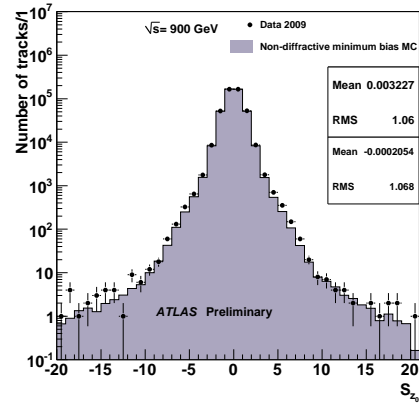
(d) Ratio données/Monte-Carlo de la signification du paramètre d'impact transverse S_{d_0} .

FIG. 6.6 – d_0 et S_{d_0} de toutes les traces passant la sélection dans les données expérimentales (points noirs) et simulées (histogramme plein). Les distributions extraites du Monte-Carlo sont normalisées aux données.

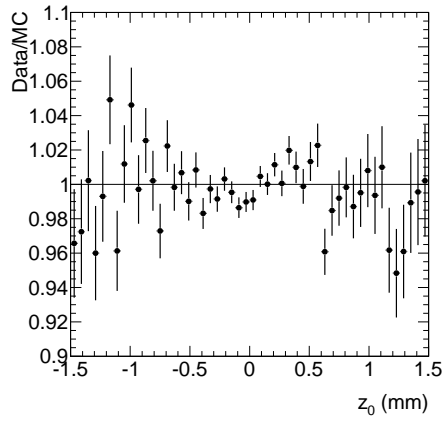
L'accord global entre données simulées et expérimentales est bon comme on peut le voir sur les figures de ratio 6.6(c), 6.6(d), 6.7(c) et 6.7(d). La distribution de d_0 est plus étroite dans les données simulées, ce qui peut traduire une description imparfaite de l'alignement du détecteur. En effet, on s'attend à ce que les traces de grande impulsion ne soient pas sensibles à la diffusion multiple et aient des valeurs de d_0 très proches de 0 dans la mesure où la plupart des traces viennent du vertex primaire dans les données étudiées et aussi dans la mesure où les traces de grand p_T sont bien reconstruites par le trajectographe. Tout problème d'ali-



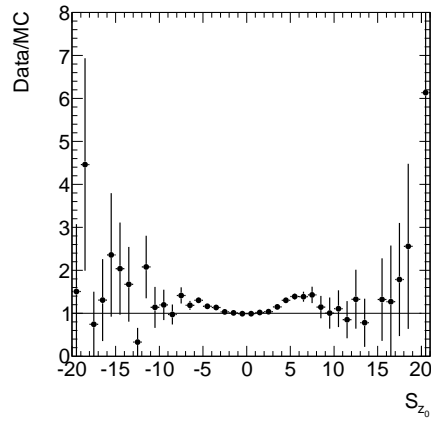
(a) Paramètre d'impact longitudinal z_0 .



(b) Significane du paramètre d'impact longitudinal S_{z_0} .



(c) Ratio données/Monte-Carlo du paramètre d'impact longitudinal z_0 .

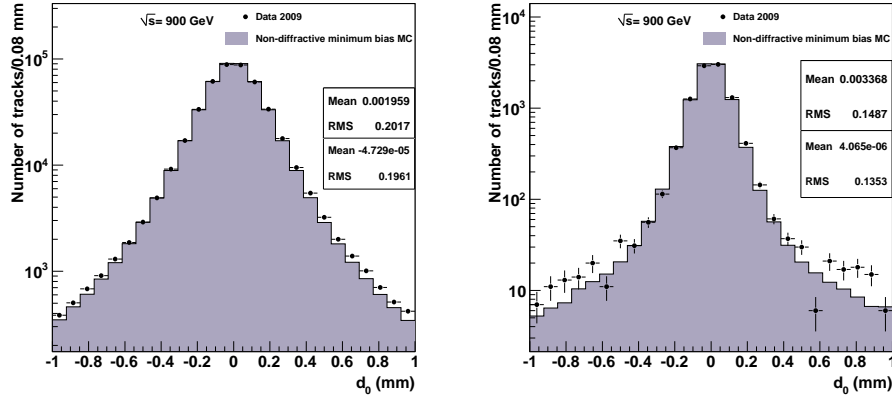


(d) Ratio données/Monte-Carlo de la significane du paramètre d'impact longitudinal S_{z_0} .

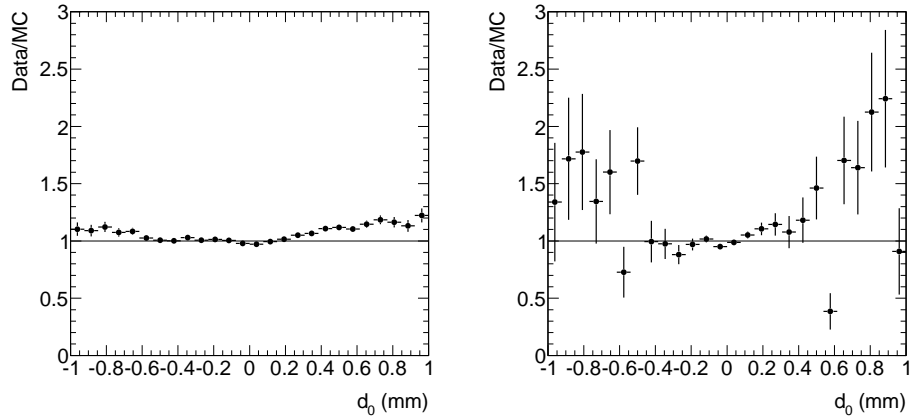
FIG. 6.7 – z_0 et S_{z_0} de toutes les traces passant la sélection dans les données expérimentales (points noirs) et simulées (histogramme plein). Les distributions extraites du Monte-Carlo sont normalisées aux données.

gnement se traduira donc par un élargissement de la distribution dû aux traces de grande impulsion transverse. C'est ce que l'on observe sur les histogrammes de la figure 6.8 : sur la figure 6.8(a) se trouve la distribution de d_0 pour les traces avec $1 \text{ GeV}/c < p_T < 3 \text{ GeV}/c$ et sur la 6.8(b) pour celles de $p_T > 3 \text{ GeV}/c$. La distribution de d_0 , dans le Monte-Carlo, des traces de grande impulsion transverse est beaucoup plus piquée à 0 alors que les queues dues à la diffusion multiples sont plus importantes pour les traces de basse impulsion transverse. On observe sur les figures de ratio 6.8(c) et 6.8(d) un bien meilleur accord entre données et Monte-

Carlo pour les traces de basse impulsion transverse où les distributions de d_0 sont dominées par l'interaction multiple alors que le désaccord à grand p_T témoigne du mauvais alignement.



(a) d_0 pour les traces avec $1 \text{ GeV}/c < p_T < 3 \text{ GeV}/c$. (b) d_0 pour les traces de $p_T > 3 \text{ GeV}/c$.



(c) Ratio données/Monte-Carlo de d_0 pour les traces avec $1 \text{ GeV}/c < p_T < 3 \text{ GeV}/c$. (d) [Ratio données/Monte-Carlo de d_0 pour les traces de $p_T > 3 \text{ GeV}/c$.

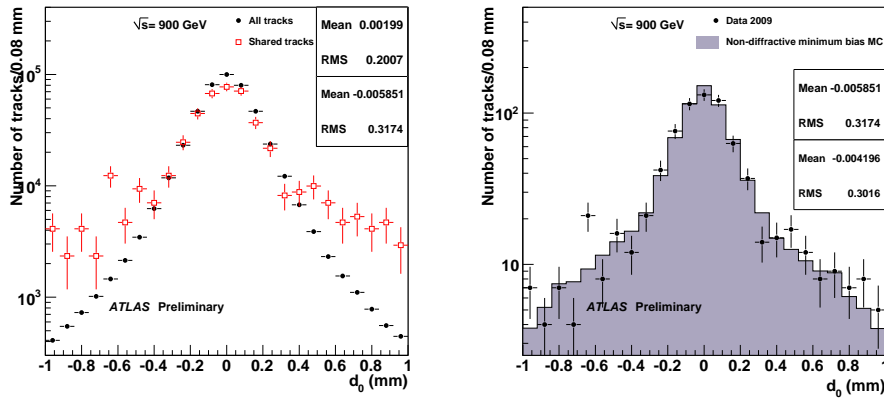
FIG. 6.8 – d_0 des traces avec $1 \text{ GeV}/c < p_T < 3 \text{ GeV}/c$ (a) et de $p_T > 3 \text{ GeV}/c$ (b) passant la sélection dans les données expérimentales (points noirs) et simulées (histogramme plein). Les distributions extraites du Monte-Carlo sont normalisées aux données. Ratio des distributions pour les traces avec $1 \text{ GeV}/c < p_T < 3 \text{ GeV}/c$ (c) et de $p_T > 3 \text{ GeV}/c$ (d).

6.2.5 Traces avec coups partagés

Les traces à coups partagés, dont il a été question dans la section 4.3.2.1, doivent subir un traitement spécial dans l'étiquetage des jets b afin de ne pas dégrader les performances des algorithmes.

La figure 6.9(a) montre la distribution, dans les données, du paramètre d'impact transverse de toutes les traces (ronds noirs) et des traces avec coups partagés (carrés rouges). On observe une distribution nettement plus large pour les traces à coups partagés.

Dans la figure 6.9(b) la distribution de d_0 des traces à coups partagés dans les données en noir est comparée à celle issue de la simulation (histogramme plein). L'accord est correct mais étant donnée la faible statistique de traces à coups partagés (0.3%) dans les événements de biais minimum où la densité de trace et l'impulsion transverse des jets sont faibles, les erreurs restent larges.



(a) Paramètre d'impact transverse d_0 de toutes les traces (ronds noirs) et des traces avec coups partagés (carrés rouges) dans les données.
 (b) Paramètre d'impact transverse d_0 des traces avec coups partagés dans les données (points noirs) et dans le Monte-Carlo (histogramme plein). Les distributions extraites du Monte-Carlo sont normalisées aux données.

FIG. 6.9 – Paramètre d'impact transverse d_0 .

6.3 Vers l'étiquetage des jets b

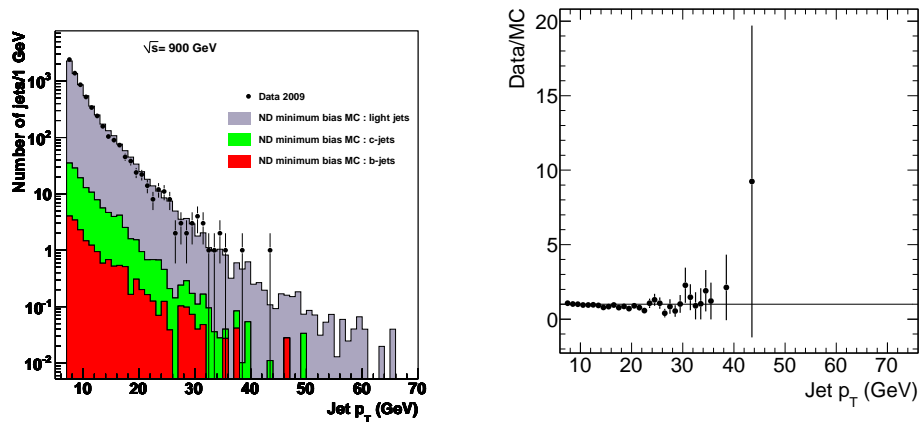
6.3.1 Sélection des jets

Les jets calorimétriques sont utilisés pour définir la direction du jet et l'axe du jet permet de définir le signe du paramètre d'impact transverse.

Seuls les jets reconstruits avec l’algorithme AntiKt4H1Topo (voir section 3.1.1) dans l’acceptance du détecteur interne ($|\eta| < 2.7$), d’impulsion transverse à l’échelle électromagnétique supérieure à 7 GeV/c et avec au moins une trace associée passant les coupures de sélection usuelles sont considérés (3.1.1.1, 3.2). Un échantillon de 6 372 jets passant ces coupures dans les données est disponible.

Ces jets sont peu énergiques : l’impulsion transverse moyenne dans les données est de 9.5 GeV/c à l’échelle électromagnétique. Ces conditions cinématiques ne correspondent pas à la région pour laquelle l’étiquetage des jets b a été optimisé. Toutefois, on a choisi de ne pas adapter l’étiquetage des jets b à ces conditions car les efforts nécessaires pour un tel travail ne seraient pas utiles dans la mesure où l’intérêt de l’étiquetage des jets b réside dans les données prises à plus haute énergie où des signaux de physique significatifs sont extractibles. Cela demanderait d’utiliser un autre algorithme de reconstruction des traces qui n’a pas encore été validé, et impliquerait de plus grandes contaminations de sources de traces non promptes, telles que les conversions et l’interaction avec la matière.

Sur la figure 6.10 sont représentées les distributions de l’impulsion transverse des jets dans les données et le Monte-Carlo ainsi que le ratio des deux distributions normalisées [30]. La contribution de chacune des saveurs de jets dans le Monte-Carlo est discernable : rouge pour les jets b , vert pour les jets c et mauve pour les jets légers.

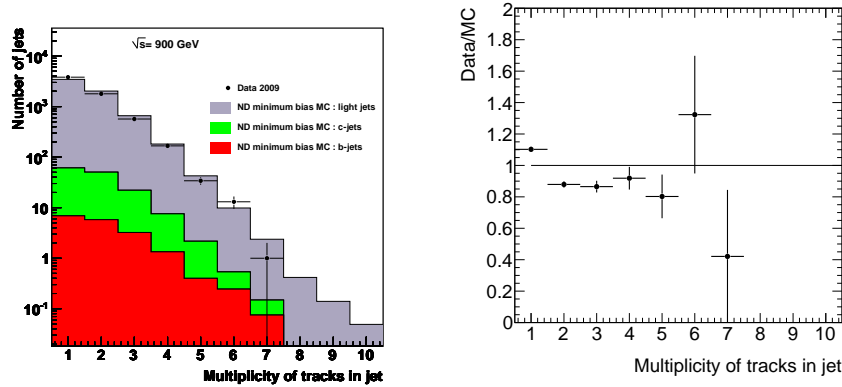


(a) Impulsion transverse des jets dans les données expérimentales (points noirs) et dans les données simulées (histogramme plein). La distribution extraite du Monte-Carlo est normalisée aux données. (b) Ratio données/Monte-Carlo de l’impulsion transverse des jets.

FIG. 6.10 – Impulsion transverse des jets.

La multiplicité des traces associées aux jets est représentée sur la figure 6.11(a). Sur la figure 6.11(b) se trouve le ratio des distributions normalisées.

La multiplicité est de 1.6 trace par jet en moyenne, ce qui est faible mais dû aux coupures de sélection des traces qui sont très sévères, notamment la coupure en p_T à 1 GeV/c qui a été optimisée pour des traces dans des jets de plus grande énergie.



(a) Multiplicité des traces dans les jets (b) Ratio données/Monte-Carlo de la dans les données expérimentales (points noirs) et dans les données simulées (histogramme plein). La distribution extraite du Monte-Carlo est normalisée aux données.

FIG. 6.11 – Multiplicité des traces dans les jets.

6.3.2 Paramètre d'impact signé

La figure 6.12(a) montre la distribution du paramètre d'impact transverse signé par rapport à l'axe du jet et la figure 6.12(b) sa signification.

L'accord entre données expérimentales et simulées est bon, comme on peut le voir sur les figures de ratio 6.12(c) et 6.12(d), avec encore une fois une distribution légèrement plus étroite dans les données simulées. Les distributions sont symétriques autour de 0, il n'apparaît pas de contribution significative de saveur lourde.

A une énergie au centre de masse de 900 GeV, seulement une centaine de jets c et une douzaine de jets b de basse impulsion transverse sont attendus en se basant sur la composition en saveur du lot de données Monte-Carlo.

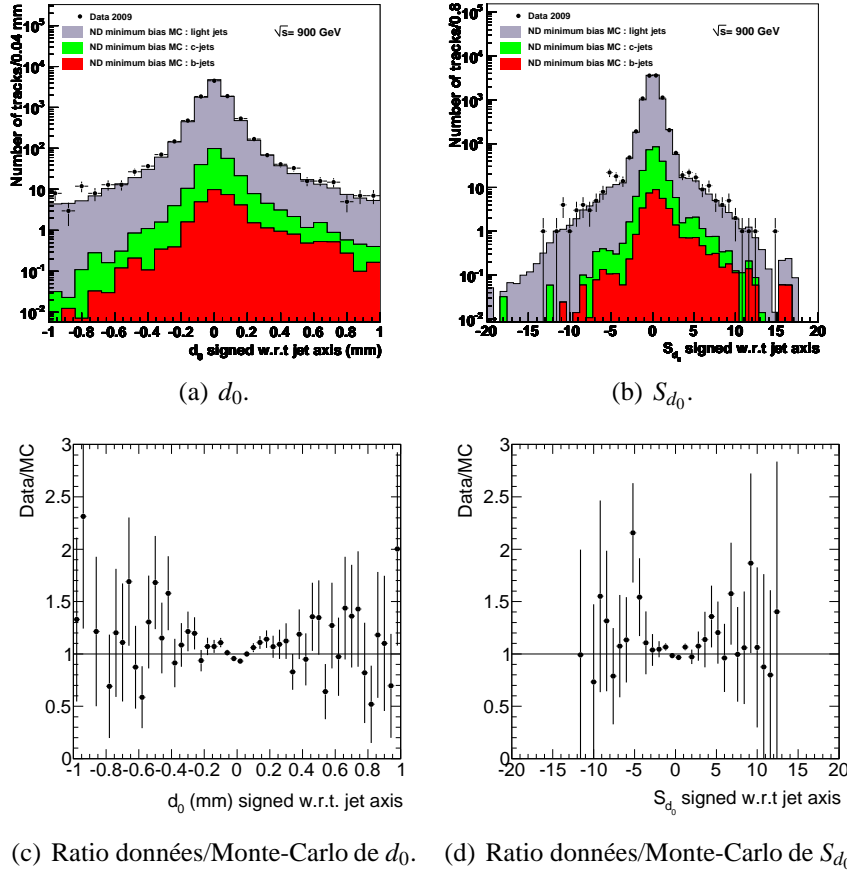
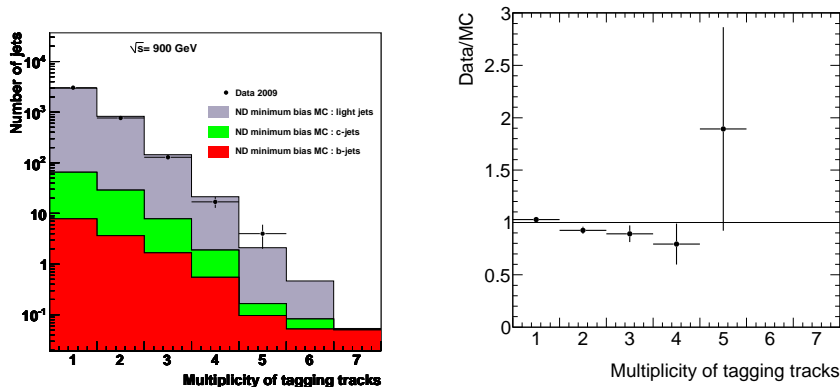


FIG. 6.12 – Paramètre d’impact transverse d_0 et signficance S_{d_0} signés par rapport à l’axe du jet dans les données expérimentales (points noirs) et dans les données simulées (histogramme plein). Les distributions extraites du Monte-Carlo sont normalisées aux données.

6.4 JetProb

Parmi toutes les traces associées aux jets, seules celles avec un paramètre d’impact transverse positif sont utilisées pour calculer la probabilité JetProb. Leur multiplicité est représentée sur la figure 6.13(a). Elle est de 1.3 trace par jet en moyenne. L’accord entre données et Monte-Carlo est correct, comme on le voit sur la figure 6.13(b) montrant le ratio entre les distributions extraites des données et de la simulation.

La distribution de la signficance du paramètre d’impact transverse signé de ces traces, S_{d_0} , est montrée sur la figure 6.14(a). La contribution des traces à coups partagés apparaît à partir de $|S_{d_0}| = 3.5$. Sur la figure 6.14(a) se trouve le ratio



(a) Multiplicité des traces avec $d_0 > 0$ dans les jets dans les données expérimentales (points noirs) et dans les données simulées (histogramme plein). La distribution extraite du Monte-Carlo est normalisée aux données. (b) Ratio données/Monte-Carlo de la multiplicité des traces avec $d_0 > 0$.

FIG. 6.13 – Multiplicité des traces avec $d_0 > 0$ dans les jets.

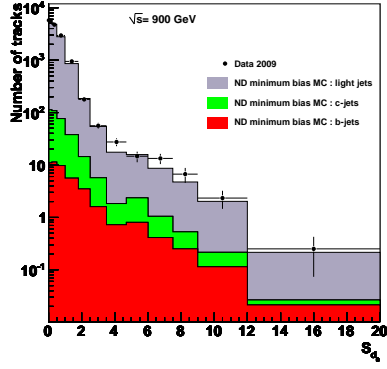
correspondant.

6.4.1 Extraction de la fonction de résolution de JetProb

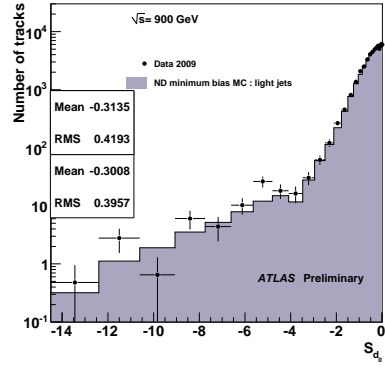
Etant donné l'assez bon accord entre données et Monte-Carlo pour la distribution de la signficance du paramètre d'impact transverse signé (figure 6.12(d)), la fonction de résolution pour les traces promptes a été extraite de la simulation, en ne prenant en compte que les traces issues de jets légers. Sa compatibilité avec les données a été vérifiée a posteriori. On voit cette comparaison sur la figure 6.14(b) et le ratio sur la figure 6.14(d).

Il y a deux avantages à utiliser le Monte-Carlo : la statistique y est, pour le moment, bien plus importante que dans les données, donc les queues de la distribution de S_{d_0} sont plus peuplées et de plus, on peut supprimer les contaminations d'éventuelles saveurs lourdes et autres particules à long temps de vie dans la partie négative en se servant de la vérité Monte-Carlo. A noter que dans le chapitre suivant (chapitre 7) dédié à l'étude des premières données à 7 TeV, une autre stratégie a été utilisée grâce à la plus grande statistique.

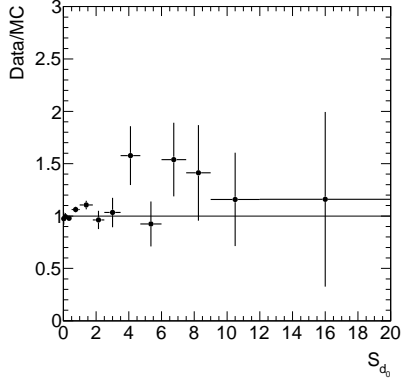
Seules les traces avec un paramètre d'impact transverse négatif sont utilisées afin d'essayer de ne reproduire que la dispersion due à la résolution et non à la contribution des particules à long temps de vie. Cette distribution issue du Monte-Carlo est ensuite symétrisée autour de 0 pour construire la fonction de résolution complète \mathcal{R} .



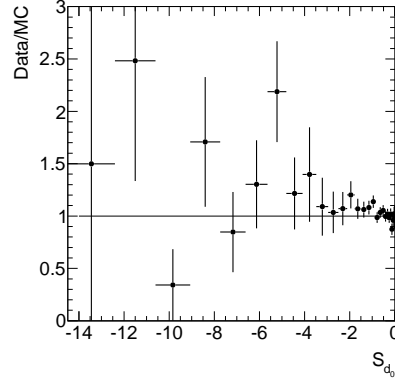
(a) S_{d_0} pour les traces de $d_0 > 0$.



(b) S_{d_0} pour les traces de $d_0 < 0$, toutes les traces dans les données et traces dans les jets légers dans le Monte-Carlo.



(c) Ratio données/Monte-Carlo de S_{d_0} pour les traces de $d_0 > 0$.



(d) Ratio données/Monte-Carlo de S_{d_0} pour les traces de $d_0 < 0$, toutes les traces dans les données et traces dans les jets légers dans le Monte-Carlo.

FIG. 6.14 – Significane du paramètre d'impact dans les données expérimentales (points noirs) et dans les données simulées (histogramme plein). Les distributions extraites du Monte-Carlo sont normalisées aux données.

Pour que cette méthode soit plus robuste par rapport aux fluctuations statistiques et pour éviter des problèmes de binning qui induisent des pics dans la distribution de la probabilité des traces et de manière plus diluée mais toujours présents dans la distribution de la probabilité des jets, on ajuste la distribution avec une forme fonctionnelle correspondant à un cœur gaussien et à deux exponentielles pour décrire les queues :

$$\mathcal{R}(x) = e^{-p_0 - p_1|x|} + e^{-p_2 - p_3|x|} + p_4 e^{-x^2/2p_5^2}. \quad (6.1)$$

La distribution extraite du Monte-Carlo et l'ajustement sont montrés sur la figure 6.15 où la contribution de chacun des termes apparaît (première exponentielle en rouge, seconde en vert et gaussienne en bleu). Les paramètres de l'ajustement se trouvent sur la figure et le χ^2/N_{dof} est de 662/54, ce qui indique un accord moyen, comme le montre la description des queues imparfaites.

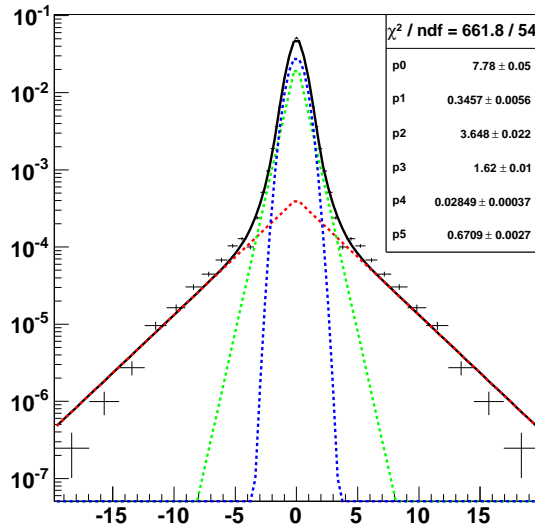


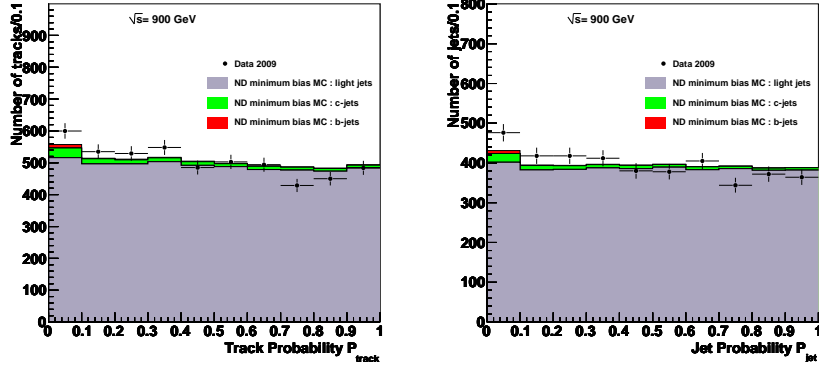
FIG. 6.15 – Ajustement de la fonction de résolution extraite du Monte-Carlo.

6.4.2 Probabilité des traces et des jets JetProb

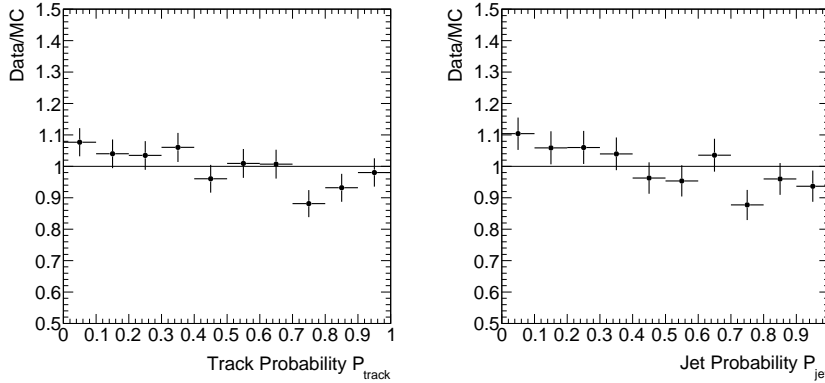
Pour calculer la probabilité des traces, on compare la signification du paramètre d'impact signé de toutes les traces avec $d_0 > 0$ à la fonction de résolution \mathcal{R} . On obtient la distribution de la probabilité des traces montrée sur la figure 6.16(a).

On combine ensuite la probabilité de ces traces pour obtenir la probabilité du jet qui est représentée sur la figure 6.16(b).

L'accord données expérimentales - données simulées est raisonnable ($\sim 10\%$), comme on peut le voir sur les figures de ratio 6.16(c) et 6.16(d). On constate que la distribution de P_{jet} n'est pas parfaitement plate dans les données mais pique un peu à 0 et décroît pour les grandes probabilités. Ceci est dû au fait que la distribution de S_{d_0} est plus large dans les données que dans le Monte-Carlo alors que l'on a utilisé une seule et même fonction de résolution.



(a) Probabilité des traces d'être issues de jets légers dans les données (points noirs) et le Monte-Carlo (histogramme plein) (normalisé aux données). (b) Probabilité des jets d'être légers dans les données (points noirs) et le Monte-Carlo (histogramme plein) (normalisé aux données).



(c) Ratio données/Monte-Carlo des distributions de la probabilité des traces. (d) Ratio données/Monte-Carlo des distributions de la probabilité des jets.

FIG. 6.16 – Probabilité des traces et des jets.

Dans les données expérimentales, 35 jets de $p_T > 15$ GeV/c avec $P_{jet} < 0.08$ ont été trouvés. C'est en accord avec le nombre attendu d'après la simulation qui est de 31. Cette coupure correspond à une efficacité d'étiquetage des jets b de 60% et sélectionne 29% des jets c dans le Monte-Carlo.

Parmi les jets avec la plus petite probabilité, c'est-à-dire les candidats b les plus vraisemblables, 2 jets dans les données ont $P_{jet} < 10^{-4}$, l'un d'entre eux utilise deux traces pour l'étiquetage et a une probabilité de $5.6 \cdot 10^{-5}$, l'autre utilise trois traces et a une probabilité de $7.6 \cdot 10^{-5}$. Le second jet correspond à un candidat b identifié par un autre algorithme applicable aux premières données, SV0 [31], basé sur la reconstruction d'un vertex secondaire. Il est visible sur la figure 6.17. La distance de vol reconstruite est de 3.7 mm et 5 traces sont utilisées pour

reconstruire le vertex secondaire dont la masse reconstruite est de $2.5 \text{ GeV}/c^2$. Bien que ce candidat ait plutôt les caractéristiques d'un jet c , le nombre de traces associées correspond plus à un jet b .

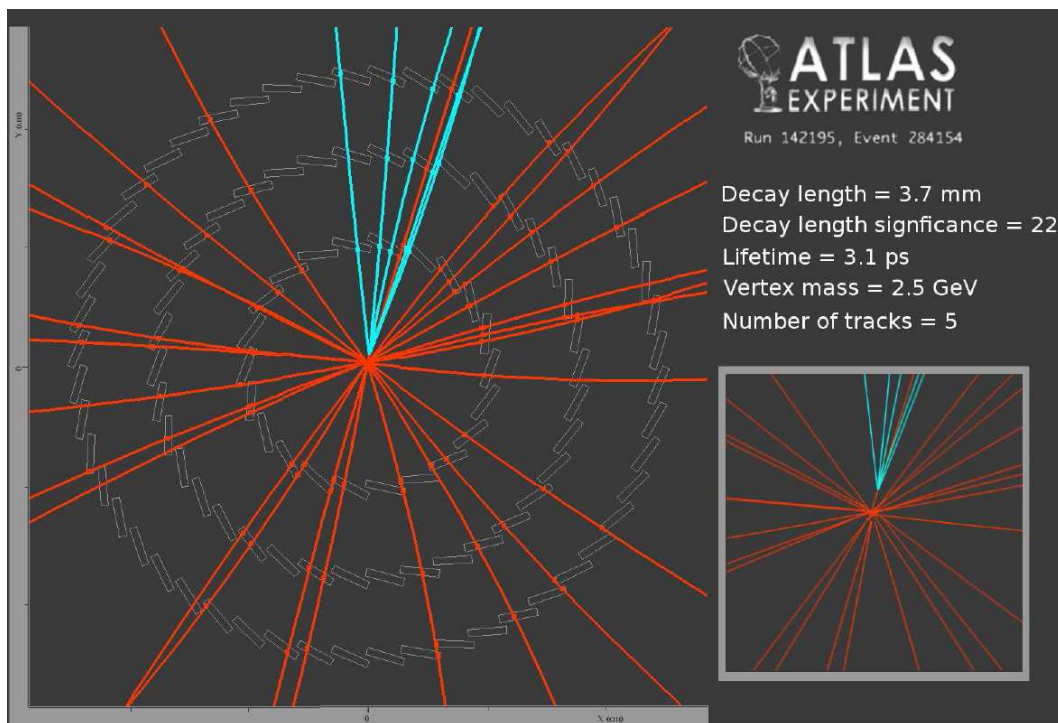


FIG. 6.17 – Événement à 900 GeV, avec un jet étiqueté par SV0 et JetProb. Les trois couches représentées sur l'image sont celles du détecteur à pixels. Seules les traces de $p_T > 500 \text{ MeV}/c$ apparaissent.

6.5 Conclusion

L'étude des propriétés des traces et des amas qui leur sont associées a révélé une très bonne compréhension du détecteur interne.

JetProb, l'un des algorithmes d'étiquetage de jets b les plus simples utilisable pour les premières données a été appliqué aux toutes premières données de biais minimum d'ATLAS. Malgré l'énergie au centre de masse de 900 GeV, des jets peu énergiques et une fraction de b très faible, conditions pour lesquelles l'étiquetage des jets b n'a pas été optimisé, le Monte-Carlo et les données ont montré un bon accord, et toutes les étapes de JetProb ont pu être mises en place avec succès : l'extraction de la fonction de résolution, l'application aux données afin de calculer la probabilité des traces et des jets. Un candidat b identifié par l'algorithme a

également été trouvé par un autre algorithme basé sur la reconstruction d'un vertex secondaire.

Chapitre 7

Etude des traces chargées et de l'étiquetage des jets issus de quarks beaux dans les premières données à 7 TeV

Les résultats des études sur les traces utilisées par les algorithmes d'étiquetage des jets b , notamment le paramètre d'impact des traces, et les résultats de l'algorithme JetProb obtenus avec les premières données à 7 TeV collectées au printemps 2010 sont présentés dans ce chapitre.

Dans la dernière partie, des événements de signature particulière comprenant de bons candidats jets b ainsi que des événements candidats top seront étudiés en détail.

7.1 Statistiques et propriétés des lots étudiés

7.1.1 Données simulées et données expérimentales

L'analyse est basée sur un échantillon de collisions à une énergie au centre de masse de 7 TeV collectées de mars à juin 2010 et correspondant à une luminosité intégrée d'environ 15 nb^{-1} [32][33].

Le déclenchement utilisé pour sélectionner les événements requiert un jet d'impulsion transverse supérieure à 5 GeV/c à l'échelle électromagnétique au niveau L1.

Les données expérimentales sont comparées à un lot de 20 millions d'événements dijets issus d'une simulation Monte-Carlo basée sur le générateur d'événements PYTHIA [26].

L'alignement du détecteur interne dérivé des premières collisions de 2010 à 7 TeV a été appliqué aux données expérimentales tandis que la géométrie simulée correspond à un détecteur parfaitement aligné.

Une seule carte de modules morts obtenue à partir des données a été utilisée pour le Monte-Carlo alors que les modules désactivés ont varié au cours de la prise de données, on s'attend donc à un léger désaccord entre données expérimentales et données simulées.

La simulation des erreurs sur les amas dans le détecteur à pixels est plus précise que pour la reconstruction utilisée à 900 GeV. Par ailleurs, la stratégie du calcul du centre de l'amas est différent de celle utilisée lors de la reconstruction des événements à 900 GeV : à présent, deux coups adjacents sont toujours regroupés pour former un amas mais la coordonnée de l'amas correspond au barycentre des coordonnées des centres des pixels touchés, pondérés par leur ToT (on parle alors d'*analog clustering*).

7.1.2 Sélection des événements

Seuls les événements enregistrés lorsque les faisceaux étaient stables, les détecteurs à silicium fonctionnant avec une tension de déplétion de 150 V, ont été pris en compte dans cette analyse.

Les événements sélectionnés ont au moins un vertex primaire reconstruit avec au moins 10 traces. Pour réduire les effets d'interaction multiple, les seuls vertex supplémentaires autorisés sont ceux reconstruits avec, au plus, 4 traces. Cette sélection est importante pour l'étiquetage des jets b afin d'éviter les confusions lors du calcul du paramètre d'impact des traces par rapport au vertex primaire ou lors de la recherche de vertex secondaires.

Après cette sélection, on obtient 3.9 millions d'événements.

7.2 Propriétés des traces

7.2.1 Sélection des traces

La sélection est la même que pour l'analyse des données à 900 GeV (voir section 6.2.1). Environ 51 millions de traces ont ainsi pu être accumulées.

Des histogrammes similaires à ceux montrés dans le chapitre précédent (6.2.3) montrant un bon accord du contenu en amas des traces dans les données expérimentales et simulées ont été produits mais ne sont pas montrés de nouveau ici dans la mesure où ils n'apportent pas d'information supplémentaire.

7.2.2 Distributions du paramètre d'impact

La distribution de d_0 se trouve sur la figure 7.1(a) et sa signification sur la figure 7.1(b). d_0 est mesuré par rapport au vertex primaire de manière non biaisée. L'accord entre données expérimentales et simulées est bon, comme on le voit sur les figures 7.1(c) et 7.1(d) montrant le ratio des distributions des données expérimentales sur le Monte-Carlo. La distribution simulée est tout de même un peu plus étroite, ce qui traduit le fait que le détecteur interne n'est toujours pas parfaitement aligné.

La distribution de z_0 se trouve sur la figure 7.2(a), et sa signification sur la figure 7.2(b). L'accord entre les distributions expérimentales et simulées est bon, comme on le voit sur les figures de ratio 7.2(c) et 7.2(d) mais comme pour le paramètre d'impact transverse, plus étroit dans le Monte-Carlo.

7.2.2.1 Traces avec coups partagés

La fraction de traces avec coups partagés dans les événements dijets est bien supérieure à celle trouvée dans les événements de biais minimum. Dans l'échantillon étudié, elle est de 1.9 %. Ces traces contribuent grandement à détériorer les performances d'étiquetage en raison des grandes queues dans la distribution de d_0 . On peut le voir sur la figure 7.3(a) montrant les distributions du paramètre d'impact transverse des traces sans coups partagés (points noir) et des traces avec coups partagés (carrés rouge) dans les données expérimentales.

L'accord entre données simulées et données expérimentales dans les distributions de d_0 des traces avec coups partagés est raisonnable, on peut le voir sur la figure 7.3(b) et sur la figure de ratio correspondante (figure 7.3(c)).

7.2.3 Traces dans les jets

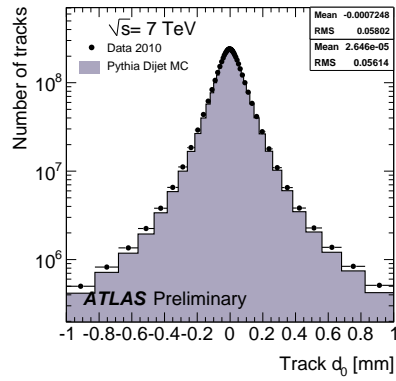
7.2.3.1 Sélection des jets

Les jets d'impulsion transverse calibrée supérieure à 20 GeV/c et de $|\eta| < 2.7$ ayant au moins une trace associée passant la sélection sont étudiés.

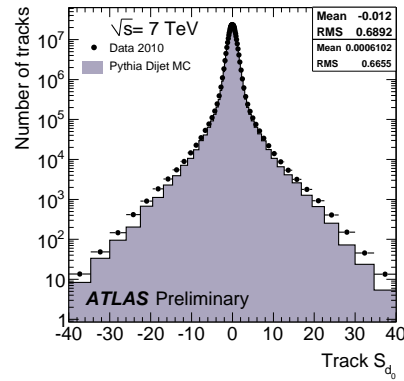
7.2.3.2 Paramètre d'impact signé

La figure 7.4(a) montre la distribution du paramètre d'impact transverse des traces signé par rapport à l'axe du jet tandis que la figure 7.4(b) montre sa signification. De nouveau, la simulation reproduit correctement les données expérimentales. Les distributions simulées restent un peu plus étroites. Les ratios des distributions sont représentés sur les figures 7.4(c) et 7.4(d).

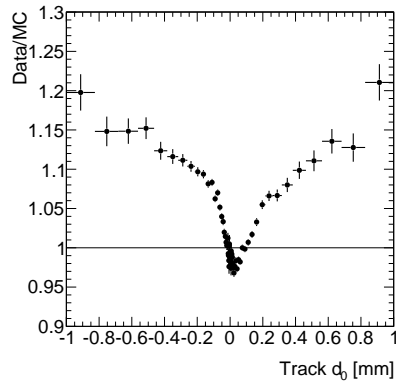
Une asymétrie est visible entre les valeurs du paramètre d'impact transverse positives et négatives et peut témoigner de la présence de traces issues de saveurs



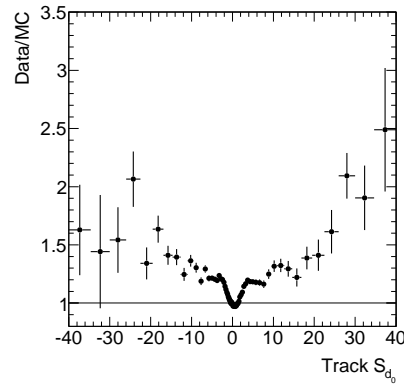
(a) Paramètre d'impact transverse d_0 .



(b) Significane du paramètre d'impact transverse d_0/σ_{d_0} .

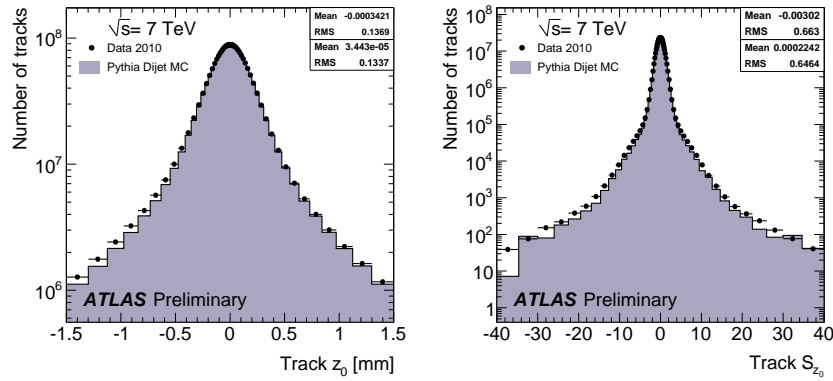


(c) Ratio données/Monte-Carlo du paramètre d'impact transverse.

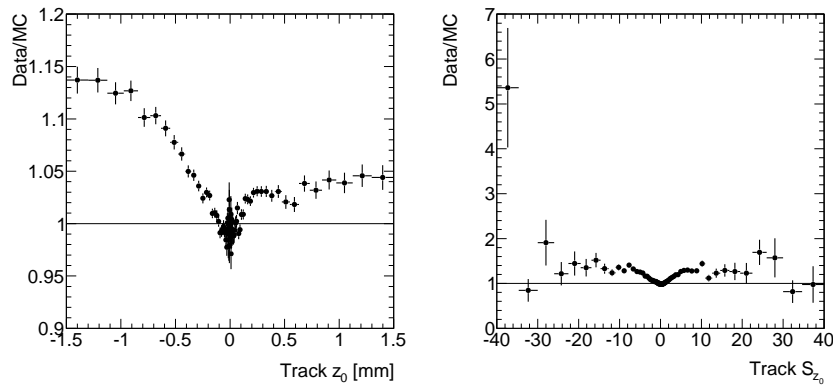


(d) Ratio données/Monte-Carlo de la significane du paramètre d'impact transverse.

FIG. 7.1 – Distributions du paramètre d'impact transverse et de sa significane, et ratio des distributions. Les données expérimentales (points noirs) sont comparées aux données simulées (histogrammes pleins).

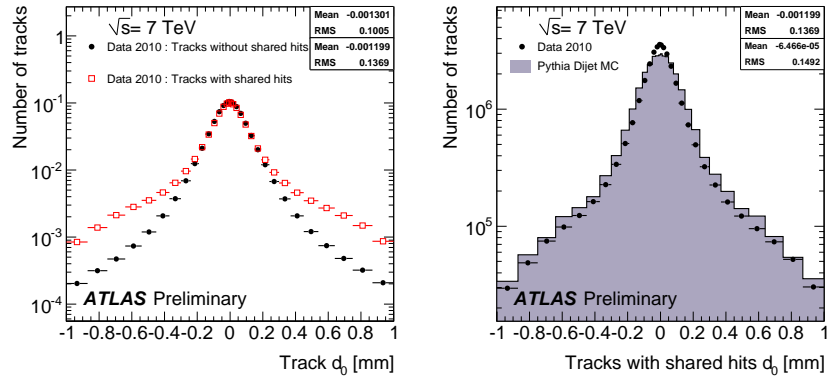


(a) Paramètre d'impact longitudinal z_0 . (b) Significane du paramètre d'impact longitudinal z_0/σ_{z_0} .

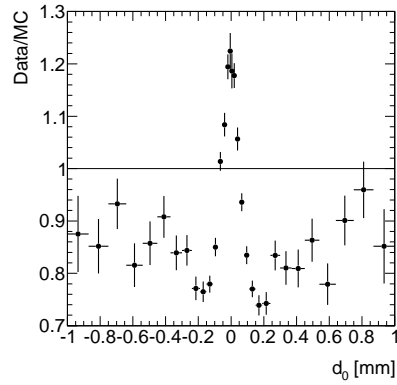


(c) Ratio données/Monte-Carlo du paramètre d'impact longitudinal. (d) Ratio données/Monte-Carlo de la significane du paramètre d'impact longitudinal.

FIG. 7.2 – Distributions du paramètre d'impact longitudinal et de sa significane, et ratio des distributions. Les données expérimentales (points noirs) sont comparées aux données simulées (histogrammes pleins).

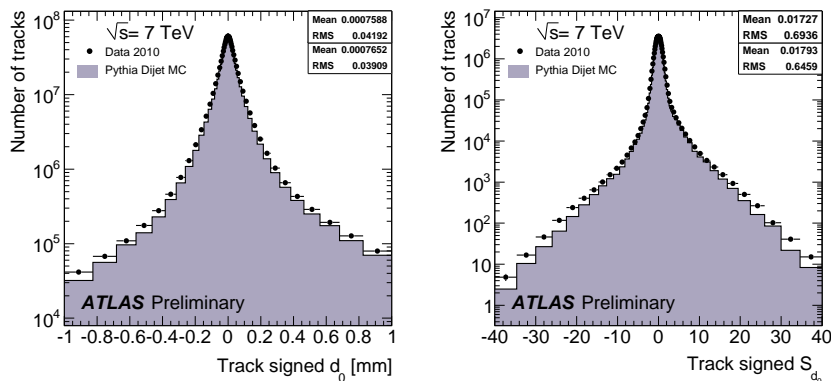


(a) Distribution du paramètre d'impact transverse des traces sans coups partagés (points noir) et des traces avec coups partagés (carrés rouge) dans les données expérimentales (points noirs) et dans les données simulées (histogramme plein).

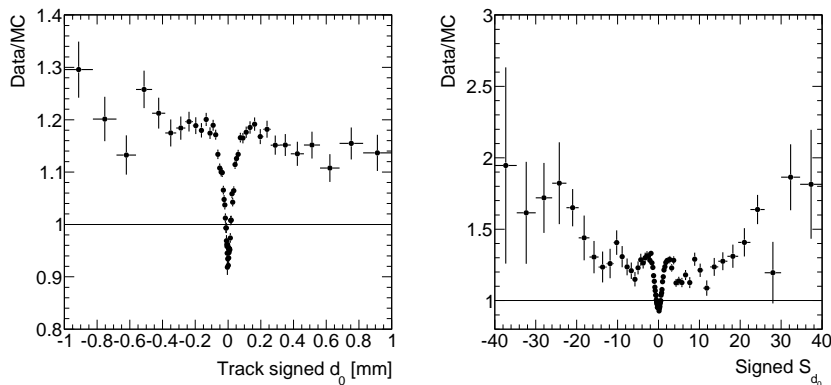


(c) Ratio données/Monte-Carlo du paramètre d'impact transverse des traces avec coups partagés dans les données expérimentales (points noirs) et dans les données simulées (histogramme plein).

FIG. 7.3 – Distributions du paramètre d'impact transverse des traces avec et sans coups partagés et ratio des distributions.



(a) Distribution du paramètre d'impact transverse signé par rapport à l'axe du jet. (b) Distribution de la signifi-
 cance du paramètre d'impact transverse signé par rapport à l'axe du jet.



(c) Ratio données/Monte-Carlo du paramètre d'impact transverse signé par rapport à l'axe du jet. (d) Ratio données/Monte-Carlo de la signifi-
 cance du paramètre d'impact transverse signé par rapport à l'axe du jet.

FIG. 7.4 – Distributions du paramètre d'impact transverse signé par rapport à l'axe du jet et de sa signifi-
 cance, et ratio des distributions. Les données expérimentales (points noirs) sont comparées aux données simulées (histogrammes pleins).

lourdes. L'excès observé à grands $d_0 > 0$ peut inclure également, mais en moins grandes proportions, les traces issues de K_s^0 , Λ^0 , conversion de photons, etc.

7.2.4 Conclusion

L'analyse des premières collisions à 7 TeV a montré que le détecteur interne était bien compris et tout comme la reconstruction des traces, fonctionnait très bien. Cette vérification va nous permettre de mettre en place l'étiquetage des jets b , avec l'assurance d'avoir des traces de bonne qualité en entrée.

7.3 JetProb

7.3.1 Sélection des traces et des jets

La sélection est la même que précédemment, en dehors du fait que l'on a enlevé les traces reconstruites comme venant de particules neutres à long temps de vie (K_s^0 , Λ^0) et de l'interaction avec la matière. Le nombre de jets après sélection dans les données est d'environ 2.4 millions [33].

La figure 7.5(a) montre les distributions de l'impulsion transverse des jets sélectionnés extraites des données expérimentales et simulées. La valeur moyenne de l'impulsion transverse dans les deux échantillons est de 26 GeV/c. A cette impulsion transverse, la taille du cône d'association est de $\Delta R=0.43$ (3.1.1.1). A la limite inférieure de sélection, 20 GeV : $\Delta R=0.45$ et enfin à grand p_T (150 GeV) : $\Delta R=0.26$.

Le ratio des distributions extraites des données et du Monte-Carlo se trouve sur la figure 7.5(c).

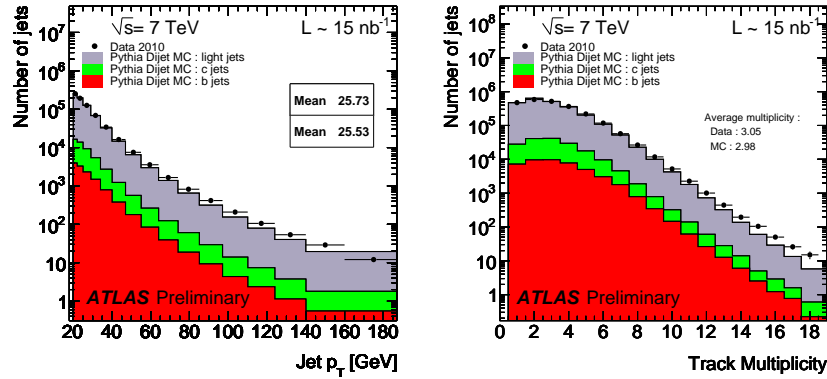
La multiplicité des traces associées aux jets est montrée sur la figure 7.5(b). Le nombre moyen de traces est de 3.1 dans les données et 3.0 dans le Monte-Carlo. Le ratio des distributions correspondantes et représenté sur la figure 7.5(d).

7.3.2 Mise en place de JetProb

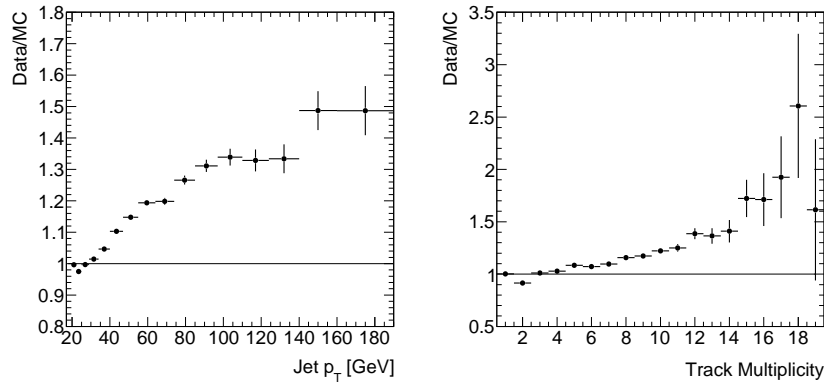
7.3.2.1 Significance du paramètre d'impact signé

Sur la figure 7.6(a) se trouve la distribution de la significativité du paramètre d'impact signé par rapport à la direction du jet S_{d_0} . On observe un accord raisonnable entre données et Monte-Carlo. Toutefois, les queues, notamment à S_{d_0} négatif, sont plus larges dans les données, comme on peut le voir sur la figure 7.6(b) montrant le ratio des deux distributions.

On verra les conséquences de cette différence lors du calcul des probabilités des traces et des jets.



(a) Distribution de l'impulsion transverse des jets sélectionnés. (b) Distribution du nombre de traces sélectionnées associées à un jet .



(c) Ratio données/Monte-Carlo de l'impulsion transverse des jets sélectionnés. (d) Ratio données/Monte-Carlo du nombre de traces sélectionnées associées à un jet .

FIG. 7.5 – Impulsion transverse et multiplicité des traces et ratio des distributions. Les données expérimentales (point noirs) sont comparées aux données simulées (histogrammes pleins).

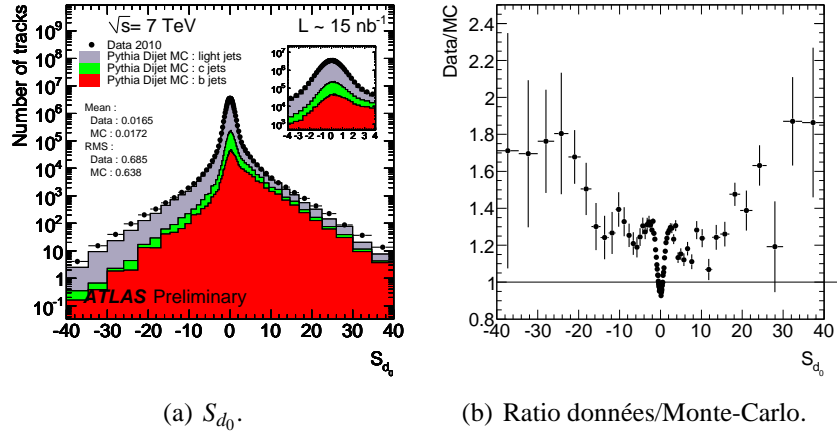


FIG. 7.6 – Distribution de la signficance du paramètre d’impact signé par rapport à la direction du jet, S_{d_0} , pour les données expérimentales (point noirs) et pour les données simulées (histogrammes pleins) et ratio des distributions.

7.3.2.2 Construction de la fonction de résolution

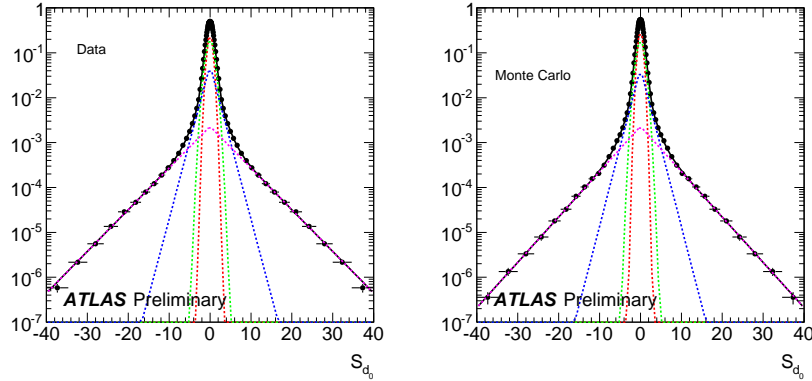
Etant donné le léger désaccord entre données et Monte-Carlo au niveau des queues de distributions de S_{d_0} , deux fonctions de résolution distinctes seront utilisées, l’une extraite des données pour calculer la probabilité des traces dans les données, l’autre extraite du Monte-Carlo que l’on appliquera aux données Monte-Carlo. Pour obtenir ces fonctions de résolution, on utilise toutes les traces sélectionnées dans les jets ayant un paramètre d’impact transverse négatif puis on symétrise la distribution ainsi obtenue. Elle est ensuite ajustée par une forme fonctionnelle. Afin d’obtenir un accord satisfaisant entre ajustements et distributions, une somme de deux gaussiennes a dû être utilisée pour décrire le coeur de la distributions et de deux exponentielles pour décrire les queues :

$$\mathcal{R}(x) = p_0 e^{-x^2/2p_1^2} + p_2 e^{-x^2/2p_3^2} + e^{-p_4 - p_5|x|} + e^{-p_6 - p_7|x|}. \quad (7.1)$$

La même forme est utilisée à la fois pour les données et le Monte-Carlo. On peut expliquer la nécessité d’introduire une exponentielle supplémentaire par rapport à la fonction habituellement utilisée par le fait que l’on n’a pas séparé les traces en catégories. Il est à noter que contrairement à ce qui a été fait dans l’analyse à 900 GeV, on n’utilise pas la vérité afin de ne considérer que les traces dans les jets légers pour le Monte-Carlo. Ce choix a été imposé par souci de cohérence : si on n’utilise pas la même fonction de résolution pour les données expérimentales et simulées, une comparaison n’est possible que si on utilise la même stratégie d’extraction de ces fonctions.

Les résultats des ajustements avec les contributions des différents termes et

l'histogramme ajusté se trouvent sur la figure 7.7(a) pour les données et 7.7(b) pour le Monte-Carlo. Les paramètres des ajustements pour les données et le Monte-Carlo sont présentés dans le tableau 7.1.



(a) Données expérimentales (point noirs). (b) Données simulées (point noirs).

FIG. 7.7 – Distribution de la signification du paramètre d'impact signé S_{d_0} pour les traces de d_0 négative symétrisée autour de 0 et ajustée avec la forme fonctionnelle de l'équation 7.1.

7.3.2.3 Probabilité des traces

Parmi les traces associées aux jets, seules celles ayant un paramètre d'impact transverse positif sont utilisées pour l'étiquetage. Leur multiplicité est illustrée sur la figure 7.8(a). En moyenne, 2 traces par jet sont utilisées. Le ratio des distributions se trouve sur la figure 7.8(c).

Le nombre de jets ayant au moins une trace de paramètre d'impact transverse positif, et dont on va calculer la probabilité d'être léger, est de 1.9 million.

A partir du S_{d_0} de chaque trace, sa probabilité d'être prompte est calculée. On obtient la distribution de la probabilité se trouvant sur la figure 7.8(b) et le ratio des distributions sur la figure 7.8(d). On constate bien en regardant la vérité Monte-Carlo, que les traces provenant des quarks b tendent à avoir une faible probabilité de venir du vertex primaire.

On observe un excellent accord entre données et Monte-Carlo. En particulier, la distribution de la probabilité des traces dans les jets légers est bien plate grâce au fait que les traces reconstruites comme venant de particules neutres à long temps de vie ou d'interaction avec la matière aient été ôtées. En effet, elles auraient simulé des traces issues de vertex secondaires dans la partie positive de la distribution S_{d_0} et auraient contribué à peupler le premier bin.

	χ^2/N_{dof}	p_0	p_1	p_2
Données expérimentales	154.2/72	0.26 ± 0.01	0.61 ± 0.01	0.19 ± 0.01
Données simulées	64.0/72	0.32 ± 0.01	0.56 ± 0.01	0.19 ± 0.01
		p_3	p_4	p_5
Données expérimentales		0.92 ± 0.01	2.94 ± 0.04	0.79 ± 0.01
Données simulées		0.89 ± 0.02	3.09 ± 0.11	0.81 ± 0.03
		p_6	p_7	
Données expérimentales		6.08 ± 0.03	0.21 ± 0.01	
Données simulées		6.07 ± 0.06	0.23 ± 0.01	

TAB. 7.1 – Qualité de l’ajustement et paramètres de la forme fonctionnelle utilisée pour décrire la fonction de résolution \mathcal{R} , pour les données expérimentales et simulées.

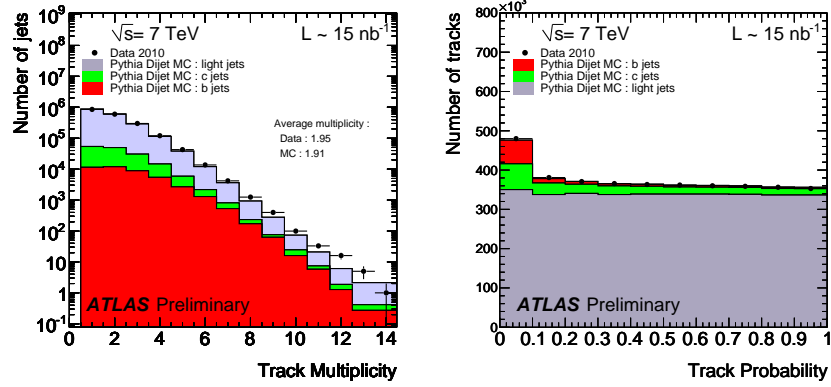
7.3.2.4 Probabilité des jets

La probabilité des jets d’être légers est obtenue en combinant les probabilités des traces individuelles. Elle est représentée sur la figure 7.9(a). Le même résultat en échelle logarithmique ($\log_{10}(P_{jet})$) se trouve sur la figure 7.9(b). Les ratios des distributions correspondantes se trouvent sur les figure 7.9(c) et 7.9(d).

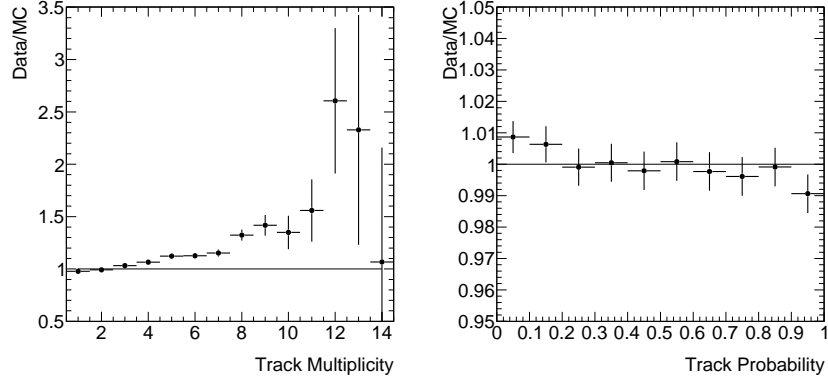
Les données simulées décrivent très bien les données expérimentales.

Les caractéristiques du comportement des jets des différents saveurs sont visibles dans le Monte-Carlo : la distribution de P_{jet} pour les jets légers est plate, et les jets de saveurs lourdes sont principalement rassemblés dans le premier bin. Toutefois on remarque que les données sont au-dessus du Monte-Carlo dans le premier bin de la figure 7.9(a) (ce qui correspond aux bins allant de 1 à 9 dans la figure 7.9(b)). Ceci s’explique par le fait que données et Monte-Carlo sont en assez bon accord dans la partie positive de la distribution de S_{d_0} (7.6(a)), alors que l’on avait une fonction de résolution significativement plus large pour les données. Ceci implique nécessairement que pour une même valeur de S_{d_0} , une trace dans les données aura une probabilité plus grande.

A l’aide du Monte-Carlo on peut estimer les performances de JetProb. Une coupure à $P_{jet} < 0.050$ correspondant à une efficacité d’étiquetage des jets b dans le Monte-Carlo de 60% permet de sélectionner 151 281 jets dans les données contre 148 272 dans le Monte-Carlo. Ceci sélectionne également 24% des jets c et correspond à un rejet des jets légers de 18.5 environ.



(a) Distribution du nombre de traces sélectionnées associées à un jet. (b) Distribution de la probabilité \mathcal{P}_{trk} pour une trace de venir du vertex primaire.



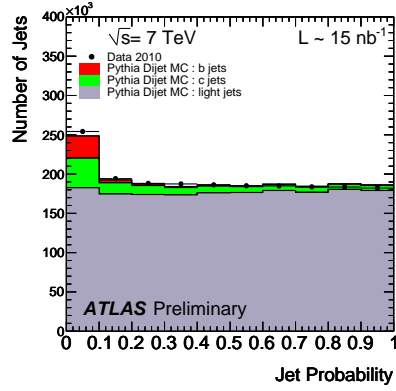
(c) Ratio données/Monte-Carlo du nombre de traces sélectionnées associées à un jet. (d) Ratio données/Monte-Carlo de la probabilité \mathcal{P}_{trk} pour une trace de venir du vertex primaire.

FIG. 7.8 – Distribution de la multiplicité des traces de $d_0 > 0$ et de la probabilité des traces pour les données expérimentales (point noirs) et pour les données simulées (histogrammes pleins) et ratio des distributions.

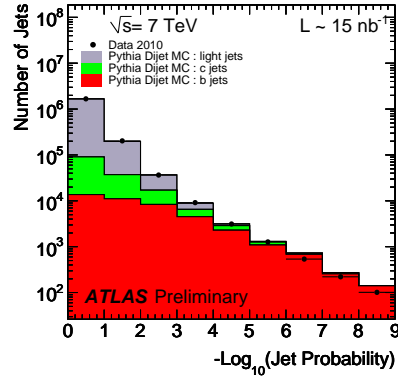
7.3.3 Conclusion

L'algorithme d'étiquetage JetProb, un des algorithmes les plus simples pour les premières données, a été appliqué aux données collectées à $\sqrt{s} = 7$ TeV. L'accord entre données et Monte-Carlo est bon sous tous les aspects.

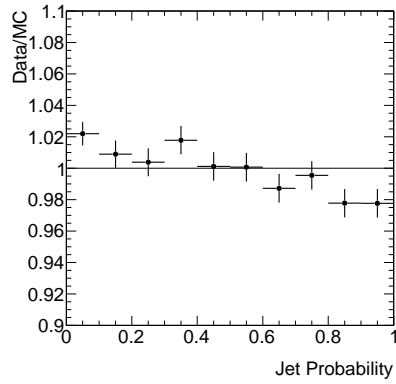
La bonne compréhension des résultats nous laisse optimiste pour la suite, cet algorithme pourra être aisément utilisé pour les premières mesures de physique.



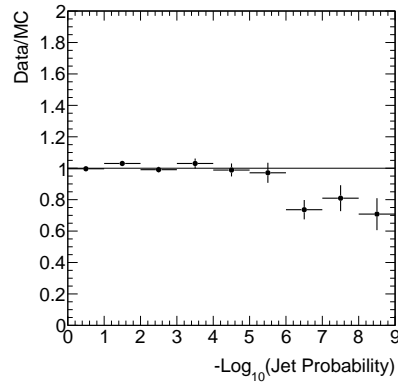
(a) P_{jet} .



(b) $-\log_{10}(P_{jet})$.



(c) Ratio données/Monte-Carlo de P_{jet} .



(d) Ratio données/Monte-Carlo de $-\log_{10}(P_{jet})$.

FIG. 7.9 – Distribution de la probabilité P_{jet} et de $-\log_{10}(P_{jet})$ pour un jet d'être compatible avec un jet léger pour les données expérimentales (point noirs) et pour les données simulées (histogrammes pleins) et ratio des distributions.

7.4 Événements remarquables

Les événements de signatures intéressantes qui vont être présentés ci-après ont été trouvés dans un sous-lot de celui analysé précédemment de 1 nb^{-1} de données. C'est pourquoi les valeurs des poids des jets identifiés ont été calculées et sont comparées avec des versions légèrement différentes des algorithmes d'étiquetage, ceci n'influant toutefois en rien les conclusions établies.

7.4.1 Bons candidats jets b

Un exemple d'excellent candidat jet b observé dans l'événement 817 271 du *run* 152 166 dans les données à 7 TeV se trouve sur la figure 7.10.

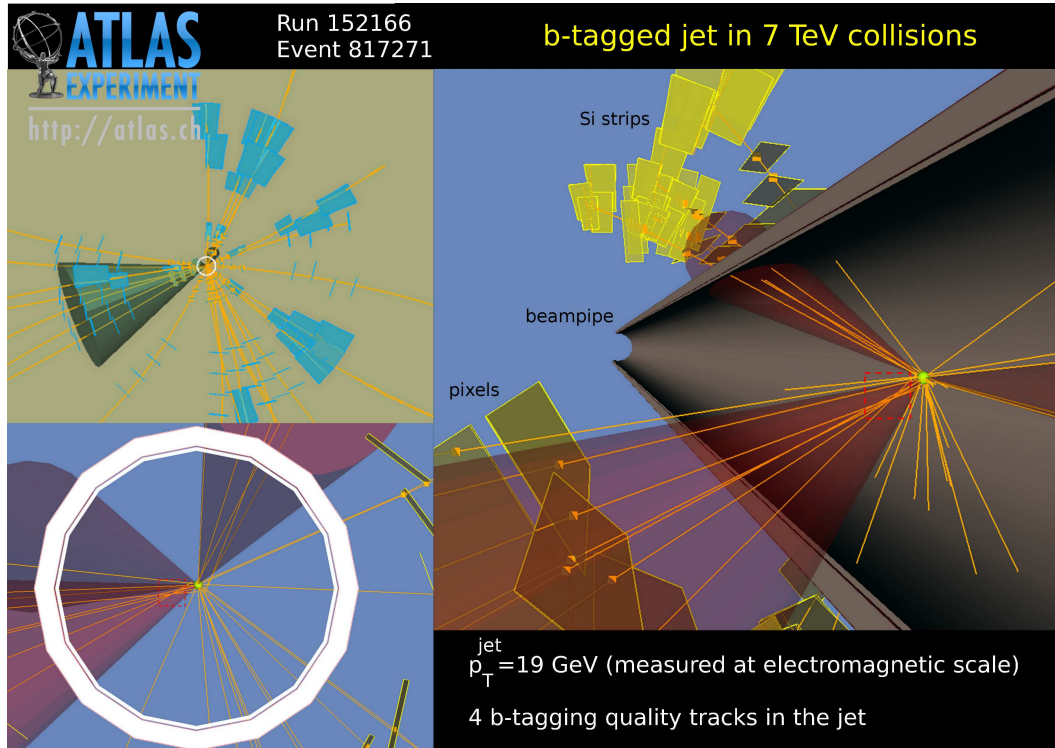


FIG. 7.10 – Candidat jet b dans l'événement 817 271 du *run* 152 166.

Il s'agit d'un jet de $p_T=18.7$ GeV/c (à l'échelle électromagnétique), de $\eta=-0.14$ et de $\phi=-0.37$.

Sa probabilité d'être un jet léger est très faible, elle est de 9.10^{-5} , 4 traces sont utilisées par JetProb pour la calculer.

Un vertex déplacé est reconstruit dans ce jet avec 4 traces également. La signification de la longueur de vol est de 50, la masse du vertex reconstruit de 3.9 GeV/c² et la distance au vertex primaire de 5.8 mm dans le plan transverse et de -0.7 mm en z .

L'algorithme IP3D+SV1 retourne quant à lui un poids élevé de 14 mais simplement donné à titre indicatif dans la mesure où cet algorithme n'a pas encore pu être calibré dans les données.

Un autre très bon candidat jet b avec un muon associé, observé dans l'événement 4 349 994 du *run* 152 409 dans les données à 7 TeV se trouve sur la figure 7.11.

Il s'agit d'un jet de $p_T=31$ GeV/c (à l'échelle électromagnétique) auquel 6

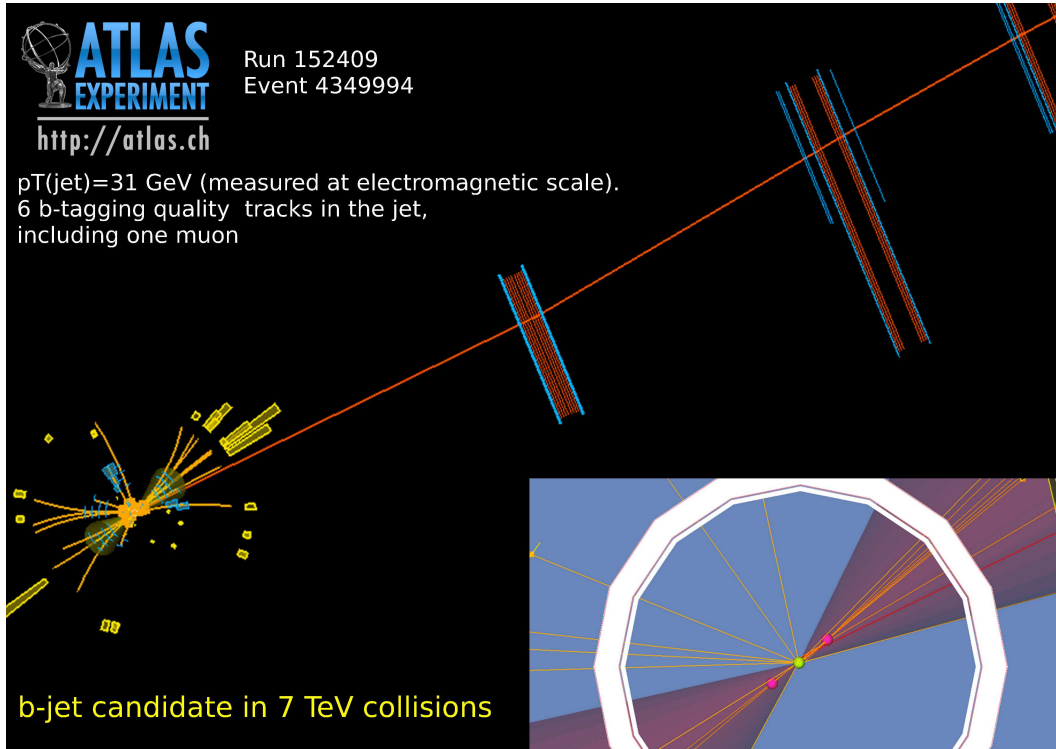


FIG. 7.11 – Candidat jet b dans l'événement 4 349 994 du *run* 152 409.

traces passant les coupures de sélection usuelles (IP et SV) sont associées et parmi lesquelles se trouve un muon de 6 GeV/c. Ces 6 traces servent à la formation d'un vertex secondaire de masse égale à 3.7 GeV/c² et de $S_{L3D}=24$. La distance entre vertex primaire et secondaire dans le plan transverse est de 5 mm.

7.4.2 Candidats événements $t\bar{t}$

Le nombre d'événements $t\bar{t}$ semileptoniques attendus (dans les canaux électron et muon) est de 1 pour 21 nb⁻¹. En effet, la section efficace $t\bar{t}$ à 7 TeV est de 160 pb, dans 4/9^{ième} des cas l'événement est semileptonique, donc dans 8/27^{ième} des cas, l'un des W se désintègre en électron ou muon :

$$L = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{160 \times 10^{-3} \times \frac{8}{27}} = 21 \text{nb}^{-1} \quad (7.2)$$

Dans le canal dileptonique (électron ou muon), 1 événement sera produit tous les 127 nb⁻¹.

Après les différentes coupures de sélection (leptons, jets, etc.), l'efficacité des événements est réduite de 2 à 4 fois selon les canaux.

Quelques candidats ont été remarqués et l'application des algorithmes d'étiquetage des jets b a confirmé la présence de jets possiblement issus de quarks b . Les deux premiers candidats qui vont être présentés ont été observés dans 1 nb^{-1} de données tandis que les deux suivants dans $\sim 100 \text{ nb}^{-1}$.

7.4.2.1 Événement diélectron+3 jets

Le premier événement (*run* 155 678, événement 13 304 729) qui a retenu notre attention contient 2 bons candidats électrons et 3 jets de grande impulsion transverse ($> 20 \text{ GeV}/c$). Parmi eux, 2 sont de bons candidats jets b . Cette signature est compatible avec un événement $t\bar{t}$ dileptonique.

Les propriétés des deux électrons reconstruits sont rassemblées dans le tableau 7.2.

	p_T (GeV/c)	η	ϕ
Electron 1	55.2	-0.26	2.12
Electron 2	40.6	0.43	1.78

TAB. 7.2 – Propriétés des électrons reconstruits dans l'événement 13 304 729 du *run* 155 678.

Le tableau 7.3 rassemble les propriétés cinématiques et les valeurs de sortie de IP3D+SV1 et des algorithmes d'étiquetage des jets b utilisables avec les premières données des 3 jets de grande impulsion transverse, rangés par p_T décroissant.

	Jet1	Jet2	Jet 3
p_T (GeV/c)	78	60	38
η	0.31	-1.40	1.89
ϕ	-0.73	-0.91	3.09
IP3D+SV1	10.8	4.4	-1.5
JetProb	$3.6 \cdot 10^{-4}$	0.016	0.091
TrackCounting	3.32	1.24	0.28
SV0	7.7	-	-

TAB. 7.3 – Propriétés cinématiques et valeurs de sortie de IP3D+SV1 et des algorithmes d'étiquetage des jets b utilisables avec les premières données des jets de grand p_T reconstruits dans l'événement 13 304 729 du *run* 155 678.

Sur les figures 7.12, 7.13 et 7.14 sont comparées les valeurs obtenues en sortie des algorithmes JetProb, TrackCounting et SV0 respectivement, des jets 1 (ligne bleue), 2 (ligne noire) et 3 (ligne verte), aux distributions de ces algorithmes extraites des données à 7 TeV.

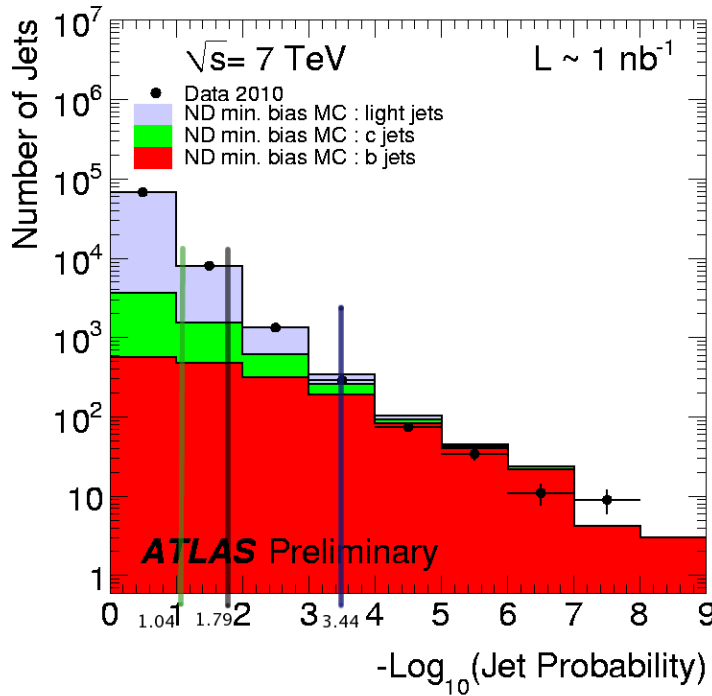


FIG. 7.12 – Distribution de $-\log_{10}(P_{jet})$.

On constate que le jet 1 est un très bon candidat jet b , le jet 2 peut être un candidat et le jet 3 n'en est probablement pas un.

Tout d'abord un très bon indicateur de la possible saveur b du jet 1 est la présence d'un vertex secondaire reconstruit avec 4 traces (passant les coupures utilisées par les algorithmes basés sur le vertex secondaire (voir section 3.1.2.1)). Ce vertex est reconstruit avec une masse de $4.98 \text{ GeV}/c^2$ et la distance entre le vertex primaire et le vertex secondaire dans le détecteur est de 2.7 mm (0.61 mm dans le plan transverse). Actuellement, un jet est considéré comme étiqueté b si $\frac{L_{3D}}{\sigma_{L_{3D}}} > 7$, or celle du jet 1 est de 7.7. La probabilité pour ce jet 1 d'être léger, fournie par JetProb, est de $3.6 \cdot 10^{-4}$ ($-\log_{10}(P_{jet})=3.44$), elle est calculée en utilisant 4 traces de paramètre d'impact positif parmi 6 passant les coupures de sélection d'étiquetage des jets b . Leurs significances des paramètres d'impact transverses sont de 4.47, 3.32, 2.96 et 2.01. Enfin, l'algorithme TrackCounting qui coupe simplement sur la signification de la seconde trace de plus grand S_{d_0} , retourne donc une valeur de 3.32.

En ce qui concerne le jet 2, aucun vertex secondaire n'a été reconstruit mais l'algorithme JetProb a utilisé 4 traces dont une avec un très grand S_{d_0} de 9.80. Les S_{d_0} des autres traces valent 1.24, 0.92 et 0.40. La probabilité d'être un jet léger

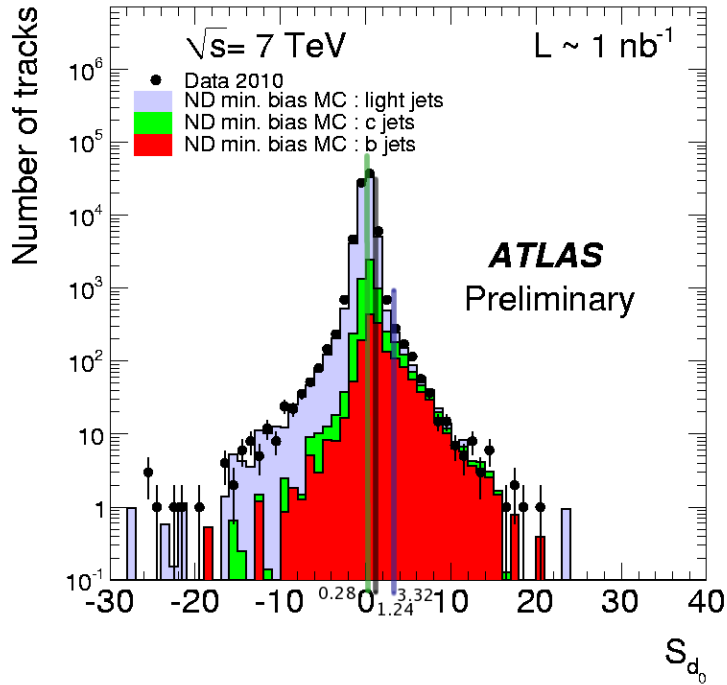


FIG. 7.13 – Distribution de la signficance du paramètre d’impact de la seconde trace avec le plus grand S_{d_0} dans les jets..

est de 0.016 ($-\log_{10}(P_{jet})=1.79$). TrackCounting a coupé sur la trace de $S_{d_0} = 1.24$ parmi 5 traces utilisées.

Enfin le jet 3 a une probabilité d’être léger de 0.091 ($-\log_{10}(P_{jet})=1.04$), qui est supérieure à la coupure de 0.050 correspondant à une efficacité d’étiquetage des jets b de 60 %. 3 traces sont utilisées par cet algorithme, de $S_{d_0} = 6.82, 0.29$ et 0.13. TrackCounting coupe sur la trace de $S_{d_0} = 0.29$.

7.4.2.2 Événement muon+3 jets

Dans le second événement remarquable (*run* 155 112, événement 98 844 660) ont été reconstruits : 1 muon isolé de grande impulsion transverse, une quantité d’énergie transverse manquante non négligeable et 3 jets de grande impulsion transverse ($> 20 \text{ GeV}/c$). L’un d’entre eux est un très bon candidat jet b dans le cône duquel un muon de basse impulsion a été trouvé. Cette signature est compatible avec un événement $t\bar{t}$ semileptonique.

Le muon isolé reconstruit a une impulsion transverse de 22 GeV/c , une pseudorapidité de 1.1 et un angle azimuthal de 1.59.

Le tableau 7.4 rassemble les propriétés cinématiques et valeurs de sortie de

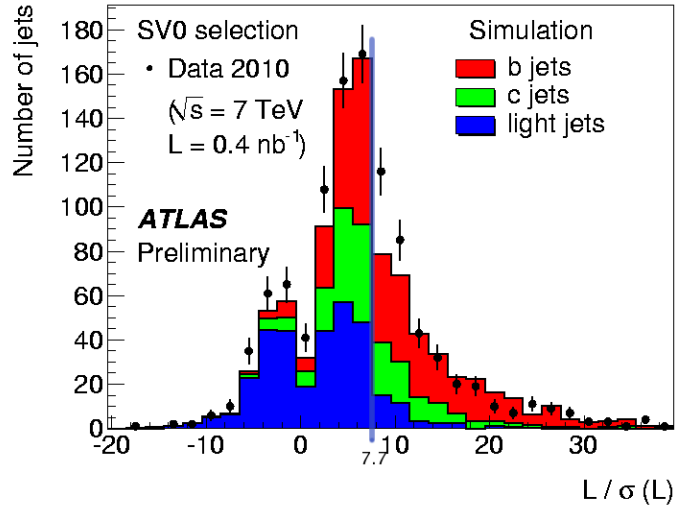


FIG. 7.14 – Distribution de la signficance de la distance entre vertex primaire et secondaire reconstruits..

IP3D+SV1 et des algorithmes d'étiquetage des jets b utilisables avec les premières données des 3 jets de grande impulsion transverse, rangés par p_T décroissant.

	Jet1	Jet2	Jet 3
p_T (GeV/c)	77	59	42
η	-0.49	1.60	0.26
ϕ	1.32	-2.60	-2.25
IP3D+SV1	7.16	-0.28	-3.53
JetProb	0.0203	0.136757	0.0775
TrackCounting	1.23	0.23	1.78
SV0	49.4	-	-
SoftMu	2.89	-	-

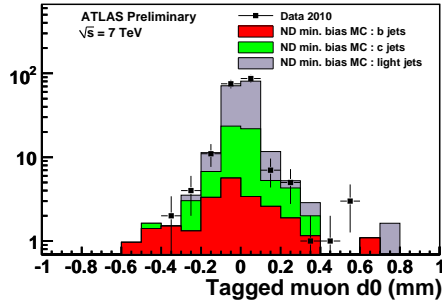
TAB. 7.4 – Propriétés cinématiques et les valeurs de sortie de IP3D+SV1, SoftMuonTagger et des algorithmes d'étiquetage des jets b utilisables avec les premières données des jets de grand p_T reconstruits dans l'événement 98 844 660 du *run* 155 112.

D'après les valeurs de sortie des algorithmes d'étiquetage, les jets 2 et 3 ne sont pas de bons candidats jets b .

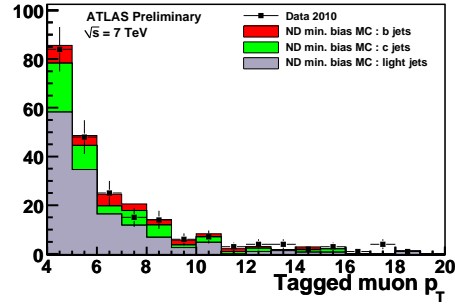
Le jet 1 est au contraire un très bon candidat et il est très intéressant pour plusieurs raisons : un vertex secondaire de masse égale à $0.95 \text{ GeV}/c^2$ a été reconstruit avec 3 traces à une grande distance du vertex primaire : 33.1 mm (28.4

mm dans le plan transverse), et l'une de ces traces est un muon. Ce muon a une impulsion transverse de 5.6 GeV/c, un η de -0.49 et un ϕ de 1.34. Sa distance à l'axe du jet est de $\Delta R = 0.022$, son p_T est de 128 MeV et le χ^2 du *matching* entre la trace du muon reconstruite dans les chambres à muon et la trace reconstruite dans le détecteur interne est de 1.60. Enfin son paramètre d'impact transverse signé est de 0.534 mm.

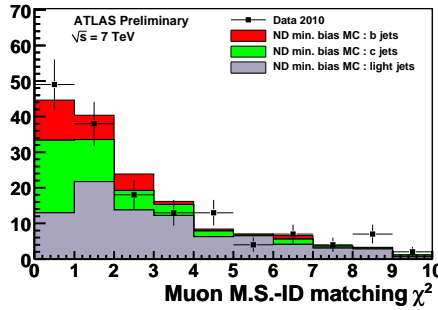
A titre de comparaison, se trouvent sur la figure 7.15, les distributions de d_0 , p_T et χ^2 des muons associés aux jets dans les données et le Monte-Carlo à 7 TeV.



(a) Paramètre d'impact (non signé) des muons dans les jets.



(b) p_T des muons dans les jets.



(c) χ^2 du *matching* entre la trace du muon reconstruite dans les chambres à muon et la trace reconstruite dans le détecteur interne.

FIG. 7.15 – Distributions relatives aux muons dans les jets. Les données expérimentales (points noirs) sont comparées aux données simulées (histogramme plein).

Malgré une valeur de p_T assez petite, la trace du muon a un paramètre d'impact assez grand.

Cependant considérer ce jet comme issu d'un quark b n'est pas évident dans la mesure où le vertex secondaire reconstruit, lorsque l'on mesure sa distance par rapport à l'origine du détecteur dans les plan transverse, se trouve à 28.8 mm du

centre du détecteur, tandis que le tube du faisceau a un rayon interne de 29.0 mm. De plus la masse du vertex reconstruit est inférieure à $1 \text{ GeV}/c^2$. Il est donc envisageable que ce qui est apparenté à un jet b soit en fait le résultat d'une interaction dans la matière du détecteur, d'autant plus que l'algorithme éliminant les vertex coïncidant avec des couches de détecteur n'agit pas au niveau du tube. Des études sont en cours pour déterminer la saveur du jet.

Un *display* de l'événement se trouve sur la figure 7.16. Le jet avec vertex secondaire et muon se trouve en haut. La trace en rose représente le muon isolé.

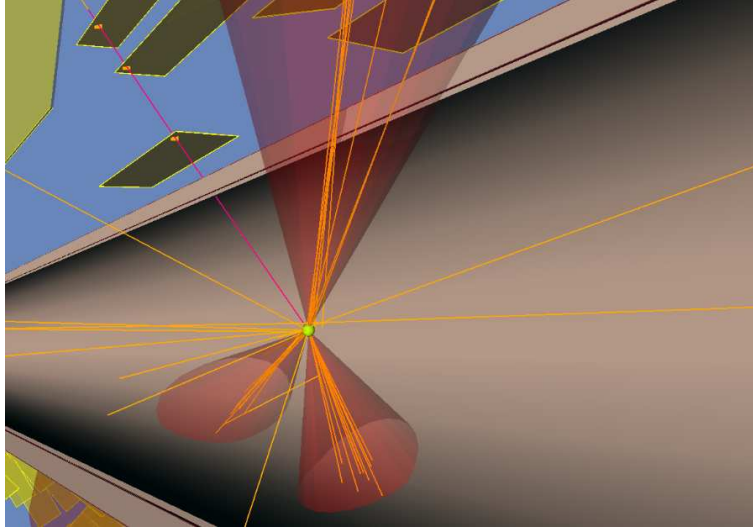


FIG. 7.16 – *Display* de l'événement 98 844 660 du *run* 155 112. Le tube ouvert gris correspond au tube où circule le faisceau.

7.4.2.3 Événement électron+jets avec $\sim 100 \text{ nb}^{-1}$

Dans cet événement (*run* 158 975, événement 21 437 359), représenté sur la figure 7.17, un électron de $p_T=41.4 \text{ GeV}/c$ a été reconstruit, et l'énergie transverse manquante trouvée était de 90.6 GeV . Quatre jets d'impulsion transverse supérieure à $20 \text{ GeV}/c$ ont été sélectionnés, parmi eux, l'un est un très bon candidat b : un vertex secondaire a été trouvé à une distance de 3.6 mm du vertex primaire dans le plan transverse, sa masse est de $3.0 \text{ GeV}/c^2$ et le nombre de traces utilisées pour le reconstruire est de 3. Les algorithmes basés sur le paramètre d'impact ont utilisé 4 traces et la probabilité du jet d'être léger calculée par JetProb est très faible ($2.4 \cdot 10^{-7}$). Enfin, la valeur de sortie de TrackCounting est de 14.7. Ce jet a une impulsion transverse calibrée de $76.5 \text{ GeV}/c$ et se trouve à $\eta=-0.35$ et $\phi=-2.69$.

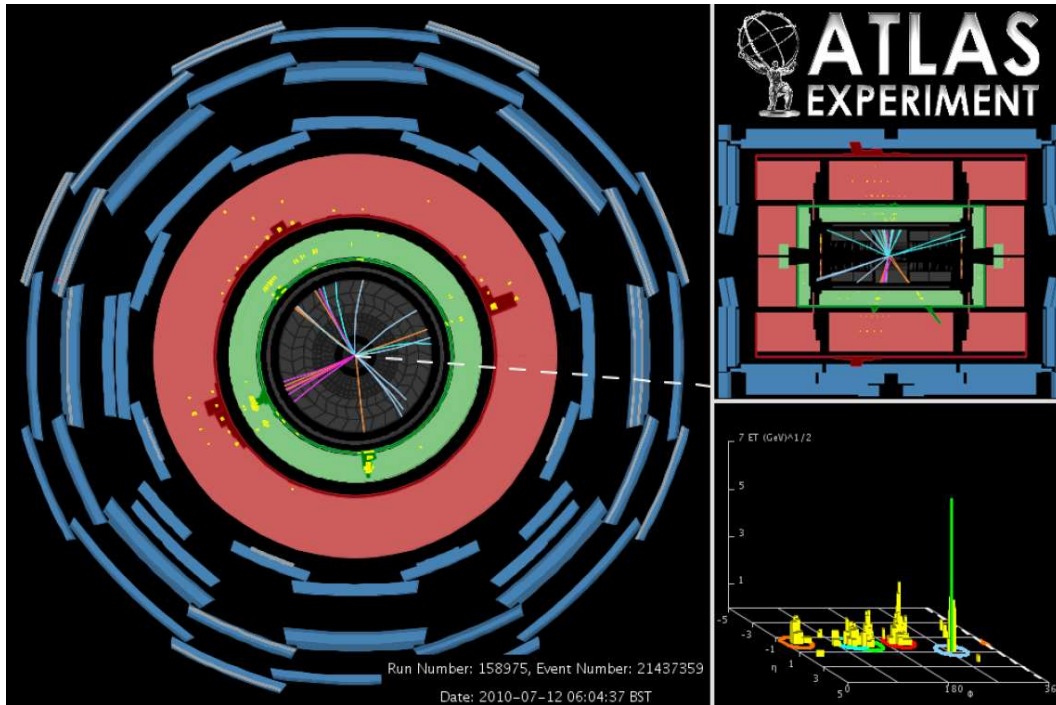


FIG. 7.17 – Display de l'événement 21 437 359 du *run* 158 975.

7.4.2.4 Événement électron, muon+jets avec $\sim 100 \text{ nb}^{-1}$

Un candidat $t\bar{t}$ dileptonique a été trouvé dans l'événement 27 400 066 du *run* 158 582, représenté sur la figure 7.18. Les leptons reconstruits ont été identifiés comme un électron de $p_T=22.7 \text{ GeV}/c$ et un muon de $p_T=47.8 \text{ GeV}/c$. L'énergie transverse manquante mesurée était de 90.6 GeV , et trois jets de grande impulsion transverse ont été reconstruits, dont l'un est un candidat b avec les propriétés suivantes :

- p_T du jet : $56.9 \text{ GeV}/c$ (calibré), $\eta=-1.11$, $\phi=-1.98$
- Vertex secondaire reconstruit à 3.8 mm du vertex primaire dans le plan transverse, avec 3 traces, avec une masse de 1.56 GeV
- Probabilité d'être un jet léger : 0.0094 , TrackCounting : 0.018 .

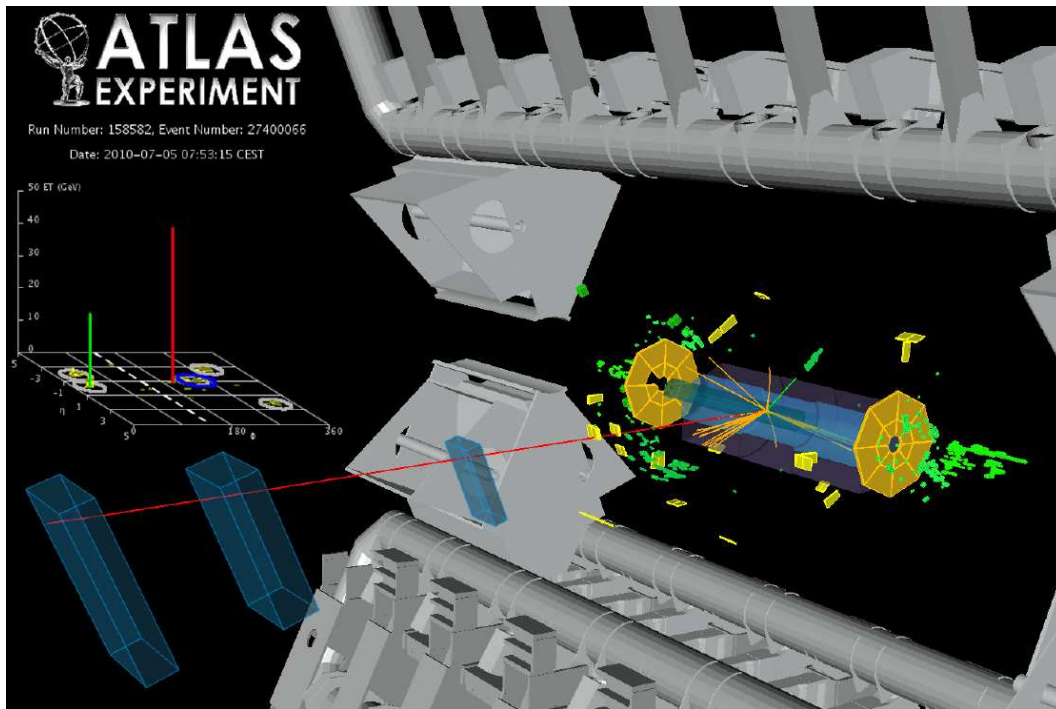


FIG. 7.18 – *Display de l'événement 27 400 066 du run 158 582.*

Conclusion

Dans ce document ont été présentées plusieurs études liées à l'étiquetage des jets b réalisées à partir de la simulation Monte-Carlo ainsi que leur aboutissement dans les premières données.

Tout d'abord, une amélioration des performances d'un algorithme d'étiquetage, JetProb a été obtenue à partir de la simulation Monte-Carlo. Le rejet de jets légers pour une même efficacité d'étiquetage des jets b a pu ainsi être doublé.

Par la suite, la préparation à la mesure des performances des algorithmes d'étiquetage dans les données, faite à partir de la simulation a été réalisée grâce à la méthode p_T^{rel} . Il a été montré que cette mesure était possible pour des jets d'impulsion transverse allant jusqu'à 60 GeV/c. Au-delà la méthode ne convenant plus, les premières étapes d'une autre stratégie utilisant les jets avec deux muons ont été évoquées.

La dernière partie a été consacrée à la présentation des résultats obtenus avec les premières données d'ATLAS, à 900 GeV et à 7 TeV, en se focalisant sur l'étude des traces chargées et de l'algorithme d'étiquetage JetProb. Un bon accord entre données Monte-Carlo et données expérimentales a immédiatement été observé. Des candidats jets b et événements $t\bar{t}$ ont été présentés et discutés.

Les prochaines étapes en ce qui concerne l'étiquetage des jets b consisteront à la mesure des performances dans les données (été 2010). Dans les mois suivant et jusqu'à la fermeture du LHC fin 2011 pour 13 mois afin de préparer les collisions à plus haute énergie, l'étiquetage des jets b sera mis au service de la physique, en particulier pour la redécouverte du quark top ainsi que la mesure de ses propriétés (section efficace de production $t\bar{t}$, masse, etc.). Avec une accumulation de 200 pb⁻¹ de données, la mise en place des algorithmes d'étiquetage plus performants sera possible, tout comme l'utilisation d'événements $t\bar{t}$ pour mesurer l'efficacité d'étiquetage dans les données. Ensuite, l'éventuelle découverte de nouvelle physique, de générations supplémentaires et d'un boson de Higgs pourra avoir lieu.

Bibliographie

- [1] Particle Data Group, C. Amsler *et al.*, Review of particle physics, Phys. Lett. **B667** (2008).
- [2] M. Kaku, *Quantum field theory - a modern introduction* (Oxford University Press, New York, 1993).
- [3] S. L. Glashow, Partial Symmetries of Weak Interactions, Nucl. Phys. **22**, 579 (1961).
- [4] P. W. Higgs, Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons, Phys. Rev. Lett. **13**, 508 (1964).
- [5] F. Englert and R. Brout, Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons, Phys. Rev. Lett. **13**, 321 (1964).
- [6] N. Cabibbo, Unitary Symmetry and Leptonic Decays, Phys. Rev. Lett. **10**, 531 (1963).
- [7] K. G. Wilson, Confinement of Quarks, Phys. Rev. **D10**, 2445 (1974).
- [8] K. Hambye, Thomas et Riesselmann, Matching conditions and Higgs mass upper bounds revisited, Phys. Rev. **D55**, 7255 (1997), hep-ph/9610272.
- [9] 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.
- [10] CDF and D0 Collaborations, Combined CDF and DZero Upper Limits on Standard Model Higgs-Boson Production with 2.1 - 5.4 fb^{-1} of Data, (2009), arXiv :0911.3930v1, FERMILAB-CONF-09-557-E.
- [11] Page web du LEP EW Working Group., Results August 15 2009, <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/plots/summer2009>.
- [12] L. Evans and P. Bryant, LHC Machine, JINST **3**, S08001 (2008).
- [13] H. J. S. J. Campbell, J., Hard interactions of quarks and gluons : a primer for LHC physics, Rept. Prog. Phys. **70 :89** (2007), hep-ph/0611148.
- [14] ATLAS, ATLAS Detector and Physics Performance Technical Design Report, (1999), CERN/LHCC/99-14,CERN/LHCC/99-15.

- [15] A. Djouadi, The Anatomy of electro-weak symmetry breaking. I : The Higgs boson in the standard model, Phys. Rept. **457**, 56 (2008), hep-ph/0503172.
- [16] ATLAS, G. Aad *et al.*, The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, JINST **3**, S08003 (2008).
- [17] G. Aad *et al.*, ATLAS pixel detector electronics and sensors, JINST **3**, P07007 (2008).
- [18] G. Aad, Mise en service du détecteur à pixels de l'expérience ATLAS auprès du LHC et étude du canal $t\bar{t}H, H \rightarrow b\bar{b}$ pour la recherche du boson de Higgs, Thèse, Centre de Physique des particules de Marseille (2009).
- [19] ATLAS, G. Aad *et al.*, Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector, Trigger and Physics, (2009), 0901.0512.
- [20] M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez, The anti- k_t jet clustering algorithm, JHEP **04** (2008), arXiv :0802.1189v2 [hep-ph].
- [21] R. Zaidan, Recherche du boson de Higgs chargé dans le canal $H^+ \rightarrow tb$ et étiquetage des jets b avec l'expérience ATLAS auprès LHC, Thèse, Centre de Physique des particules de Marseille (2009).
- [22] L. Vacavant, Quelques aspects de la physique auprès des collisionneurs hadroniques en préparation à la physique au LHC, Habilitation à diriger les recherches, Centre de Physique des particules de Marseille (2009).
- [23] T. Goepfert, Counting signed impact parameter based b -tagging algorithm with ATLAS, ATL-PHYS-INT-2009-064.
- [24] M. Frank and D. Brown, Tagging B hadrons using track impact parameters, ALEPH 92-135.
- [25] S. Frixione and B. R. Webber, The MC@NLO event generator, (2002), hep-ph/0207182.
- [26] T. Sjostrand *et al.*, High-energy-physics event generation with PYTHIA 6.1, Comput. Phys. Commun. **135**, 238 (2001), hep-ph/0010017.
- [27] The D0 Collaboration, V. Abazov *et al.*, b-Jet Identification in the D0 Experiment, FERMILAB-PUB-10-037-E (2010), arXiv :1002.4224v1 [hep-ex].
- [28] The Atlas Collaboration, Charged-track multiplicities in pp interactions at $\sqrt{s} = 900$ GeV, Phys. Lett. **B** 688 (2010).
- [29] The Atlas Collaboration, Tracking studies for b -tagging in 900 GeV collision data with the ATLAS detector, ATLCONF-2010-003 (2010).
- [30] The Atlas Collaboration, First look at the JetProb b -tagging algorithm in 900 GeV collision data, ATLAS-CONF-2010-010 (2010).
- [31] The Atlas Collaboration, Performance of the SV0 tagging algorithm in 900 GeV collision data, ATLCONF-2010-004 (2010).

- [32] N. Bousson *et al.*, Tracking Studies for b -tagging with 7 TeV Collision Data with the ATLAS Detector, ATLAS-COM-PHYS-2010-435.
- [33] N. Bousson *et al.*, Performance of Lifetime Based b-tagging Algorithms with the ATLAS Detector using Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV, ATLAS-COM-PHYS-2010-437.

Résumé

Le Modèle Standard de la physique des particules prédit l'existence du boson de Higgs, dont le canal de désintégration privilégié à basse masse est la production de paires de quarks beaux. L'identification des jets issus de tels quarks dans le détecteur ATLAS, situé sur l'anneau du LHC, tient donc un rôle majeur dans la physique des particules moderne.

Dans ce document, un aperçu des méthodes d'étiquetage de ces jets b utilisées dans ATLAS ainsi que l'optimisation d'un algorithme en particulier, JetProb, sont présentés. La préparation à la mesure de l'efficacité de ces algorithmes dans les données est également développée. Enfin, après la prise de données à 900 GeV au centre de masse puis à l'énergie record de 7 TeV en 2009-2010, les premiers résultats concernant l'étude des traces chargées et la mise en place de l'étiquetage des jets b dans les données ont été obtenus et sont rassemblés ici. La comparaison avec la simulation montre un bon accord et les premiers candidats jets b et événements top observés sont étudiés.

Mots Clés : LHC, ATLAS, étiquetage des jets beaux, JetProb, p_T^{rel} , premières données, calibration dans les données.

Abstract

English Title : Commissioning of b-tagging in the ATLAS experiment at the LHC.

The Standard Model of particle physics predicts the existence of the Higgs boson, which preferentially decays to b quark pairs at low mass. The identification of jets stemming from such quarks in the ATLAS detector, placed at the LHC, is thus one of the keys to modern particle physics.

In this document, an overview of the b-tagging methods used in ATLAS as well as the optimization of a specific algorithm, JetProb, are presented. The preparation to the measurement of these algorithms efficiency in data is also developed. Finally, after the first data taking at 900 GeV and then at the record energy of 7 TeV in 2009-2010, the first results on charged track studies and b-tagging commissioning were obtained and are gathered together here. Comparison with simulation shows a good agreement and the first b-jet and top events candidates are studied.

Key Words : LHC, ATLAS, b-tagging, JetProb, p_T^{rel} , first data, calibration in data.