

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

THESE DE DOCTORAT

*Spécialité : Physique et Sciences de la Matière*

*Mention : Physique des Particules et Astroparticules*  
présentée par

**Rémi ZAIDAN**

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

**Recherche du boson de Higgs chargé dans le  
canal  $H^+ \rightarrow tb$  et étiquetage des jets  $b$  avec  
l'expérience ATLAS auprès du LHC**

soutenue le 17 septembre 2009 devant le jury composé de

Dr.	D. Bloch	Rapporteur
Dr.	L. Fayard	Rapporteur
Dr.	E. Kajfasz	
Dr.	G. Moulaka	
Prof.	M. Talby	Directeur de thèse
Dr.	L. Vacavant	
Prof.	G. Watts	



# Remerciements

Le grade de docteur que ce manuscrit me permet d'obtenir est l'aboutissement de bien plus de trois années de travail. Mes encadrants de thèse, mes professeurs à l'université à Marseille et avant au Liban, mes professeurs au lycée et avant au collège, mes collègues, mes amis et mes parents, ils en ont tous quelque chose à faire. Mes remerciements vont à tous ceux qui ont cru que je serai là aujourd'hui.

Je tiens à remercier avant qui que ce soit, ma mère pour tant de raisons qu'il me faudra 27 ans pour tout citer.

Je remercie également les autres membres de ma famille, surtout et avant tout, mon frère Jad et ma grand-mère Hélène qui m'ont offert leur soutien moral et matériel, et sans qui l'idée même que je puisse quitter le pays où j'ai grandi pour venir ici serait improbable.

Le premier pas du Liban vers la France est aussi en grande partie dû mes professeurs à l'Université Libanaise qui m'ont encouragé et poussé à le faire. Je les remercie et je remercie surtout Joseph Bechara qui m'a accompagné pendant un an et avec qui les discussions en matière de physique et de société étaient plus qu'enrichissantes.

Si tout a commencé par un premier pas, le voyage lui-même n'était pas facile et aurait pu être encore plus difficile si j'étais seul à le faire. Heureusement pour moi, ce n'était pas le cas : Georges Aad fut plus qu'un compagnon de voyage. Je remercie Georges pour être la personne qu'il est : ce n'est pas nécessaire d'en dire plus.

Le fructueux et agréable séjour en France, n'aurait pas été ce qu'il fut sans tous les gens aimables et généreux que j'ai rencontré ici.

Un remerciement spécial est dédié à mon directeur de thèse Mossadek Talby qui m'a encadré et donné pas mal de son temps pendant les quatre dernières

années. J'ai aussi profité de ses conseils avisés dans pas mal de situations et j'en suis reconnaissant.

Je remercie également Laurent Vacavant qui m'a encadré dans mon travail sur l'étiquetage des jets  $b$ , mais aussi pour avoir été un bon ami et un guide lorsque mon expérience de débutant ne me permettait pas de prendre les bonnes décisions.

Je remercie aussi les autres membres du groupe ATLAS du CPPM avec qui j'ai eu pleins d'occasions pour discuter de rien et de tout : merci à Lorenzo Feligioni, Fares Djama, Fabrice Hubaut, Jean-Baptiste de Vivie (désormais à Paris), Dirk Hoffmann, Pascale Pralavorio et Steve Muanza.

Je remercie également Karim Bernardet et Emmanuel Le Guirriec pour leur support informatique, mais aussi pour les bons moments qu'on a passés ensemble en tant que collègues.

Merci aussi aux visiteurs Gordon Watts et Joe Boudreau, qui ont passé un certain bout de temps au CPPM et dont la rencontre était également propice.

Le CPPM qui m'a accueilli pendant quatre années mérite aussi un remerciement spécial. Merci à Roy Alexan et à Eric Kajfasz que j'ai connus comme directeurs du labo. Merci aussi à tout le personnel du service informatique, service administratif et services généraux.

Pendant les quatre années que j'ai passées à Marseille, j'ai eu la chance de rencontrer des collègues qui eux aussi ont eu, chacun à sa façon, leur influence sur moi.

Je remercie mes collègues de Master II, Georges, Stéphane, Stéphanie (chez qui les soirées d'anniversaire à La Ciotat restent inoubliables), Jean Philippe, Carina, Jérôme, Pierre, Dany, Thomas, Romain, Laetitia, Matias et Mohamed.

Je remercie aussi mes collègues thésards au CPPM avec qui j'ai pu discuter et passé du temps en pauses café : Anne Fleur Barfuss qui fut aussi ma collègue de bureau pendant deux ans, Bernardo Resende qui fut aussi mon colocataire pendant plusieurs mois, Samuel Calvet, Georges Aad, Stéphane Poss, Pierre-Simon Mangeard, Cecile Lapoire, Marine Kuna, Garabed Haladjian, Nicolas Picot-Clément, Sahar Aoun qui fut aussi ma collègue de bureau après Anne Fleur, Nancy Tannouri et Nicolas Bousson.

Je remercie également les autres thésards du CPPM que je n'ai pas cités explicitement mais avec qui j'ai partagé quand même de moments intéressants.

Un remerciement spécial est dédié à ceux parmi mes collègues avec qui j'ai partagé une amitié particulière et qui ont constitué ma deuxième famille : Merci à Georges Aad pour tous les moments qu'on a passé ensemble. Merci à Cécile Lapoire qui est devenue plus qu'une sœur pour moi. Merci à Garabed Halladjian pour l'amitié qu'il éprouve pour moi. Merci à Stéphane Poss pour l'infinité de services qu'il m'a rendus. Merci à Sahar Aoun pour toute la gentillesse qu'elle peut éprouver. Merci à Nancy Tannoury pour m'avoir écouté lorsque j'en avais besoin.

L'aboutissement de trois années de travail se concrétise par une soutenance qui marque la fin d'un parcours d'étudiant et le début d'une carrière.

Je remercie les membres de mon jury qui ont accepté de venir et assister à ma soutenance : Merci à Daniel Bloch et à Louis Fayard qui ont eu la gentillesse d'être mes rapporteurs. Merci à Mossadek Talby et à Laurent Vacavant qui m'ont aussi encadré pendant ma thèse. Merci également à Eric Kajfasz, et à Gordon Watts pour avoir participé à mon jury. Merci aussi à Gilbert Moul-taka qui a accepté d'être dans mon jury mais qu'un empêchement d'urgence a empêché d'assister à ma soutenance.

Finalement, je tiens à remercier tous ceux que j'ai oubliés de citer mais dont la rencontre, même si brève, a quand même été appréciable.



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>I Cadres théorique et expérimental</b>	<b>3</b>
<b>1 Cadre théorique</b>	<b>5</b>
1.1 Le Modèle Standard . . . . .	5
1.1.1 Bases théoriques du Modèle Standard . . . . .	5
1.1.2 Le secteur électrofaible et la brisure spontanée de symétrie	16
1.2 La Supersymétrie . . . . .	22
1.2.1 Succès et limitations du Modèle Standard . . . . .	22
1.2.2 Introduction de la supersymétrie . . . . .	23
1.2.3 La Supersymétrie en théorie des champs . . . . .	25
1.2.4 Le Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM)	27
1.2.5 Le secteur de Higgs en Supersymétrie . . . . .	31
<b>2 Cadre expérimental</b>	<b>33</b>
2.1 Le LHC . . . . .	33
2.1.1 Les expériences auprès du LHC . . . . .	34
2.1.2 Le cycle de fonctionnement du LHC . . . . .	36
2.2 Le détecteur ATLAS . . . . .	39
2.2.1 Description et objectifs du détecteur ATLAS . . . . .	40
2.2.2 Le détecteur interne (trajectographe) . . . . .	44
2.2.3 Le système de calorimétrie . . . . .	49
2.2.4 Le spectromètre à muons . . . . .	56
2.2.5 Le système de déclenchement . . . . .	60
2.3 Les données d'ATLAS . . . . .	61
2.3.1 Reconstruction des données . . . . .	61
2.3.2 La simulation des données . . . . .	70

<b>II</b>	<b>L'étiquetage des jets <math>b</math></b>	<b>75</b>
<b>3</b>	<b>Méthodes d'étiquetage des jets <math>b</math></b>	<b>77</b>
3.1	Etiquetage par leptons mous . . . . .	77
3.2	Etiquetage spatial . . . . .	78
3.2.1	Etiquetage se basant sur le paramètre d'impact . . . . .	78
3.2.2	Etiquetage se basant sur la reconstruction d'un vertex secondaire . . . . .	84
3.2.3	Etiquetage spatial combiné . . . . .	89
3.3	Aperçu général sur les performances de l'étiquetage des jets $b$ .	89
3.3.1	Estimateurs de performance . . . . .	89
3.3.2	Performances des différents algorithmes d'étiquetage . .	91
<b>4</b>	<b>Etudes en perspectives des premières données</b>	<b>95</b>
4.1	Association traces-jets . . . . .	95
4.2	Influence de la matière . . . . .	98
4.2.1	Simulation de la matière dans le détecteur . . . . .	100
4.2.2	Résolution du paramètre d'impact . . . . .	101
4.2.3	Les traces secondaires . . . . .	103
4.2.4	Effets sur les performances de l'étiquetage des jets $b$ . .	104
4.3	Influence des performances des algorithmes de reconstruction des traces. . . . .	105
4.3.1	Effet du taux de traces pathologiques sur les algorithmes d'étiquetage qui utilisent le paramètre d'impact . . . .	108
4.3.2	"Tuning" des coupures de qualité pour réduire le taux de mauvaises traces. . . . .	112
4.3.3	Effet de la résolution sur les algorithmes d'étiquetage utilisant le vertex secondaire . . . . .	115
4.4	Mise en marche de JetProb . . . . .	119
4.4.1	Effet des histogrammes de référence . . . . .	119
4.4.2	Catégories de traces . . . . .	120
4.5	Conclusion . . . . .	122
<b>III</b>	<b>Le boson de Higgs chargé</b>	<b>125</b>
<b>5</b>	<b>Recherche du boson de Higgs chargé au LHC</b>	<b>127</b>
5.1	Les limites actuelles . . . . .	127
5.1.1	Le boson de Higgs chargé au LEP . . . . .	128
5.1.2	Le boson de Higgs chargé au Tevatron . . . . .	129
5.2	Les différents canaux de recherche possibles dans ATLAS . . .	130



5.3	Choix du canal . . . . .	134
<b>6</b>	<b>Potentiel de découverte du boson de Higgs chargé</b>	<b>139</b>
6.1	Simulation des données . . . . .	140
6.2	Association entre l'événement reconstruit et la vérité Monte-Carlo . . . . .	143
6.3	Déclenchement . . . . .	145
6.4	Présélection . . . . .	146
6.4.1	Sélection des leptons . . . . .	146
6.4.2	Sélection des jets . . . . .	151
6.4.3	Performances de la présélection . . . . .	157
6.5	Reconstruction . . . . .	160
6.5.1	Reconstruction du W leptonique . . . . .	160
6.5.2	Les combinatoires . . . . .	161
6.6	Dernières sélections . . . . .	170
6.6.1	Description de la sélection . . . . .	170
6.6.2	Effet du bruit de fond combinatoire . . . . .	175
6.7	Résultats . . . . .	177
6.7.1	Présentation des résultats . . . . .	177
6.7.2	Discussions . . . . .	181
6.8	Etude des systématiques . . . . .	185
6.8.1	Les incertitudes systématiques théoriques . . . . .	185
6.8.2	Les incertitudes systématiques expérimentales . . . . .	187
6.8.3	Les incertitudes systématiques liées à l'analyse . . . . .	187
6.9	Conclusion . . . . .	190
	<b>Conclusion</b>	<b>193</b>



# Introduction

Le mystère de la brisure de symétrie électrofaible est l'un des problèmes du Modèle Standard de la physique des particules qui demeurent non résolus. La détection d'un boson scalaire neutre (boson de Higgs) serait un grand pas vers la compréhension du Modèle Standard. Toutefois, il serait difficile de discriminer entre un boson compatible avec le Modèle Standard ou avec un modèle supersymétrique. En revanche, la détection d'un boson de Higgs chargé serait une preuve irréfutable de l'existence d'une nouvelle physique au-delà du Modèle Standard.

Des expériences antérieures ont cherché un boson de Higgs chargé. La limite du LEP est  $m_{H^\pm} > 78.6 \text{ GeV}/c^2$  (à 95% CL<sup>1</sup> [1], et la limite du Tevatron est  $m_{H^\pm} \gtrsim 160 \text{ GeV}/c^2$  [2, 3] à basse et à haute  $\tan \beta$  ( $\tan \beta = 1$  et  $\tan \beta \gtrsim 100$ ). La recherche du boson de Higgs chargé va continuer au LHC, où la nouvelle échelle d'énergie disponible va étendre la possibilité de découverte au-delà des limites actuelles. ATLAS est l'un des quatre détecteurs installés au LHC. Ce détecteur a été conçu dans le but d'en faire une expérience capable de faire des découvertes à l'échelle du TeV.

Le sujet principal de cette thèse est la recherche d'un boson de Higgs chargé lourd dans le canal :

$$gg/b \rightarrow \bar{t}[b]H^+ \rightarrow \bar{t}[b]t\bar{b} \rightarrow W^\pm(\ell^\pm\nu)W^\mp(q\bar{q}')[b]\bar{b}b\bar{b}, \quad (1)$$

ainsi que l'étiquetage des jets  $b$  qui constitue un outil indispensable pour cette étude et pour bien d'autres dans ATLAS.

Ce mémoire de thèse est divisé en trois parties :

La première partie divisée en deux chapitres, constitue une introduction générale qui présente les cadres théorique et expérimental dans lesquels s'inscrit ce travail. Le chapitre 1 présente le formalisme mathématique du Modèle Standard, de la brisure spontanée de symétrie et de la Supersymétrie dans sa version minimale (MSSM). Le chapitre 2 présente une brève description du

---

<sup>1</sup>CL : "niveau de confiance" ou en anglais *confidence level*.

LHC et du détecteur ATLAS, ainsi qu'une description de la reconstruction et de la simulation des données.

La deuxième partie est consacrée à l'étude de l'étiquetage des jets  $b$ . Les méthodes d'étiquetage des jets  $b$  sont utilisées pour plusieurs études de physique : notamment des recherches de nouvelles particules qui se désintègrent vers des quarks  $b$ , comme le boson de Higgs ou des particules prédites par des modèles au-delà du Modèle Standard telles que le boson  $Z'$  ou des particules supersymétriques, ainsi que des études nécessitant la reconstruction de quarks top. Nous présentons dans le chapitre 3 une description des méthodes d'étiquetage des jets  $b$  utilisées dans ATLAS, et dans le chapitre 4 les études menées dans le cadre de cette thèse pour préparer l'analyse des premières données.

La troisième et dernière partie de ce mémoire est consacrée à la recherche du boson de Higgs chargé. Nous présentons dans le chapitre 5 les limites actuelles des recherches directes du bosons de Higgs chargé menées au LEP et au Tevatron, ainsi qu'un aperçu général sur la recherche du boson de Higgs chargé dans ATLAS en mettant l'accent sur les spécificités du canal étudié. Enfin, le chapitre 6 est consacré à la présentation détaillée de l'analyse et la discussion des résultats et des différentes erreurs systématiques.

# Première partie

## Cadres théorique et expérimental



# Chapitre 1

## Cadre théorique

### 1.1 Le Modèle Standard

Le Modèle Standard est le modèle actuellement admis par la communauté scientifique de Physique des particules pour décrire les interactions au niveau le plus fondamental de la matière. Il s'agit d'une théorie quantique relativiste des champs basée sur l'invariance de jauge sous le groupe  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ , ainsi que sur la brisure spontanée de la symétrie  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  vers la symétrie  $U(1)_Q$ .

La section 1.1.1 sera consacrée à une description plus approfondie de cette définition. Nous essaierons de répondre à la question : pourquoi une théorie des champs ? Et nous mettrons l'accent sur l'importance du concept de symétrie dans le Modèle Standard et comment ce concept permet d'établir une théorie de particules en interaction.

La brisure spontanée de symétrie et ses conséquences sur le secteur électro-faible seront traitées en détails dans la section 1.1.2.

Les informations présentées dans cette section sont basées sur les références [4, 5].

#### 1.1.1 Bases théoriques du Modèle Standard

##### 1.1.1.1 Pourquoi une théorie des champs ?

Les premières tentatives d'élaboration d'une théorie qui soit à la fois quantique et relativiste consistèrent à reprendre l'équation de Schrödinger en remplaçant l'hamiltonien classique par un hamiltonien relativiste :

$$H\psi(\vec{x}, t) = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(\vec{x}, t) \quad (1.1)$$

Avec le choix le plus évident pour un hamiltonien relativiste décrivant le mouvement d'une particule libre de masse  $m$  :

$$H = \sqrt{P^2 c^2 + m^2 c^4} = \sqrt{-\hbar^2 c^2 \nabla^2 + m^2 c^4} \quad (1.2)$$

Où  $\vec{P} = -i\hbar \vec{\nabla}$  est l'opérateur impulsion.

Ce choix pose un problème du fait que cette équation ne traite pas l'espace et le temps de façon symétrique ce qui n'est pas ce qu'on attend d'une théorie relativiste. En effet, cette équation n'est pas invariante de Lorentz.

On peut éviter ce problème en élevant au carré les opérateurs dérivées temporelle et spatiale dans l'équation de Shrödingee :

$$-\hbar^2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \psi(\vec{x}, t) = (-\hbar^2 c^2 \nabla^2 + m^2 c^4) \psi(\vec{x}, t) \quad (1.3)$$

On obtient alors la forme connue de l'équation de Klein-Gordon. Cette équation qui traite les coordonnées d'espace et de temps de façon identique est bien invariante de Lorentz. C'est donc une équation cohérente avec la relativité, toutefois elle viole les axiomes de la mécanique quantique : En effet, la présence d'une dérivée seconde par rapport au temps se traduit par des solutions dont la norme dépend en général du temps. La probabilité n'est donc pas conservée.

D'autres tentatives ont suivi, mais toujours sans succès. Le problème fondamental qui empêche d'écrire une théorie quantique relativiste se trouve dans le concept même de particule. En effet, en mécanique quantique, le temps est considéré comme un paramètre par rapport auquel l'état de la particule évolue, alors que la position est considérée comme une observable de la particule. La particule est donc un objet ponctuel par rapport à l'espace mais pas par rapport au temps. C'est ce statut différent de l'espace et du temps dans le concept de particule qui est en contradiction avec l'esprit de la relativité. Un changement de paradigme est donc nécessaire : il faut remplacer le concept des particules par celui des champs, qui sont des objets étendus aussi bien dans l'espace que dans le temps. Ce n'est qu'après quantification qu'on pourra réconcilier le concept de champs avec le concept classique des particules. En effet les particules apparaîtront comme les quanta d'excitation des champs.

#### 1.1.1.2 Concept de symétrie en physique des particules :

Le concept de symétrie joue un rôle très important en physique des particules. En effet, avec Yang et Mills [6], les physiciens ont compris que le concept de symétrie peut être utilisé de façon constructive pour bâtir de



nouvelles théories de champs en interaction et pas seulement de façon descriptive comme par exemple pour la classification des cristaux.

On peut facilement se convaincre que l'ensemble des transformations laissant invariantes les équations du mouvement d'un système forment une structure de groupe<sup>1</sup>. Toutefois, ce n'est pas la structure de groupe elle-même qui nous intéresse mais la façon dont ce groupe agit sur un système physique. On est donc intéressé par la notion de *représentation* de groupe : les objets physiques - dans notre cas *les champs* - sont représentés par des éléments d'un certain espace vectoriel et les transformations par des opérateurs linéaires agissant sur cet espace vectoriel. Une fois que l'on a choisi une base, les champs ainsi que les transformations prennent une structure matricielle.

Il existe plusieurs représentations pour un même groupe définies par le choix de l'espace vectoriel sur lequel le groupe doit agir. Ce choix est dicté par la façon dont agit la transformation.

### **Théorème de Noether :**

En théorie des champs, la notion de symétrie est intimement associée à la notion de conservation. En effet, en 1918 Emmy Noether montre [7], à travers son théorème, qu'à tout degré de liberté d'une symétrie continue est associée une quantité conservée.

Considérons le cas le plus général d'une symétrie continue qui agit sur les coordonnées d'espace-temps ainsi que sur les champs<sup>2</sup> :

$$\begin{aligned} x^\mu &\rightarrow x'^\mu = x^\mu + \sum_k f_k^\mu(x) \delta\omega_k \\ \phi^\alpha(x) &\rightarrow \phi'^\alpha(x') = \phi^\alpha(x) + \sum_k F_k^\alpha(x) \delta\omega_k \end{aligned} \quad (1.4)$$

On peut facilement démontrer que si cette transformation laisse l'action invariante, alors il existe  $k$  courants  $J_k^\mu$  tel que :

---

<sup>1</sup>Un groupe est un ensemble  $G$  muni d'une loi de composition interne notée "·" vérifiant :

- L'associativité :  $\forall g_1, g_2 \text{ et } g_3 \in G, g_1 \cdot (g_2 \cdot g_3) = (g_1 \cdot g_2) \cdot g_3$
- L'existence d'un élément neutre :  $\exists e \in G \text{ tel que } \forall g \in G, e \cdot g = g \cdot e = g$
- L'inversibilité de tous les éléments :  $\forall g \in G, \exists g' \in G \text{ tel que } g \cdot g' = g' \cdot g = e$

<sup>2</sup>Dans cette façon d'écrire une transformation, l'indice  $k$  compte les degrés de liberté de la symétrie alors que l'indice  $\alpha$  compte les champs. Le paramètre  $\delta\omega^k$  est un paramètre infinitésimal. En effet, il s'agit ici d'un développement limité au premier ordre de la transformation autour de l'identité. Les fonctions  $F_k^\alpha(x)$  et  $f_k^\mu(x)$  déterminent les représentations du groupe de symétrie qu'on utilise.

$$\partial_\mu J_k^\mu(x) = 0 \quad (1.5)$$

avec :

$$J_k^\mu(x) = \sum_\alpha \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu \phi^\alpha)} (F_k^\alpha(x) - \partial_\nu \phi^\alpha f_k^\nu(x)) + \mathcal{L} f_k^\mu(x) \quad (1.6)$$

où  $\mathcal{L}$  est le lagrangien du système étudié.

Si on intègre (1.5) par rapport aux coordonnées d'espace, on obtient les quantités conservées :

$$\frac{d}{dt} Q_k = 0 \quad \text{où} \quad Q_k = \int d^3x J_k^0(x) \quad (1.7)$$

Ces quantités sont appelées les "charges" de Noether.

### Invariance de Lorentz.

Pour construire une théorie relativiste, on doit commencer par imposer l'invariance de Lorentz et l'invariance par translations spatiale et temporelle. On parle alors du groupe de Poincaré.

Parmi les charges de Noether associées au groupe de Poincaré, on identifie :

- L'énergie  $E$  : charge de Noether associée à l'invariance par translations temporelles.
- L'impulsion  $\vec{P}$  : charges de Noether associées à l'invariance par translations spatiales.
- Le moment angulaire  $\vec{M} = \vec{x} \times \vec{P}$  : charges de Noether associées à l'invariance par rotations : on montre que le moment angulaire peut toujours être décomposé en deux termes  $\vec{M} = \vec{L} + \vec{S}$ , tels que  $\vec{L}$  (dit moment angulaire orbital) dépend de l'impulsion et de la position par rapport à une origine arbitrairement choisie, alors que  $\vec{S}$  (dit spin) est une caractéristique intrinsèque du champ.

Formellement, on peut définir les charges de Noether associées aux *boosts*. Mais l'interprétation physique de ces charges reste inconnue.

Nous allons maintenant définir les champs selon les différentes représentations possibles et physiquement pertinentes du groupe de Lorentz. On distingue, dans le Modèle Standard trois représentations, donc trois types de champs élémentaires :

- Les champs scalaires : ce sont des champs bosoniques de spin 0. Ils sont invariants sous une transformation de Lorentz :

$$\phi(x) \rightarrow \phi'(x') = \phi(x) \quad (1.8)$$

Le Lagrangien le plus simple qui décrit le mouvement d'un tel champ et qui est invariant de Lorentz s'écrit :

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi^\dagger(x) \partial^\mu \phi(x) - \frac{1}{2} m^2 \phi^\dagger(x) \phi(x) \quad (1.9)$$

Les équations du mouvement d'Euler-Lagrange se réduisent pour ce type de champs à l'équation de Klein-Gordon :

$$(\partial_\mu \partial^\mu + m^2) \phi(x) = 0 \quad (1.10)$$

- Les champs spinoriels : ce sont des champs fermioniques de spin 1/2. Il s'agit de champs à quatre composantes qui se transforment sous Lorentz de la façon suivante :

$$\Psi(x) = \begin{pmatrix} \Psi_1(x) \\ \Psi_2(x) \\ \Psi_3(x) \\ \Psi_4(x) \end{pmatrix} \rightarrow \Psi'(x) = \begin{pmatrix} A & 0 \\ 0 & E^T A^* E \end{pmatrix} \Psi(x) \quad (1.11)$$

où  $E = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}$  et  $A \in SL(2, \mathbb{C})$ .<sup>3</sup>

Le Lagrangien le plus simple d'un champ spinoriel qui soit invariant sous la transformation ainsi définie est :

$$\mathcal{L} = \frac{i}{2} \bar{\Psi} \gamma^\mu \partial_\mu \Psi - m \bar{\Psi} \Psi \quad (1.12)$$

où  $\gamma^\mu$  sont les matrices de Dirac, et  $\bar{\Psi} = \Psi^\dagger \gamma^0$ . Les équations du mouvement d'Euler-Lagrange se réduisent dans le cas d'un champ spinoriel à l'équation de Dirac :

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \Psi(x) = 0 \quad (1.13)$$

La représentation spinorielle ainsi définie n'est pas irréductible. En effet on peut décomposer le spineur en deux composantes dites *left* et *right* :

$$\Psi = \Psi_L + \Psi_R \quad (1.14)$$

---

<sup>3</sup> $SL(2, \mathbb{C})$  est le groupe des matrices  $2 \times 2$  de déterminant 1. On a la relation suivante entre un élément  $A$  de  $SL(2, \mathbb{C})$  et un élément  $\Lambda$  du groupe de Lorentz :

$$A^T \sigma_\nu A = \Lambda^\mu{}_\nu \sigma_\mu$$

où  $\sigma_0 = \mathbb{1}_2$  et  $\sigma_j (j = 1, 2, 3)$  sont les matrices de Pauli. On remarque qu'à chaque matrice  $\Lambda$  de Lorentz correspondent deux matrices de  $SL(2, \mathbb{C})$  :  $A$  et  $-A$ . La symétrie définie à l'aide de cette représentation est donc plus large que celle de Lorentz.

avec :

$$\Psi_L = \frac{1 + \gamma^5}{2} \Psi, \quad \Psi_R = \frac{1 - \gamma^5}{2} \Psi \quad (1.15)$$

Le Lagrangien du champ spinoriel s'écrit alors :

$$\mathcal{L} = i\bar{\Psi}_L \gamma_\mu \partial_\mu \Psi_L + i\bar{\Psi}_R \gamma_\mu \partial_\mu \Psi_R - m(\bar{\Psi}_L \Psi_R + \bar{\Psi}_R \Psi_L) \quad (1.16)$$

On voit alors que les deux champs *left* et *right* se découplent dans le cas où la masse est nulle. Cette représentation s'appelle représentation spinorielle chirale.

- Les champs vectoriels : ce sont des champs bosoniques de spin 1. Ils sont définis par la façon dont ils se transforment sous l'action d'un élément  $\Lambda$  du groupe de Lorentz :

$$A^\mu(x) \rightarrow A'^\mu(x') = \Lambda^\mu{}_\nu A^\nu(x) \quad (1.17)$$

Le Lagrangien le plus simple d'un tel champ s'écrit :

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m^2 A_\mu A^\mu \quad (1.18)$$

où on a défini le nouveau tenseur  $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ .

Les équations du mouvement d'Euler-Lagrange de ce type de champs sont données par :

$$\partial_\mu F^{\mu\nu} + m^2 A^\nu = 0 \quad (1.19)$$

### Invariance de jauge.

Dans ce paragraphe, nous introduisons les transformations dites de jauge. Nous montrerons comment en partant du Lagrangien d'un champs spinoriel, l'invariance sous une transformation de jauge impose l'introduction d'un champ vectoriel en interaction avec le champ spinoriel.

Une transformation de jauge possède les caractéristiques suivantes :

- C'est une transformation interne. *i.e.* elle agit directement sur les champs sans aucune action sur l'espace de Minkowski.
- L'ensemble de ces transformations forme un groupe de Lie<sup>4</sup> qu'on note  $G$ .
- Une transformation de jauge est locale. Autrement dit, les éléments du groupe de jauge sont des fonctions de l'espace-temps à valeurs dans le groupe de Lie.

---

<sup>4</sup>Un groupe de Lie est un groupe qu'on peut paramétriser par une fonction continue et différentiable de  $N$  paramètres.

L'action d'une transformation de jauge sur un champ spinoriel peut être écrite sous la forme<sup>5</sup> :

$$\Psi \rightarrow \Psi' = U(x)\Psi \quad (1.20)$$

Il est intéressant de noter qu'au voisinage de l'identité on peut écrire :

$$U(x) = e^{i \sum_{i=1}^N \alpha_i(x) X_i} = \mathbb{1}_n + i \sum_{i=1}^N \alpha_i(x) X_i + O(\alpha^2) \quad (1.21)$$

où  $\alpha_i(x)$  sont  $N$  fonctions scalaires et  $X_i$  sont  $N$  matrices formant une base d'une algèbre  $\mathcal{G}$  munie d'un crochet bilinéaire antisymétrique et vérifiant l'identité de Jacobi :

$$[X, Y] = -[Y, X] \quad \forall X, Y \in \mathcal{G} \quad (1.22)$$

$$[[X, Y], Z] + [[Z, X], Y] + [[Y, Z], X] = 0 \quad \forall X, Y, Z \in \mathcal{G} \quad (1.23)$$

L'algèbre  $\mathcal{G}$  s'appelle algèbre de Lie du groupe  $G$ .

Considérons maintenant le Lagrangien d'un champ spinoriel :

$$\mathcal{L} = i \bar{\Psi} \gamma^\mu \partial_\mu \Psi - m \bar{\Psi} \Psi \quad (1.24)$$

Ce Lagrangien se transforme sous l'action d'une transformation de jauge de la façon suivante :

$$\mathcal{L} \rightarrow \mathcal{L}' = \mathcal{L} + i \bar{\Psi} \gamma^\mu B_\mu(x) \Psi$$

où  $B_\mu(x) = U^\dagger(x) \partial_\mu U(x)$  est un élément de l'algèbre de Lie<sup>6</sup>  $\mathcal{G}$ .

Le Lagrangien libre du champ spinoriel n'est donc pas invariant. On procède alors en ajoutant suffisamment d'éléments au Lagrangien pour le rendre symétrique. Pour cela il faut :

1. Introduire un champ  $A_\mu$  de même nature que le terme qu'on veut éliminer du Lagrangien transformé :

$$A_\mu = \sum_{a=1}^N \frac{g}{2} A_\mu^a(x) X_a \in \mathcal{G} \quad (1.25)$$

où  $g$  est une constante arbitraire.

<sup>5</sup> Ayant choisi une représentation de dimension  $n$  du groupe  $G$ ,  $U(x)$  s'écrit alors comme une matrice  $n \times n$  et  $\Psi$  comme une matrice colonne de taille  $n$  dont les composantes sont des spineurs de Dirac de même masse.

<sup>6</sup> En effet :  $B_\mu(x) = e^{-i \sum_i \alpha_i(x) X_i} \partial_\mu e^{i \sum_i \alpha_i(x) X_i} = i \sum_i \partial_\mu \alpha_i(x) X_i \in \mathcal{G}$ .

2. Imposer la loi de transformation du champ  $A_\mu$  sous l'action du groupe de jauge :

$$A_\mu(x) \rightarrow A'_\mu(x) = U A_\mu U^\dagger - i(\partial_\mu U)U^\dagger \quad (1.26)$$

3. Définir une dérivée covariante de telle façon que la dérivée covariante d'un spineur se transforme comme le spineur sous l'action du groupe de jauge :

$$D_\mu \Psi \rightarrow (D_\mu \Psi)' = U(x) D_\mu \Psi$$

Ceci est possible avec la définition :

$$D_\mu = \mathbb{1}_n \partial_\mu - i A_\mu \quad (1.27)$$

4. Identifier le Lagrangien libre de  $A_\mu$  de façon qu'il soit invariant de jauge :

$$\mathcal{L}_A = -\frac{1}{2g} \text{Tr}[F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}] = -\frac{1}{4} \sum_a F_{\mu\nu}^a F_a^{\mu\nu} \quad (1.28)$$

où on a introduit les tenseurs<sup>7</sup> :

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu - i[A_\mu, A_\nu] \quad (1.30)$$

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a \quad (1.31)$$

Le nouveau Lagrangien invariant de jauge s'obtient en remplaçant dans (1.24) la dérivée ordinaire par la dérivée covariante et en ajoutant le Lagrangien du champ de jauge (1.28) :

$$\mathcal{L} = i\bar{\Psi}\gamma^\mu D_\mu \Psi - m\bar{\Psi}\Psi - \frac{1}{4} \sum_a F_{\mu\nu}^a F_a^{\mu\nu} \quad (1.32)$$

La dérivée covariante cache un terme d'interaction entre les champs spinoriels et le champ de jauge proportionnel à la constante  $g$  qu'on a introduit dans (1.25). Cette constante à priori arbitraire, prend alors une signification physique et constitue une grandeur mesurable : on l'appelle constante de couplage.

---

<sup>7</sup>Notons que la loi de transformation du tenseur  $F_{\mu\nu}$  se déduit de sa définition :

$$F_{\mu\nu} \rightarrow U F_{\mu\nu} U^\dagger \quad (1.29)$$

C'est donc la propriété cyclique de la trace qui rend le Lagrangien (1.28) invariant.

### 1.1.1.3 Construction du Modèle Standard :

Nous allons construire le Modèle Standard en postulant la symétrie<sup>8</sup> :

$$SU(3) \times SU(2) \times U(1) \quad (1.33)$$

On définit les charges de Noether associées aux différents degrés de liberté de cette symétrie :

- Les charges de couleurs associées à  $SU(3)$ .
- L'isospin noté  $\vec{I}$  associé à  $SU(2)$ .
- L'hypercharge notée  $Y$  associée à  $U(1)$ .

Le choix de cette symétrie permet de décrire trois des quatre interactions fondamentales qu'on observe dans la nature :

- L'interaction forte : décrite par la symétrie  $SU(3)$ , est notamment responsable de la cohésion du noyau atomique.
- L'interaction faible : décrite par la symétrie  $SU(2)$ , est notamment responsable de la radioactivité  $\beta$ .
- L'interaction électromagnétique : décrite par la symétrie  $U(1)$ , est responsable d'une longue liste de phénomènes (électricité, interactions chimiques, stabilité des atomes, etc...).

La première étape pour construire le Modèle Standard consiste à définir les champs spinoriels, *i.e.* le secteur fermionique. Dans la nature on observe deux types de fermions qu'on distingue par la façon dont ils interagissent :

- Les leptons : ce sont des particules qui sont sensibles aux interactions électromagnétique et faible. Ils sont insensibles à l'interaction forte.
- Les quarks : ce sont des particules qui portent une charge de couleur et sont donc sensibles aux interactions fortes. Ils sont également sensibles aux interactions électromagnétique et faible et portent notamment une charge électrique fractionnaire.

Pour décrire les fermions, on adopte le modèle chirale et on représente vis à vis de  $SU(2)$  les spineurs de chiralité gauche par des doublets et les spineurs de chiralité droite par des singulets et vis à vis de  $SU(3)$  les leptons par des singulets et les quarks par des triplets. Le contenu en fermions du Modèle Standard se résume donc dans le tableau 1.1.

Le fait de choisir cette symétrie en particulier et ces représentations est

---

<sup>8</sup> $U(n)$  est le groupe de matrices unitaires de dimensions  $n \times n$  :  $A \in U(n) \Rightarrow A^\dagger A = \mathbb{1}_n$ .  $SU(n)$  est le groupe de matrices spéciales (*i.e.* de déterminant unité) et unitaires :  $A \in SU(n) \Rightarrow \det(A) = 1$  et  $A^\dagger A = \mathbb{1}_n$ . Ces groupes sont des groupes de Lie dont les algèbres seront notées par :  $u(n)$  et  $su(n)$ .

complètement guidé par les observations expérimentales. En particulier, le fait d'avoir choisi des représentations différentes de  $SU(2)$  pour les fermions de chiralité gauche et droite est motivé par le fait que l'interaction faible brise la parité.

Les leptons	Leptons <i>left</i> : $L$		Leptons <i>right</i> $E$	
	$L_1 = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$Y = -1$	$E_1 = e_R$	$Y = -2$
	$L_2 = \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	$Y = -1$	$E_2 = \mu_R$	$Y = -2$
	$L_3 = \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$	$Y = -1$	$E_3 = \tau_R$	$Y = -2$
Les quarks	Quarks <i>left</i> : $Q_L$		Quarks <i>right</i> : $U_R$	
	$Q_{L1}^i = \begin{pmatrix} u_i \\ d_i \end{pmatrix}_L$	$Y = \frac{1}{3}$	$U_{R1}^i = u_{iR}$	$Y = \frac{4}{3}$
	$Q_{L2}^i = \begin{pmatrix} c_i \\ s_i \end{pmatrix}_L$	$Y = \frac{1}{3}$	$U_{R2}^i = c_{iR}$	$Y = \frac{4}{3}$
	$Q_{L3}^i = \begin{pmatrix} t_i \\ b_i \end{pmatrix}_L$	$Y = \frac{1}{3}$	$U_{R3}^i = t_{iR}$	$Y = \frac{4}{3}$
			$D_{R1}^i = d_{iR}$	$Y = -\frac{2}{3}$
			$D_{R2}^i = s_{iR}$	$Y = -\frac{2}{3}$
			$D_{R3}^i = b_{iR}$	$Y = -\frac{2}{3}$

TAB. 1.1 – Tableau résumant les différents champs spinoriels du Modèle Standard avec leurs hypercharges. Les indices  $i$  pour les quarks sont les indices de couleurs :  $i = 1, 2, 3$ .

La deuxième étape consiste à introduire les champs de jauge qui sont des éléments de l'algèbre de Lie du groupe de symétrie. Définissons en même temps la façon dont ces champs se transforment sous l'action du groupe de



jauge :

$$B_\mu(x) \in u(1) \equiv \mathbb{R} : \\ B_\mu(x) \xrightarrow{U(x)=e^{\frac{i\theta(x)}{g'}} \in U(1)} B_\mu(x) + \frac{1}{g'} \partial_\mu \alpha(x) \quad (1.34)$$

$$I_\mu(x) = \sum_{a=1}^3 \frac{g_w}{2} I_\mu^a(x) \sigma_a \in su(2) : \\ I_\mu(x) \xrightarrow{U(x) \in SU(2)} U(x) I_\mu(x) U^\dagger(x) - i(\partial_\mu U(x)) U^\dagger(x) \quad (1.35)$$

$$G_\mu(x) = \sum_{a=1}^8 \frac{g_s}{2} G_\mu^a(x) \lambda_a \in su(3) : \\ G_\mu(x) \xrightarrow{U(x) \in SU(3)} U(x) G_\mu(x) U^\dagger(x) - i(\partial_\mu U(x)) U^\dagger(x) \quad (1.36)$$

Finalement, il nous reste à définir les dérivées covariantes des différents champs spinoriels. On définit alors la forme la plus générale d'une dérivée covariante :

$$D_\mu = \partial_\mu - i \frac{g_s}{2} \sum_{a=1}^8 G_\mu^a \lambda_a - i \frac{g_w}{2} \sum_{a=1}^3 I_\mu^a \sigma_a - i \frac{g'}{2} B_\mu Y \quad (1.37)$$

Suivant la représentation choisie pour les différents champs spinoriels, les termes qui correspondent à des singulets sont nuls. Pratiquement, on définit respectivement pour les leptons de chiralité gauche, les leptons de chiralité droite, les quarks de chiralité gauche et les quarks de chiralité droite, les dérivées covariantes suivantes :

$$D_\mu L_\alpha = (\partial_\mu - i \frac{g_w}{2} \sum_{a=1}^3 I_\mu^a \sigma_a + i \frac{g'}{2} B_\mu) L_\alpha \quad (1.38)$$

$$D_\mu E_\alpha = (\partial_\mu + i g' B_\mu) E_\alpha \quad (1.39)$$

$$D_\mu Q_\alpha = (\partial_\mu - i \frac{g_s}{2} \sum_{a=1}^8 G_\mu^a \lambda_a - i \frac{g_w}{2} \sum_{a=1}^3 I_\mu^a \sigma_a - i \frac{g'}{6} B_\mu) Q_\alpha \quad (1.40)$$

$$D_\mu U_\alpha = (\partial_\mu - i \frac{g_s}{2} \sum_{a=1}^8 G_\mu^a \lambda_a - i \frac{2g'}{3} B_\mu) U_\alpha \quad (1.41)$$

$$D_\mu D_\alpha = (\partial_\mu - i \frac{g_s}{2} \sum_{a=1}^8 G_\mu^a \lambda_a + i \frac{g'}{3} B_\mu) D_\alpha \quad (1.42)$$

On a maintenant tous les ingrédients pour écrire le Lagrangien du Modèle Standard :

$$\begin{aligned}
\mathcal{L} = & \sum_{a=1}^8 -\frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} + \sum_{a=1}^3 -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \\
& + \sum_{\alpha,i} i \bar{Q}_{\alpha i} \gamma^\mu D_\mu Q_{\alpha i} + \sum_{\alpha,i} i \bar{U}_{\alpha i} \gamma^\mu D_\mu U_{\alpha i} + \sum_{\alpha,i} i \bar{D}_{\alpha i} \gamma^\mu D_\mu D_{\alpha i} \\
& + \sum_{\alpha} i \bar{L}_\alpha \gamma^\mu D_\mu L_\alpha + \sum_{\alpha} i \bar{E}_\alpha \gamma^\mu D_\mu E_\alpha
\end{aligned} \tag{1.43}$$

De façon plus compactifiée, on peut réécrire ce Lagrangien sous la forme :

$$\mathcal{L} = \bar{\Psi} \not{D} \Psi - \frac{1}{4} \sum_a F_{\mu\nu}^a F_a^{\mu\nu} \tag{1.44}$$

où on a mis tous les champs spinoriels (cf. tableau 1.1) dans un vecteur colonne  $\Psi$ . La quantité  $\not{D} = i\gamma^\mu D_\mu$  prend alors une structure de matrice. L'indice  $a$  décrit maintenant les 12 bosons de jauge introduits par le Modèle Standard : 8 ( $G_\mu^a$ ) pour le groupe de symétrie  $SU(3)_C$ , 3 ( $I_\mu^a$ ) pour le groupe de symétrie  $SU(2)_L$  et 1 ( $B_\mu$ ) pour le groupe de symétrie  $U(1)_Y$ .

### 1.1.2 Le secteur électrofaible et la brisure spontanée de symétrie

A ce stade, le contenu physique du Modèle Standard n'est toujours pas clair : On observe dans la nature comme spectre de bosons de jauge, un photon sans masse, trois champs de bosons massifs  $Z^0$  et  $W^\pm$ , et des gluons sans masse. Les gluons responsables de l'interaction forte sont bien identifiables aux huit champs de jauge  $G_\mu^a$  alors que pour le secteur électromagnétique et faible les choses sont moins claires. L'aspect le plus frappant est que le Lagrangien (1.44) ne présente que des champs sans masse. Ceci est dû au fait qu'un terme de masse pour les bosons serait suffisant pour briser la symétrie de jauge du Lagrangien. Quand aux fermions, ce qui empêche d'écrire leurs termes de masse sans briser la symétrie du Lagrangien c'est le fait qu'on a choisi des représentations différentes sous  $SU(2)$  pour les fermions de chiralités différentes.

#### Mécanisme de Higgs :

Le mécanisme que nous allons introduire maintenant, permettra de décrire plus correctement la phénoménologie du secteur électro-faible et d'introduire des termes de masse dans le Lagrangien sans briser la symétrie de jauge. Ce

mécanisme est connu sous le nom de mécanisme de Higgs et repose sur le principe de brisure spontanée de symétrie.

Commençons par introduire un nouveau champ scalaire  $\Phi$  qui se transforme sous  $SU(2) \times U(1)$  comme un doublet d'hypercharge  $Y = 1$  :

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} \varphi_1(x) + i\varphi_2(x) \\ \varphi_3(x) + i\varphi_4(x) \end{pmatrix} \quad (1.45)$$

Le Lagrangien de ce champ étant donné par :

$$\mathcal{L}_\Phi = (D^\mu \Phi)^\dagger D_\mu \Phi - \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (1.46)$$

Où la dérivée covariante tient compte de la façon dont ce champ se transforme sous  $SU(2) \times U(1)$  :

$$D_\mu \Phi = (\partial_\mu - i \frac{g_w}{2} \sum_a I_\mu^a \sigma_a - i \frac{g'}{2} B_\mu) \Phi \quad (1.47)$$

Examinons un peu le terme potentiel de ce Lagrangien :

$$V(\Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (1.48)$$

On remarque qu'on doit avoir  $\lambda > 0$ , sinon, ce potentiel ne posséderait pas d'état fondamental et donc le vide ne serait pas stable. On remarque aussi que si  $\mu^2 > 0$ , l'interprétation physique serait immédiate : on a un nouveau champ scalaire de masse  $\mu$  en interaction avec lui-même. Ce choix ne nous apporte donc rien, au contraire il ajoute une nouvelle phénoménologie qui n'est pas nécessairement en cohérence avec les observations expérimentales. Intéressons-nous donc au cas où  $\lambda > 0$  et  $\mu^2 < 0$ . On démontre alors que le champ  $\Phi$  subit une brisure spontanée de symétrie : bien que la dynamique sous-jacente soit symétrique, l'état fondamental du champ lui ne l'est pas (figure 1.1).

En effet, le potentiel (1.48) atteint son minimum pour :

$$\frac{\partial V(\Phi)}{\partial \Phi} = 0 \Rightarrow (\Phi^\dagger \Phi) = -\frac{\mu^2}{2\lambda}$$

Ce qui revient à prendre, en définissant le paramètre  $v = \sqrt{-\frac{\mu^2}{\lambda}}$ , appelé "vev" ou *vacuum expectation value* du champ  $\Phi$  :

$$\Phi_{min} = U \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad \text{où } U \in SU(2) \quad (1.49)$$

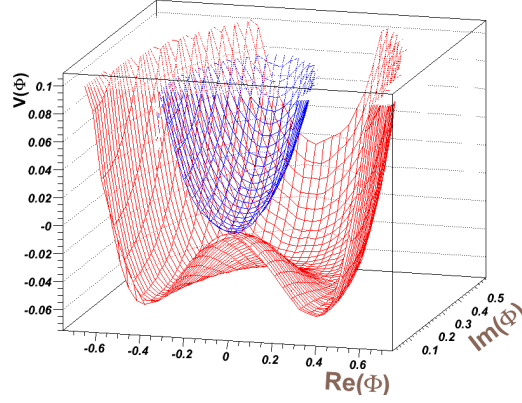


FIG. 1.1 – Une projection à deux dimensions du potentiel du champ scalaire  $\Phi$  pour  $\lambda > 0$  et  $\mu^2 < 0$  (rouge), et pour  $\lambda > 0$  et  $\mu^2 > 0$  (bleu) : on voit que dans le cas où  $\lambda > 0$  et  $\mu^2 < 0$ , le système possède une infinité d'états fondamentaux.

Le choix arbitraire de  $U$  dans  $SU(2)$  rend compte de l'existence d'une infinité d'états fondamentaux pour le champ  $\Phi$ .

Par un changement adéquat de variable, le champ  $\Phi$  peut être redéfini comme une fluctuation autour de son état fondamental :

$$\Phi(x) = e^{i\frac{g_w}{2v} \sum_a G^a(x) \sigma_a} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+H(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (1.50)$$

où  $G^a(x)$  ( $a = 1, 2, 3$ ) sont appelés les champs de Goldstone et  $H(x)$  le champ de Higgs.

Remarquons que le terme  $e^{i\frac{g_w}{2v} \sum_a G^a(x) \sigma_a}$  est en fait une matrice de  $SU(2)$ . Ce terme peut donc être éliminé par une transformation de jauge ce qui suggère qu'il n'a pas d'interprétation physique. En effet, effectuons la transformation de jauge suivante :

$$\Phi \rightarrow \Phi' = e^{-i\frac{g_w}{2v} \sum_a G^a(x) \sigma_a} \Phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+H}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (1.51)$$

$$I_\mu^a \rightarrow \tilde{W}_\mu^a = I_\mu^a - \frac{1}{v} \partial_\mu G^a(x) \quad (1.52)$$

La dérivée covariante du champs  $\Phi$  s'écrit alors :

$$\begin{aligned}(D_\mu \Phi)' &= (\partial_\mu - i \frac{g_w}{2} \sum_{a=1}^3 \tilde{W}_\mu^a \sigma_a - i \frac{g'}{2} B_\mu) \Phi' \\ &= \begin{pmatrix} -\frac{i}{2} \frac{v+H}{\sqrt{2}} g_w (\tilde{W}_\mu^1 - i \tilde{W}_\mu^2) \\ \frac{\partial_\mu H}{\sqrt{2}} - \frac{i}{2} \frac{v+H}{\sqrt{2}} (g' B_\mu - g_w \tilde{W}_\mu^3) \end{pmatrix}\end{aligned}$$

et le Lagrangien des champs bosoniques du secteur électrofaible devient :

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{EW}^{bosons} &= \mathcal{L}_{EW}^{vect} + \mathcal{L}_\Phi \\ &= -\frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \frac{1}{4} \tilde{W}_{\mu\nu}^a \tilde{W}_a^{\mu\nu} \\ &\quad + \frac{1}{2} \partial^\mu H \partial_\mu H + \mu^2 H^2 \\ &\quad + \frac{v^2}{8} g_w^2 (\tilde{W}_\mu^1 + i \tilde{W}_\mu^2) (\tilde{W}^{\mu 1} - i \tilde{W}^{\mu 2}) \\ &\quad + \frac{v^2}{8} (g' B_\mu - g_w \tilde{W}_\mu^3) (g' B^\mu - g_w \tilde{W}^{\mu 3}) \\ &\quad + \dots\end{aligned}\tag{1.53}$$

où  $\mathcal{L}_{EW}^{vect} = -\frac{1}{4} \sum_{a=1}^3 I_{\mu\nu}^a I_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}$  est le lagrangien des bosons vectoriels du secteur électrofaible. Nous n'avons écrit dans le lagrangien ci-dessus que les termes quadratiques par rapport aux champs. Les termes d'interaction d'ordre supérieur n'ont pas été écrits par souci de simplicité.

### Interprétation physique : L'interaction électrofaible.

Afin de pouvoir donner une interprétation physique au Lagrangien (1.53), il faut que les termes quadratiques ne contiennent pas de termes croisés entre différents types de champs. Pour cela, définissons le nouveau champ vectoriel complexe :

$$W_\mu^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} (\tilde{W}_\mu^1 + i \tilde{W}_\mu^2) \quad ; \quad W_\mu^- = \frac{1}{\sqrt{2}} (\tilde{W}_\mu^1 - i \tilde{W}_\mu^2) = (W_\mu^+)^* \tag{1.54}$$

et les deux champs vectoriels réels :

$$Z_\mu = \cos \Theta_W \tilde{W}_\mu^3 - \sin \Theta_W B_\mu \tag{1.55}$$

$$A_\mu = \sin \Theta_W \tilde{W}_\mu^3 + \cos \Theta_W B_\mu \tag{1.56}$$

où nous avons introduit l'angle de Weinberg défini par :

$$\cos \Theta_W = \frac{g_w}{\sqrt{g_w^2 + g'^2}} \quad ; \quad \sin \Theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g_w^2 + g'^2}} \quad (1.57)$$

Avec ces nouvelles définitions, le Lagrangien des champs scalaire et vectoriels s'écrit :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{EW}^{bosons} = & -\frac{1}{2}W_{\mu\nu}^+W^{-\mu\nu} - \frac{1}{4}Z_{\mu\nu}Z^{\mu\nu} - \frac{1}{4}A_{\mu\nu}A^{\mu\nu} \\ & \frac{1}{2}\partial^\mu H\partial_\mu H - \frac{1}{2}(-2\mu^2)H^2 \\ & + \frac{1}{2}\frac{g_w^2v^2}{4\cos^2\theta_W}Z^\mu Z_\mu + \frac{g_w^2v^2}{4}W^{\mu+}W_\mu^- + \dots \end{aligned} \quad (1.58)$$

Sous cette forme, on est capable de donner une interprétation physique à ce Lagrangien. On peut y voir un champ scalaire massif  $H$ , deux bosons chargés massifs  $W_\mu^+$  et  $W_\mu^-$ , un boson neutre massif  $Z_\mu$  et un boson neutre sans masse  $A_\mu$ , avec les masses suivantes :

$$m_H = \sqrt{-2\mu^2} = v\sqrt{2\lambda} \quad (1.59)$$

$$m_{W^\pm} = \frac{g_w v}{2} \quad (1.60)$$

$$m_Z = \frac{g_w v}{2\cos\theta_W} \quad (1.61)$$

$$m_A = 0 \quad (1.62)$$

Parmi les termes qu'on n'a pas écrit dans le Lagrangien (1.58), il apparaît des termes d'interaction entre le champs scalaire de Higgs et les bosons de jauge  $W^\pm$  et  $Z$  ainsi que des termes d'interaction du Higgs avec lui-même.

Il reste à interpréter les interactions de ces nouveaux champs avec les fermions. Pour cela, examinons la dérivée covariante d'un champ spinoriel d'hypercharge  $Y$ . Celle-ci est donnée en fonction des champs  $W_\mu^\pm$ ,  $Z_\mu$  et  $A_\mu$  par :

$$\begin{aligned} D_\mu = & \partial_\mu - i\frac{g_w}{2}\frac{\sigma_1 - i\sigma_2}{\sqrt{2}}W_\mu^+ - i\frac{g_w}{2}\frac{\sigma_1 + i\sigma_2}{\sqrt{2}}W_\mu^- \\ & - i\frac{e}{2}(\sigma_3 - Y)Z_\mu - i\frac{e}{2}(\sigma_3 + Y)A_\mu \end{aligned} \quad (1.63)$$

où on a défini une nouvelle constante de couplage :

$$e = g' \cos \theta_W = g_w \sin \theta_W \quad (1.64)$$

Le dernier terme de (1.63) s'identifie parfaitement à un terme d'interaction électromagnétique avec comme charge électrique :

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} \quad (1.65)$$

où  $I_3$  est la troisième composante de l'isospin faible. Les autres termes définissent l'interaction faible.

### Masse des fermions :

A ce stade on a réussi à donner au Modèle Standard une interprétation physique pertinente. Ce qui manque c'est la masse des fermions. A l'opposé des bosons de jauge dont les termes de masse apparaissent de façon naturelle dans le Lagrangien, la masse des fermions doit être ajoutée de façon *ad hoc*. Ceci peut être réalisé sans briser la symétrie de jauge, à l'aide des couplages dits de Yukawa :

$$\mathcal{L}_Y = -\bar{\Psi}_L C \Psi_R \Phi' + h.c. = -\sum_{i,j} C_{ij} \bar{\Psi}_L^i \Psi_R^j \Phi' + h.c. \quad (1.66)$$

$$= -\frac{v}{\sqrt{2}} \sum_{i,j} C_{ij} \bar{\Psi}_L^i \Psi_R^j - \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{i,j} C_{ij} \bar{\Psi}_L^i \Psi_R^j H + h.c. \quad (1.67)$$

où les indices  $i$  et  $j$  comptent les fermions auxquels on veut donner une masse. Le premier terme est censé être un terme de masse alors que le second est un terme d'interaction entre le champ de Higgs et les fermions. Si la matrice  $C$ , à priori arbitraire, est non diagonale, il faut trouver la matrice unitaire  $\mathcal{K}$  qui la diagonalise de façon à écrire le Lagrangien de Yukawa :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y &= -\frac{1}{\sqrt{2}} v \bar{\Psi}_L \mathcal{K}^\dagger \mathcal{K} C \mathcal{K}^\dagger \mathcal{K} \Psi_R - \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{\Psi}_L \mathcal{K}^\dagger \mathcal{K} C \mathcal{K}^\dagger \mathcal{K} \Psi_R H + h.c. \\ &= -\bar{\Psi}_L^M M \Psi_R^M - \frac{1}{v} \bar{\Psi}_L^M M \Psi_R^M H + h.c. \end{aligned}$$

où la matrice  $M = \frac{v}{\sqrt{2}} \mathcal{K} C \mathcal{K}^\dagger$ , appelée matrice de masse, est diagonale.  $\Psi_L^M = \mathcal{K} \Psi_L$  et  $\Psi_R^M = \mathcal{K} \Psi_R$  sont appelés états propre de masse. On voit ainsi apparaître des termes de masses pour les fermions ainsi qu'un couplage au boson de Higgs proportionnel à la masse du fermion.

Dans le cas où  $M \neq C$ , on dit que les états propres d'interaction ne sont pas états propres de masse mais un mélange de ces derniers. C'est le cas du secteur des quarks dans le Modèle Standard où les quarks des différentes familles sont mélangés par une matrice qu'on appelle matrice de *Cabibbo*-

*Kobayashi-Maskawa* ou matrice CKM :

$$\begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (1.68)$$

Le Modèle Standard ne dit rien sur cette matrice à part qu'elle doit être unitaire. Cette condition se traduit par le fait que la matrice CKM peut être paramétrisée à l'aide de quatre paramètres libres à déterminer expérimentalement. Les modules des différents termes de la matrice CKM supposée unitaire, tels que mesurés par l'expérience sont [8] :

$$\begin{pmatrix} 0.97383 & 0.2272 & 0.00396 \\ 0.2271 & 0.97296 & 0.04221 \\ 0.00814 & 0.04161 & 0.999100 \end{pmatrix} \quad (1.69)$$

## 1.2 La Supersymétrie

### 1.2.1 Succès et limitations du Modèle Standard

Le Modèle Standard constitue une des plus grandes réussites de la physique de la deuxième partie du XX<sup>ème</sup> siècle. Son importance repose avant tout sur le fait qu'il réunit la théorie quantique et la relativité restreinte dans un même cadre théorique. Ses réussites sur le plan expérimental ne sont pas moins remarquables : le Modèle Standard a permis de décrire dans un cadre cohérent l'essentiel des phénomènes connus en physique des particules avec un très bon accord entre mesures et prédictions. Il a aussi permis de faire de nombreuses prédictions telles que l'existence des bosons  $Z$  et  $W$  et celle du quark top.

Malgré son succès, le Modèle Standard possède des insuffisances. On présente ici une liste non exhaustive des problèmes qui indiquent ou laissent penser qu'une physique au-delà du Modèle Standard est nécessaire :

- La gravité ne fait pas partie du Modèle Standard. En effet, inclure la gravité comme une interaction de jauge dans le cadre du Modèle Standard aboutirait nécessairement à une théorie quantique non renormalisable.
- Le Modèle Standard possède 18 paramètres libres : 9 pour les masses des fermions (en supposant les neutrinos sans masse), 2 pour la masse du boson de Higgs et sa "vev", 3 pour les constantes de couplage et 4 pour la matrice CKM.





FIG. 1.2 – Corrections en boucle de fermion (a) et en boucle de boson scalaire (b) à la masse du Higgs.

- Il apparaît dans le Modèle Standard des divergences quadratiques dans les corrections en boucles à la masse du Higgs.

### 1.2.2 Introduction de la supersymétrie

Parmi les effets qui apparaissent suite à la quantification, le Modèle Standard prédit des corrections à la masse du Higgs dues au couplage avec les différents fermions. La figure 1.2(a) représente le diagramme de correction en boucle de fermion à la masse du Higgs. La correction à la masse du Higgs correspondant à un tel diagramme s'écrit :

$$\Delta m_H^2 = -\frac{4m_f^2}{v^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \left[ \frac{1}{k^2 - m_f^2} + \frac{2m_f^2}{(k^2 - m_f^2)^2} \right] \quad (1.70)$$

Les divergences qui apparaissent dans cette correction peuvent être annulées si on introduit un champ scalaire  $\tilde{f}$  de masse  $m_{\tilde{f}}$  et un couplage au boson de Higgs  $\lambda_{\tilde{f}}$ . Ce champ induit une correction à la masse du boson de Higgs (fig. 1.2(b)) donnée par :

$$\Delta m_H^2 = -2\lambda_{\tilde{f}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{1}{k^2 - m_{\tilde{f}}^2} + \text{termes non divergents} \quad (1.71)$$

On voit que les divergences s'annulent entre (1.70) et (1.71) si :

$$\lambda_{\tilde{f}}^2 = -2 \frac{m_f^2}{v^2} \quad (1.72)$$

$$m_{\tilde{f}} = m_f \quad (1.73)$$

Pour que l'annulation des termes divergents soit systématique et viable à tous les ordres de la théorie des perturbations, l'introduction d'une nouvelle symétrie est nécessaire. La Supersymétrie (SuSy) répond à ce problème en

postulant une symétrie parfaite entre degrés de liberté fermioniques et bosoniques.

Ceci est réalisé en introduisant une nouvelle symétrie qui transforme un boson en fermion et vice versa, selon le schéma suivant<sup>9</sup> :

$$Q|boson\rangle = |fermion\rangle \quad Q|fermion\rangle = |boson\rangle \quad (1.74)$$

En effet, d'après ce schéma, l'opérateur  $Q$ , ainsi que son conjugué hermitien<sup>10</sup>  $Q^\dagger$ , sont des opérateurs fermioniques qui doivent porter un spin  $\frac{1}{2}$ . Ceci entraîne le fait que les opérateurs  $Q$  et  $Q^\dagger$  doivent satisfaire à des relations de commutation et d'anticommutation de la forme :

$$\{Q, Q^\dagger\} = P^\mu \quad (1.75)$$

$$\{Q, Q\} = \{Q^\dagger, Q^\dagger\} = 0 \quad (1.76)$$

$$[P^\mu, Q] = [P^\mu, Q^\dagger] = 0 \quad (1.77)$$

où  $P^\mu$  est l'opérateur quadri-impulsion.

Considérons maintenant un système complet d'états propres  $|i\rangle$  de l'opérateur  $P^\mu$  de même valeur propre  $p^\mu$ . Ces états vérifient la relation de complétude  $\sum_i |i\rangle\langle i| = 1$ . Introduisons l'opérateur  $(-1)^{2s}$  (où  $s$  est le spin) qui anticommute avec les opérateurs fermioniques, et en particulier avec  $Q$  et  $Q^\dagger$ . En calculant la trace de l'opérateur  $(-1)^{2s}P^\mu$  sur les états  $|i\rangle$ , nous obtenons :

$$\begin{aligned} \sum_i \langle i|(-1)^{2s}P^\mu|i\rangle &= \sum_i \langle i|(-1)^{2s}QQ^\dagger|i\rangle + \sum_i \langle i|(-1)^{2s}Q^\dagger Q|i\rangle \\ &= \sum_i \langle i|(-1)^{2s}QQ^\dagger|i\rangle + \sum_i \sum_j \langle i|(-1)^{2s}Q^\dagger|j\rangle\langle j|Q|i\rangle \\ &= \sum_i \langle i|(-1)^{2s}QQ^\dagger|i\rangle + \sum_j \langle j|Q(-1)^{2s}Q^\dagger|j\rangle \\ &= \sum_i \langle i|(-1)^{2s}QQ^\dagger|i\rangle - \sum_j \langle j|(-1)^{2s}QQ^\dagger|j\rangle \\ &= 0 \end{aligned} \quad (1.78)$$

La première équation résulte de la relation d'anticommutation (1.75). La deuxième et la troisième égalités font usage de la relation de complétude, et la quatrième du fait que  $Q$  anticommute avec  $(-1)^{2s}$ .

<sup>9</sup>Dans la suite, nous travaillerons dans un cadre quantique où les champs sont considérés comme des opérateurs.

<sup>10</sup>Si on écrit le complexe conjugué de l'équation 1.74, on s'aperçoit que  $Q^\dagger$  représente aussi une transformation de Supersymétrie.

D'un autre côté, nous aurions pu écrire :

$$\begin{aligned}\sum_i \langle i | (-1)^{2s} P^\mu | i \rangle &= p^\mu \sum_i \langle i | (-1)^{2s} | i \rangle \\ &= p^\mu (n_b - n_f)\end{aligned}\quad (1.79)$$

où  $n_b$  et  $n_f$  désignent respectivement le nombre de degrés de liberté fermioniques et bosoniques dans les états  $|i\rangle$ . En comparant (1.79) à (1.78) on se rend compte immédiatement de la symétrie qui existe dans la nature entre degrés de libertés fermioniques et bosoniques :

$$n_b = n_f \quad (1.80)$$

Puisque les états  $|i\rangle$  ont la même valeur propre de  $P^\mu$ , il doivent donc avoir la même masse. L'ensemble irréductible de tels états constitue ce qu'on appelle un super-multiplet.

### 1.2.3 La Supersymétrie en théorie des champs

Nous allons maintenant décrire comment nous pouvons introduire le concept de la Supersymétrie dans une théorie des champs. Pour cela, nous allons procéder sur un modèle simple qui décrit la physique d'un fermion libre sans masse et de chiralité gauche. La généralisation à un modèle réaliste étant immédiate.

Considérons le modèle simple contenant un champ fermionique sans masse de chiralité gauche, décrit par un spineur  $\psi$  à deux degrés de libertés. Le Lagrangien de ce champ s'écrit d'après (1.16)<sup>11</sup> :

$$\mathcal{L}_{fermion} = i\bar{\psi}\vec{\sigma}^\mu\partial_\mu\psi \quad (1.81)$$

où  $\sigma^\mu = (\mathbb{1}_2, \vec{\sigma})$ ,  $\vec{\sigma}$  étant le vecteur des trois matrices de Pauli.

Afin de pouvoir introduire la Supersymétrie, il faut d'abord introduire deux champs scalaires réels de masse nulle, ou de façon équivalente un champ scalaire complexe qu'on note  $\phi$ . Le Lagrangien de ce champ s'écrit d'après (1.9) :

$$\mathcal{L}_{scalaire} = -\partial^\mu\phi^*\partial_\mu\phi \quad (1.82)$$

---

<sup>11</sup>On a ici adopté la représentation de Weil plutôt que celle de Dirac afin d'alléger les notations. Pour des détails sur la correspondance entre les deux représentations, se référer à [9].

Bien entendu, le Lagrangien du modèle qu'on vient de décrire s'écrit :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{scalaire}} + \mathcal{L}_{\text{fermion}} = -\partial^\mu \phi^* \partial_\mu \phi + i\bar{\psi} \bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \psi \quad (1.83)$$

Introduisons maintenant la transformation définie par :

$$\delta \phi = \epsilon_{\alpha\beta} \omega^\alpha \psi^\beta \quad (1.84)$$

$$\delta \psi_\alpha = -i\epsilon_\alpha^\beta \sigma_\beta^{\mu\gamma} \omega_\gamma \partial_\mu \phi \quad (1.85)$$

où les indices  $\alpha, \beta$  et  $\gamma$  comptent les états de spin et donc valent 1 ou 2,  $\epsilon$  est un symbole complètement antisymétrique, et  $\omega$  est un spineur infinitésimal à deux composantes qui paramétrise la transformation.

Il est facile de montrer que cette transformation est en fait une symétrie. En effet, le Lagrangien du champ scalaire se transforme comme :

$$\delta \mathcal{L}_{\text{scalaire}} = -\epsilon_{\alpha\beta} \omega^\alpha \partial^\mu \psi^\beta \partial_\mu \phi^* - \epsilon^{\alpha\beta} \omega_\alpha^\dagger \partial^\mu \psi_\beta^\dagger \quad (1.86)$$

Alors que le Lagrangien du champ fermionique se transforme comme :

$$\delta \mathcal{L}_{\text{fermion}} = \epsilon_{\alpha\beta} \omega^\alpha \partial^\mu \psi^\beta \partial_\mu \phi^* + \epsilon^{\alpha\beta} \omega_\alpha^\dagger \partial^\mu \psi_\beta^\dagger + \partial_\mu F^\mu \quad (1.87)$$

où  $F^\mu$  est une fonctionnelle des champs  $\phi$  et  $\psi$ . Le terme  $\partial_\mu F^\mu$  disparaît quand on intègre l'action et on a bien :

$$\delta S = \int d^4x (\delta \mathcal{L}_{\text{scalaire}} + \delta \mathcal{L}_{\text{fermion}}) = 0 \quad (1.88)$$

Nous allons maintenant montrer que cette symétrie est bien une Supersymétrie. Commençons par trouver les charges de Noether associées à cette symétrie. D'après (1.6), (1.84) et (1.85), les courants de Noether s'écrivent :

$$J_\alpha^\mu = (\sigma^\nu \bar{\sigma}^\mu \psi)_\alpha \partial_\nu \phi^*, \quad J_\alpha^{\dagger\mu} = (\psi^\dagger \bar{\sigma}^\mu \sigma^\nu)_\alpha \partial_\nu \phi \quad (1.89)$$

Ces courants vérifient les relations de conservation :

$$\partial_\mu J_\alpha^\mu = \partial_\mu J_\alpha^{\dagger\mu} = 0 \quad (1.90)$$

Les charges de Noether sont alors données par :

$$Q_\alpha = \int d^3\vec{x} J_\alpha^0, \quad Q_\alpha^\dagger = \int d^3\vec{x} J_\alpha^{\dagger 0} \quad (1.91)$$

En tant qu'opérateurs quantiques,  $Q$  et  $Q^\dagger$  vérifient la relation :

$$[\epsilon^{\alpha\beta} \omega_\alpha Q_\beta + \epsilon^{\alpha\beta} \omega_\alpha^\dagger Q_\beta^\dagger, X] = -i\delta X \quad (1.92)$$

où  $X$  désigne l'un ou l'autre des champs  $\phi$  et  $\psi$ . Ceci peut être facilement montré en utilisant les relations canoniques de commutations et d'anticommutation à temps égaux de ces champs :

$$[\phi(t, \vec{x}), \pi(t, \vec{y})] = [\phi^*(t, \vec{x}), \pi^*(t, \vec{y})] = i\delta^{(3)}(\vec{x} - \vec{y}) \quad (1.93)$$

$$\{\psi_\alpha(t, \vec{x}), \psi_\beta^\dagger(t, \vec{y})\} = \delta_{\alpha\beta}\delta^{(3)}(\vec{x} - \vec{y}) \quad (1.94)$$

où  $\pi(x) = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_0 \phi)} = \partial_0 \phi^*(x)$  est le moment conjugué de  $\phi(x)$ .

L'équation (1.92) montre que les opérateurs  $Q$  et  $Q^\dagger$  sont en fait les générateurs de la symétrie définie dans (1.84) et (1.85), de la même façon que la relation :

$$[P^\mu, X] = i\partial^\mu X \quad (1.95)$$

montre que l'opérateur  $P^\mu$  génère les translations spatio-temporelles.

Des relations (1.92) et (1.95) on peut déduire des relations de commutation et d'anticommutation analogues aux relations (1.75-1.77) :

$$\{Q_\alpha, Q_\beta^\dagger\} = -\sigma_{\alpha\beta}^\mu P^\mu \quad (1.96)$$

$$\{Q_\alpha, Q_\beta\} = \{Q_\alpha^\dagger, Q_\beta^\dagger\} = 0 \quad (1.97)$$

$$[P^\mu, Q_\alpha] = [P^\mu, Q_\alpha^\dagger] = 0 \quad (1.98)$$

Ce qui montre qu'il s'agit bien d'une Supersymétrie.

## 1.2.4 Le Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM)

Pour construire un modèle viable du point de vue de la phénoménologie, il faut d'abord partir du Modèle Standard. Les champs doivent être donc dans des représentations des groupes de jauge définissant les interactions du Modèle Standard. Puisque les générateurs de la Supersymétrie commutent avec ceux des groupes de jauge, cela signifie que les champs fermioniques et les champs bosoniques appartenant à un même super-multiplet doivent appartenir à la même représentation concernant les groupes de jauge.

### 1.2.4.1 Interaction des super-multiplets chiraux

Avant d'introduire les champs et les interactions de jauge, on se demande quelles sont les interactions entre fermions et scalaires qu'on peut ajouter au

Lagrangien (1.83) sans briser la Supersymétrie.

Si on reprend notre modèle simple, il est possible d'introduire des termes d'interaction qui ne sont pas des interactions de jauge entre les scalaires et les fermions sous la forme générale suivante :

$$\mathcal{L}_{int} = -\frac{1}{2}(W^{ij}\psi_i\psi_j + c.c.) + W^i W_i \quad (1.99)$$

où  $W^{ij}$  est un polynôme de degré 1 et  $W^i$  est un polynôme de degré 2 en  $\phi_i$  et  $\phi_i^*$ , l'indice  $i$  compte les degrés de libertés vis à vis des représentations des groupes de jauge (*e.g.*  $i = 1, 2, 3$  pour les charges de couleurs). Les termes d'ordre supérieur à 2 rendent en général la théorie non renormalisable.

Les deux termes du Lagrangien d'interaction (1.99) doivent être invariants indépendamment. Or, si on examine le premier terme, il introduit suite à une transformation de Supersymétrie, une transformation du Lagrangien donnée par :

$$\begin{aligned} \delta\mathcal{L}_{int} = [ & -\frac{1}{2}\frac{\delta W^{ij}}{\delta\phi_k}(\epsilon^{\alpha\beta}\omega_\alpha\psi_{k\beta})(\epsilon^{\alpha\beta}\psi_{i\alpha}\psi_{j\beta}) \\ & -\frac{1}{2}\frac{\delta W^{ij}}{\delta\phi^{*k}}(\epsilon_{\alpha\beta}\omega^{\dagger\alpha}\psi^{\dagger k\beta})(\epsilon^{\alpha\beta}\psi_{i\alpha}\psi_{j\beta}) + c.c. \end{aligned} \quad (1.100)$$

Compte tenu de l'identité suivante (dite identité de Fierz) :

$$\begin{aligned} & (\epsilon^{\alpha\beta}\omega_\alpha\psi_{k\beta})(\epsilon^{\alpha\beta}\psi_{i\alpha}\psi_{j\beta}) + \\ & (\epsilon^{\alpha\beta}\omega_\alpha\psi_{i\beta})(\epsilon^{\alpha\beta}\psi_{j\alpha}\psi_{k\beta}) + \\ & (\epsilon^{\alpha\beta}\omega_\alpha\psi_{j\beta})(\epsilon^{\alpha\beta}\psi_{k\alpha}\psi_{i\beta}) = 0 \end{aligned} \quad (1.101)$$

Nous pouvons déduire que le terme proportionnel à  $(\epsilon^{\alpha\beta}\omega_\alpha\psi_{k\beta})(\epsilon^{\alpha\beta}\psi_{i\alpha}\psi_{j\beta})$  s'annule si et seulement si le terme  $\frac{\delta W^{ij}}{\delta\phi_k}$  est totalement symétrique sous l'échange des indices  $i, j$  et  $k$ . Le terme proportionnel à  $(\epsilon_{\alpha\beta}\omega^{\dagger\alpha}\psi^{\dagger k\beta})(\epsilon^{\alpha\beta}\psi_{i\alpha}\psi_{j\beta})$  ne peut pas être éliminé de cette façon. Nous sommes donc ramenés à supposer que la fonction  $W^{ij}$  est analytique en  $\phi_k$ , ce qui revient à exiger que  $\frac{\delta W^{ij}}{\delta\phi^{*k}} = 0$ .

Nous pouvons donc écrire  $W^{ij}$  sous la forme :

$$W^{ij} = M^{ij} + y^{ijk}\phi_k = \frac{\delta^2}{\delta\phi_i\delta\phi_j}W \quad (1.102)$$

où  $M^{ij}$  est une matrice symétrique qui peut être interprétée comme matrice de masses pour les champs fermioniques,  $y^{ijk}$  est une constante totalement

symétrique sous l'échange des indices  $i$ ,  $j$  et  $k$ , qui peut être interprétée comme un couplage de Yukawa entre les champs fermioniques et scalaires. Nous avons aussi introduit le terme  $W$  que nous appellerons le *super-potentiel* défini par :

$$W = \frac{1}{2}M^{ij}\phi_i\phi_j + \frac{1}{6}y^{ijk}\phi_i\phi_j\phi_k \quad (1.103)$$

Nous pouvons démontrer, également avec des arguments d'invariance du Lagrangien, que le terme  $W^i$  introduit dans (1.99) doit être donné en fonction du *super-potentiel* par :

$$W^i = \frac{\delta W}{\delta \phi_i} = M^{ij}\phi_j + \frac{1}{2}y^{ijk}\phi_j\phi_k \quad (1.104)$$

De façon plus générale, pour introduire des termes d'interaction qui ne sont pas des interactions de jauge et des termes de masse dans le Lagrangien des super-multiplets chiraux, il suffit de définir un *super-potentiel* qui est une fonctionnelle des champs scalaires du modèle au plus d'ordre 2. Le Lagrangien serait une combinaison des dérivées premières et secondes du *super-potentiel* par rapport aux champs scalaires et des champs spinoriels. Une condition nécessaire pour que cette procédure aboutisse à un Lagrangien supersymétrique est que le *super-potentiel* soit analytique par rapport aux champs scalaires.

#### 1.2.4.2 Interactions de jauge

Les super-multiplets de jauge sont introduits en associant aux champs vectoriels  $A_\mu^a$  du Modèle Standard, des champs fermioniques  $\lambda^a$ , où l'indice  $a$  compte les générateurs du groupe de symétrie du Modèle Standard. Les champs de jauge se transforment sous la Supersymétrie de la façon suivante :

$$\delta A_\mu^a = \partial_\mu \Lambda^a + g f^{abc} A_\mu^b \Lambda^c \quad (1.105)$$

$$\delta \lambda^a = g f^{abc} \lambda^b \Lambda^c \quad (1.106)$$

Le Lagrangien de ces champs s'écrit à l'image de ce que nous avons vu dans le cadre du Modèle Standard, de la façon suivante :

$$\mathcal{L}_{jauge} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F^{\mu\nu a} + i\lambda^{\dagger a} \bar{\sigma}^\mu D_\mu \lambda^a \quad (1.107)$$

Pour introduire les interactions de jauge, il suffit d'exiger l'invariance sous les groupes de symétrie du Modèle Standard ainsi que sous la Supersymétrie. Ceci aboutit naturellement à la même recette que dans le cas du Modèle Standard : les interactions de jauges sont introduites en remplaçant les dérivées

Super-multiplets chiraux			
Nom	symbole	spin $\frac{1}{2}$	spin 0
leptons, sleptons (3 familles)	$L$ $e$	$(\nu \ e_L)$ $e_R$	$(\tilde{\nu} \ \tilde{e}_L)$ $\tilde{e}_R$
quarks, squarks (3 familles)	$Q$ $u$ $d$	$(u_L \ d_L)$ $u_R$ $d_R$	$(\tilde{u}_L \ \tilde{d}_L)$ $\tilde{u}_R$ $\tilde{d}_R$
Super-multiplets de jauge			
		spin 1	spin $\frac{1}{2}$
gluons, gluinos		$g$	$\tilde{g}$
bosons $W$ , Winos		$W^\pm, W^0$	$\tilde{W}^\pm, \tilde{W}^0$
boson $B$ , Bino		$B^0$	$\tilde{B}^0$
Super-multiplets de Higgs			
		spin 0	spin $\frac{1}{2}$
higgs, higgsino	$H_u$ $H_d$	$\begin{pmatrix} H_u^+ & H_u^0 \\ H_d^0 & H_d^- \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \tilde{H}_u^+ & \tilde{H}_u^0 \\ \tilde{H}_d^0 & \tilde{H}_d^- \end{pmatrix}$

TAB. 1.2 – Tableau résumant les particules dans le MSSM.

spatio-temporelles par des dérivées covariantes. En plus, des termes d'interactions entre les champs des super-multiplets chiraux et les champs fermioniques des super-multiplets de jauge peuvent être introduits :

$$\mathcal{L}_{int} = -\sqrt{2}g(\phi^* T^a \psi) \lambda^a - \sqrt{2}g \lambda^{\dagger a} (\psi^\dagger T^a \phi) \quad (1.108)$$

#### 1.2.4.3 Construction du MSSM

Nous avons maintenant tous les ingrédients pour construire le Modèle Standard Supersymétrique Minimal. Le contenu en super-multiplets du MSSM est résumé dans le tableau 1.2.

Les supermultiplets sont construits en associant aux champs connus du Modèle Standard, des partenaires supersymétriques, à l'exception du secteur de Higgs. Nous allons revenir sur cette exception un peu plus loin. Le *super-potentiel* qui définit les interactions qui ne sont pas des interactions de jauge est donné par :

$$W_{MSSM} = y_u Q H_u - y_d Q H_d - y_e L H_d + \mu H_u H_d \quad (1.109)$$

où  $y_u$ ,  $y_d$  et  $y_e$  sont les matrices de Yukawa et  $\mu$  est une constante d'auto-couplage des champs de Higgs.



### 1.2.5 Le secteur de Higgs en Supersymétrie

On voit dans le tableau 1.2 que le MSSM introduit deux doublets de champs scalaires. En effet l'annulation de certaines divergences quadratiques exige que la somme des hypercharges faibles des quarks et leptons s'annule :

$$\sum_{q,\ell} I_3^2 Y = 0 \quad (1.110)$$

Il s'avère que dans le Modèle Standard cette condition est satisfaite. Alors que l'introduction d'un seul doublet de Higgs et donc un seul higgsino brise cette annulation.

Une autre raison totalement indépendante, réside dans le fait que si on n'avait qu'un seul doublet de Higgs  $H$ , les deux premiers termes du *super-potentiel* (1.109) auraient pris la forme :

$$W_1 \text{ doublet de Higgs} = uQH^* + dQH \quad (1.111)$$

Ceci briserait la Supersymétrie étant donné que le *super-potentiel* n'est pas analytique par rapport au champ scalaire  $H$ .

On se trouve donc avec un secteur de Higgs à huit degrés de libertés. Le mécanisme de brisure de symétrie nécessite trois bosons de Goldstone pour donner des masses aux bosons de jauge électrofaibles. Ces trois bosons disparaîtront du secteur de Higgs et il reste alors cinq bosons physiques observables dans les expériences, dont deux sont chargés. La recherche de ces deux bosons de Higgs chargés avec l'expérience ATLAS fait l'objet d'une analyse que nous allons détailler dans le chapitre 6.



# Chapitre 2

## Cadre expérimental

Les expériences menées auprès des accélérateurs de particules permettent de tester la physique à l'échelle la plus élémentaire de la matière. En effet, les grandes énergies qu'ont pu atteindre les accélérateurs comme le LEP et le Tevatron, ont permis de sonder la structure de la matière et de tester les interactions jusqu'à des distances de l'ordre de  $10^{-18}$  m. Ces expériences ont permis de tester le Modèle Standard au niveau de ses corrections quantiques. Le LHC (*Large Hadron Collider*) constitue l'accélérateur de la prochaine génération. Il permettra de monter d'environ un ordre de grandeur en énergie pour sonder encore plus en profondeur la structure de la matière. Il permettra aussi de réaliser le dernier test du modèle électrofaible en étant capable de détecter le boson de Higgs qui résiste toujours aux observations expérimentales.

Ce chapitre sera consacré à la description du LHC et du détecteur ATLAS. L'essentiel des informations présentées dans ce chapitre sont basées sur les références [10, 11, 12].

### 2.1 Le LHC

Le LHC (*Large Hadron Collider*) est un collisionneur proton-proton dont le démarrage est prévu pour l'automne 2009. Il est situé au CERN et occupe l'ancien tunnel du LEP (*Large Electron Positron collider*) qui fait environ 27 km de circonférence.

Lors de son fonctionnement nominal, le LHC accélérera des protons jusqu'à 7 TeV et produira donc des collisions de 14 TeV au centre de masse. Il sera

Grandeur	Unité	LHC	Tevatron Run II
Circonférence	km	26.66	6.28
Energie d'injection	GeV	450	150
Energie par faisceau	TeV	7	0.98
Angle de croisement des faisceaux	$\mu\text{rad}$	285	0
Champ des dipôles	T	8.33	4.4
Intervalle entre deux croisements	ns	24.95	396
Nombre de particules par paquet	p $\bar{p}$	$1.15 \times 10^{11}$	$2.4 \times 10^{11}$ $0.3 \times 10^{11}$
Nombre de paquets par faisceau		2808	36
Luminosité instantanée	$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	$10^{33}$ à $10^{34}$	$0.5 - 3 \times 10^{32}$
Temps de vie de la luminosité	h	$\sim 12$	11 à 13

TAB. 2.1 – Caractéristiques principales du LHC et du Tevatron

capable de fournir une luminosité instantanée<sup>1</sup> de  $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ .

A son démarrage, le LHC fonctionnera à une luminosité instantanée de l'ordre de  $10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  et une énergie au centre de masse d'environ 10 TeV.

Le LHC accélérera aussi des faisceaux d'ions lourds jusqu'à 2.76 TeV/nucléon au centre de masse dans le but d'effectuer des tests de la QCD non perturbative. Ces collisions permettront d'obtenir un milieu dense et de haute température où les quarks et les gluons se trouvent dans un état de liberté asymptotique formant ainsi un nouvel état de la matière : le *plasma* de quarks et de gluons.

Une fois en fonctionnement, le LHC deviendra le plus puissant accélérateur du monde. Actuellement cette position est occupée par le Tevatron, qui est un collisionneur proton-antiproton au Fermilab à Chicago. Le tableau 2.1 compare les principales caractéristiques du Tevatron et celles du LHC.

### 2.1.1 Les expériences auprès du LHC

La géométrie du tunnel du LHC était conçue à l'origine pour le LEP. Le tunnel est divisé en huit secteurs séparés par de longues sections linéaires au milieu desquelles se trouvent les zones de croisement des faisceaux. Ces longues sections linéaires étaient conçues pour contenir des cavités radio-

<sup>1</sup>La luminosité instantanée est le nombre de particules fournies par les faisceaux par unité de surface et par unité de temps. On parlera aussi de luminosité intégrée pour désigner l'intégrale de la luminosité instantanée sur une période de temps donnée.

fréquence pour accélérer les faisceaux et compenser les pertes par rayonnement synchrotron. Le LHC étant un collisionneur de protons, il souffre très peu du problème du rayonnement synchrotron. En effet, la perte d'énergie pendant un tour du LHC pour un proton par rayonnement synchrotron à 7 TeV d'énergie est de 6.7 KeV. Idéalement les sections linéaires auraient été moins longues, mais la réduction des coûts contraint à accepter le tunnel tel qu'il avait été conçu.

Le LHC possède donc huit zones de croisement de faisceaux pouvant servir de points de collision, mais seulement quatre sont utilisées. Sur ces quatre zones, quatre expériences sont installées :

- **ATLAS et CMS** : ATLAS (*A Toroidal LHC Apparatus*) et CMS (*a Compact Muon Solenoid*) sont deux expériences généralistes conçues pour fonctionner jusqu'à une luminosité de  $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . Elles sont situées au niveau de deux zones de croisement de faisceaux diamétralement opposés : ATLAS au Point 1 et CMS au Point 5 (figure 2.1). Le but de ces deux expériences est le même : elles effectueront des études diversifiées sur la recherche et l'étude du boson de Higgs, la physique électrofaible, la QCD, la physique du quark  $b$ , l'étude des propriétés du quark top et la recherche de nouvelle physique.
- **LHCb** : est une expérience dédiée à la physique des hadrons beaux. Elle étudiera les désintégrations des hadrons beaux afin d'étudier les phénomènes rares et d'effectuer des mesures de précision sur les paramètres du Modèle Standard qui décrivent la violation de CP. Toute déviation des prédictions du Modèle Standard permettra à LHCb de découvrir de la nouvelle physique au delà du Modèle Standard. L'expérience LHCb est située au Point 8 et fonctionnera à une luminosité de  $10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . En effet, la grande section efficace de production de quarks  $b$  dans l'acceptance du détecteur permet de travailler à une luminosité réduite de deux ordres de grandeur. Ceci est particulièrement utile pour réduire le bruit de fond dû aux collisions multiples lors d'un même croisement de faisceaux.
- **ALICE** : *A Large Ion Collider Experiment*. Cette expérience située au Point 2, étudiera les collisions d'ions lourds, essentiellement des ions de plomb complètement dépourvus de leurs cortèges électroniques :  $^{208}\text{Pb}^{82+}$ . ALICE fonctionnera à une luminosité de  $10^{27} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  et avec une énergie au centre de masse de 1.15 PeV soit 2.76 TeV/nucléon. Cette expérience est dédiée à l'étude d'un nouvel état de la matière, le plasma de quarks-gluons. La découverte et l'étude d'un tel phénomène

permettra de mieux comprendre le confinement des quarks.

## 2.1.2 Le cycle de fonctionnement du LHC

### 2.1.2.1 La chaîne d'injection

Avant d'être injectés dans le LHC, les protons, produits à partir d'atomes d'hydrogène auxquels on a arraché les électrons, traversent un complexe d'accélérateurs. La chaîne d'injection schématisée dans la figure 2.1, est constituée des accélérateurs :

- Linac : accélérateur linéaire constituant le premier élément d'accélération et fournissant un faisceau de protons de 50 MeV d'énergie.
- PSB (Proton Synchrotron Booster) : Synchrotron à protons accélérant les protons provenant du Linac jusqu'à 1.4 GeV d'énergie. Le PSB assure aussi la première focalisation du faisceau.
- PS (Proton Synchrotron) : Synchrotron à protons. le PS accélère les protons jusqu'à 25 GeV. Il définit aussi la longueur des paquets de protons et leur espacement.
- SPS (Super Proton Synchrotron) : Le SPS constitue le dernier élément de la chaîne d'injection des protons dans le LHC. Dans le SPS, le faisceau de protons est accéléré jusqu'à 450 GeV. Le SPS injecte les protons dans le LHC à partir de deux points d'injection (Point 2 et Point 8) chacun fournissant au LHC un faisceau de protons qui tourne dans un sens opposé à l'autre.

Une fois dans le LHC, les protons sont accélérés jusqu'à 7 TeV. Le LHC assurera le croisement des faisceaux aux quatre points de collision.

### 2.1.2.2 Accélération du faisceau

La grande densité de particules dans le faisceau requise pour atteindre une luminosité de  $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  exclut l'utilisation des anti-protons et contraint le LHC à n'utiliser que des protons. L'accélération de deux faisceaux de protons circulant dans des sens opposés nécessite deux champs magnétiques différents et donc deux tubes à vides distincts. Le diamètre de l'ancien tunnel du LEP de seulement 3.7 m, pose une nouvelle contrainte : l'espace restreint empêche l'installation de deux anneaux séparés et indépendants. Une nouvelle conception du système de dipôles magnétiques permet de courber les deux faisceaux tout en partageant le même système cryogénique. La figure 2.2 montre une coupe transversale d'un dipôle magnétique traversé par les deux tubes à vide.

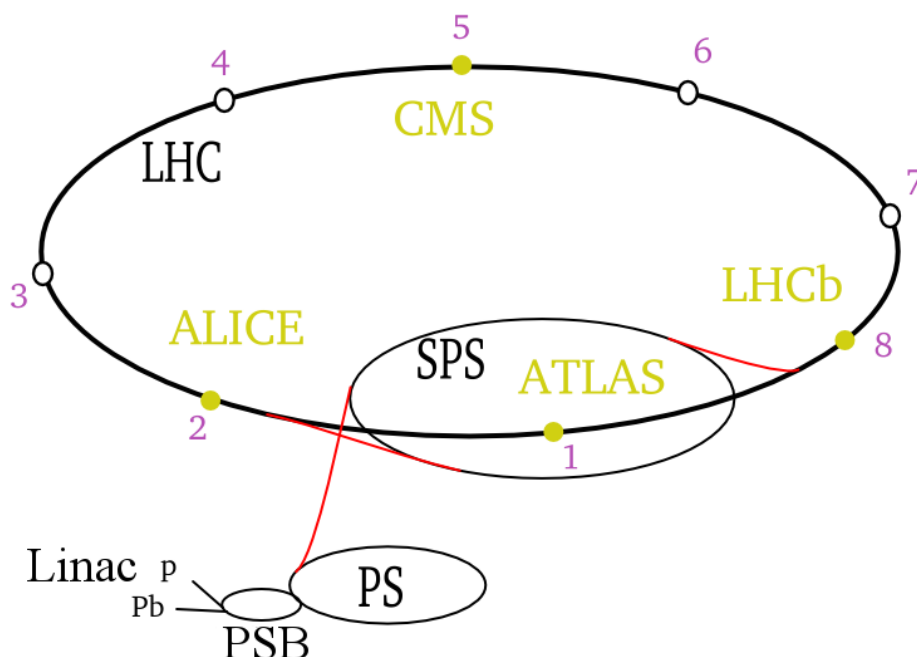


FIG. 2.1 – Schéma du LHC, indiquant la chaîne d'accélération des faisceaux, ainsi que leur quatre points de croisement.

Pour maintenir les protons accélérés jusqu'à 7 TeV sur une trajectoire circulaire de la taille du LHC, des dipôles magnétiques doivent délivrer un champ de 8.33 T. Pour atteindre un tel champ, un alliage supraconducteur est utilisé (NbTi) fonctionnant à une température de 1.9 K. Cette basse température est assurée par un système cryogénique utilisant de l'hélium superfluide pressurisé.

Ce régime supraconducteur permet de faire circuler un courant électrique d'environ 12 kA dans le bobinage des aimants ce qui correspond à une énergie emmagasinée dans un dipôle d'environ 7 MJ.

### 2.1.2.3 Caractéristiques du faisceau

Dans sa phase nominale de fonctionnement, le faisceau de protons circulant dans le LHC est constitué de  $n_b = 2808$  paquets de protons, chacun contenant un nombre  $N_b$  de protons pouvant atteindre  $N_b = 1.15 \times 10^{11}$ . Les dimensions d'un paquet sont estimées en supposant une dispersion gaussienne des protons dans un paquet. La dispersion transverse au point d'interaction est de  $\sigma = \sigma_x = \sigma_y \approx 15 \mu\text{m}$  et la dispersion longitudinale de  $\sigma_z \approx 5 \text{ cm}$ .

## LHC DIPOLE : STANDARD CROSS-SECTION

CERN AC/DT/MM - HE107 - 30 04 1999

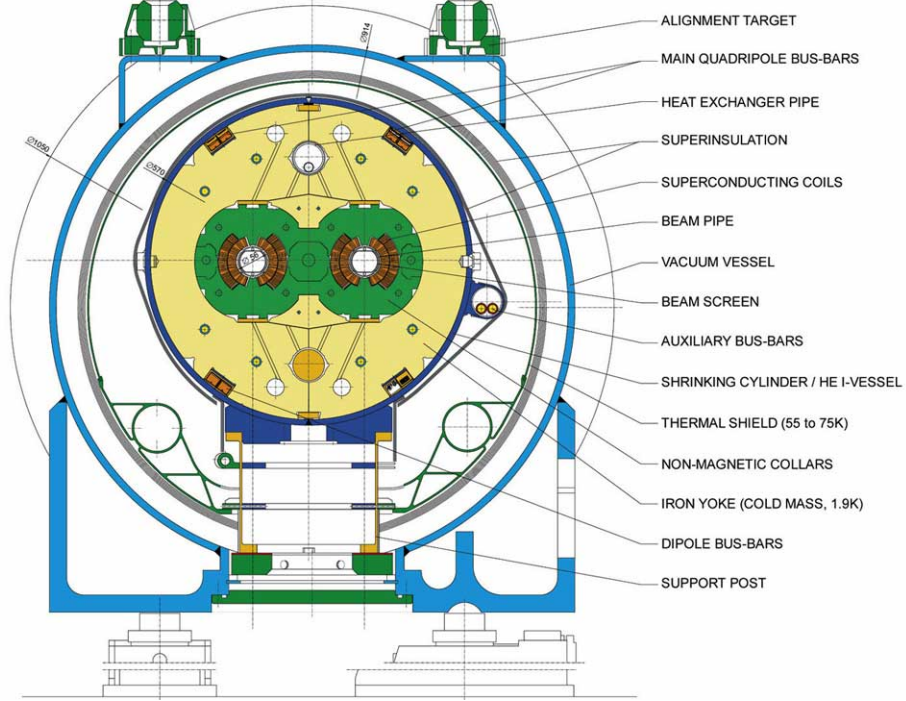


FIG. 2.2 – Schéma d'une coupe transversale d'un dipole du LHC.

A 7 TeV d'énergie, un paquet de protons fera le tour du LHC en approximativement  $70.2 \mu\text{s}$ , ce qui correspond à une fréquence de révolution de  $f \approx 14.25 \text{ kHz}$  et donc une fréquence de croisement en un point d'interaction de 40 MHz.

Le nombre d'événements d'un processus donné produits par seconde par le LHC en un point d'interaction est donné par :

$$N_{evt} = \mathcal{L} \times \sigma_{evt} \quad (2.1)$$

où  $\sigma_{evt}$  est la section efficace du processus en question.  $\mathcal{L}$  correspond à la luminosité instantanée et ne dépend que des caractéristiques des faisceaux qui entrent en collision. Elle est donnée par :

$$\mathcal{L} = \frac{N_b^2 n_b f}{4\pi\sigma^2} F \quad (2.2)$$

où  $F$  est un facteur de réduction dû au fait que les faisceaux se croisent suivant un certain angle (environ  $285 \mu\text{rad}$ ).



La luminosité donnée par (2.2) n'est pas constante le long d'un *run*<sup>2</sup> mais diminue avec le temps. Le facteur principal responsable de cette diminution est la perte de protons lors des collisions. La luminosité du faisceau est ainsi donnée en fonction du temps écoulé depuis le début d'un *run* par :

$$\mathcal{L}(t) = \frac{\mathcal{L}(0)}{(1 + t/\tau)^2} \quad \text{où } \tau = \frac{n_b N_b(0)}{\mathcal{L}(0) \sigma_{tot} k} \quad (2.3)$$

où  $\sigma_{tot} \approx 10^{25} \text{ cm}^{-2}$  est la section efficace totale de collisions proton-proton à  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$  et  $k$  est le nombre de points de croisement des faisceaux.

D'autres facteurs contribuent à la perte de luminosité. Notamment des pertes dues à diverses formes de diffusion lors de l'interaction des protons entre eux et avec les atomes de gaz résiduel dans les tubes à vide. Le temps de vie de la luminosité<sup>3</sup> au LHC est estimé à environ  $\tau_{1/e} \approx 15 \text{ h}$ .

La durée d'un *run* est optimisée pour maximiser la luminosité intégrée en tenant compte du temps mort entre deux *runs* nécessaire pour renouveler le faisceau. Ce temps est estimée à environ 7 h ce qui correspondrait à une durée de *run* optimale de l'ordre de 12 h.

Pour abandonner un faisceau, soit pour le renouveler, ou en cas de problèmes où un risque de perte de contrôle du faisceau est imminent, une zone d'abandon est disposée au secteur 6 du LHC. Le système d'abandon du faisceau est conçu pour être le plus fiable possible vue la grande puissance destructrice d'un faisceau du LHC<sup>4</sup>. L'abandon du faisceau se fait à l'aide d'un aimant qui dévie le faisceau et le redirige vers une cible absorbante se trouvant loin des équipements du LHC.

## 2.2 Le détecteur ATLAS

ATLAS est l'un des deux détecteurs généralistes qui fonctionneront auprès du LHC. La conception du détecteur ATLAS a été réalisée pour répondre à des exigences spécifiques dictées par une large gamme de processus relevant de la nouvelle physique et de la physique de précision dans le cadre du Modèle Standard.

<sup>2</sup>Un *run* c'est une période continue de collisions et de prises des données.

<sup>3</sup>Le temps de vie de la luminosité est défini comme étant le temps nécessaire pour que la luminosité diminue d'un facteur  $\frac{1}{e}$ .

<sup>4</sup>L'énergie totale emmagasinée dans le faisceau du LHC est de l'ordre de 350 MJ.

## 2.2.1 Description et objectifs du détecteur ATLAS

### 2.2.1.1 Système de coordonnées

Commençons d'abord par définir le système de coordonnées utilisé pour repérer la position d'un point dans le détecteur (figure 2.3). Il s'agit d'un système de coordonnées cartésiennes dont l'origine est définie comme étant le point d'interaction nominal. L'axe  $z$  est défini comme étant parallèle à l'axe du faisceau. Dans le plan transverse à l'axe  $z$ , le sens positif de l'axe  $x$  est défini vers le centre du LHC alors que le sens positif de l'axe  $y$  pointe vers le haut. Le sens positif de l'axe  $z$  est choisi de façon à ce que le trièdre  $(x, y, z)$  soit direct.

On utilise également un système de coordonnées où dans le plan transverse, un point est repéré par des coordonnées polaires  $R$  et  $\varphi$ .  $R$  étant la distance à l'axe  $z$  et  $\varphi$  l'angle azimutal. Comme troisième coordonnée on utilise l'angle polaire  $\theta$ , défini par rapport à l'axe  $z$ . Souvent on utilisera, au lieu de l'angle  $\theta$ , la pseudorapidité définie par :  $\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}$ .

Finalement, pour estimer les distances entre deux directions de l'espace, on utilise souvent la distance dans l'espace pseudorapidité-angle azimutal définie par :  $\Delta R = \sqrt{\Delta\varphi^2 + \Delta\eta^2}$ .

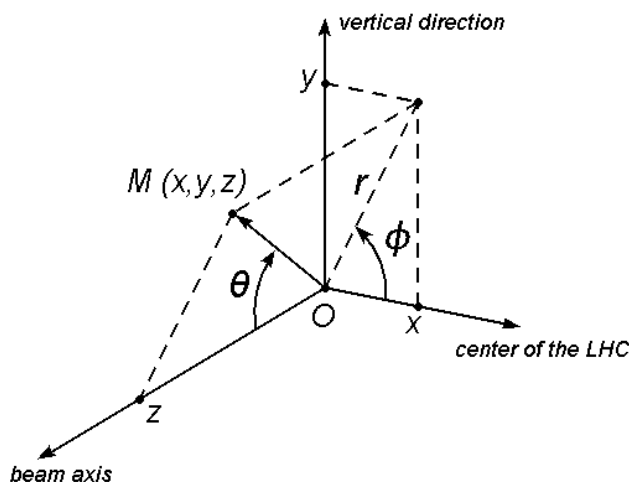


FIG. 2.3 – Définition du système de coordonnées utilisé pour repérer les positions dans ATLAS.

### 2.2.1.2 Exigences pour la physique

Compte tenu de la grande quantité de données qui sera fournie par le LHC, ATLAS pourra dès la première année, effectuer des mesures pour tester la QCD, l'interaction faible et la physique des saveurs.

La physique du quark top constitue l'un des axes majeurs de la recherche dans ATLAS : bien que le quark top ait été découvert depuis 1995, la majorité de ses propriétés telles que son spin et ses différents couplages n'ont pas encore été mesurées avec précision. Ces propriétés pourront être mesurées par l'expérience ATLAS dans la mesure où le LHC sera une usine à quarks top qui produira à  $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  de luminosité instantanée près d'une dizaine de paires  $t\bar{t}$  par seconde.

A part les mesures de précision, de nombreuses découvertes sont possibles avec ATLAS. Le boson de Higgs qui est actuellement la pièce manquante du Modèle Standard pourra être observé dans tout le domaine de masse possible, *i.e.* de la limite du LEP ( $m_H > 114 \text{ GeV}/c^2$ ) jusqu'à 1 TeV. ATLAS effectuera aussi des recherches de nouveaux processus dans le cadre de nombreux modèles au-delà du Modèle Standard. La Supersymétrie prédit l'existence de nombreuses nouvelles particules. Ces particules peuvent se désintégrer en cascades créant un état final qui, à cause de la conservation de la R-parité, contient toujours des particules stables interagissant faiblement avec la matière. Ces particules s'échappent à la détection, ce qui se traduit par la présence dans l'événement supersymétrique d'une grande énergie manquante. D'autres modèles prédisent l'existence de nouvelles particules telles que les bosons de jauge lourds  $W'$ ,  $Z'$ , le graviton  $G$  et bien d'autres. Toutes ces prédictions conduiront à des états finals bien distinguables de ceux du Modèle Standard et offriront donc à ATLAS de nombreuses opportunités de découvertes.

### 2.2.1.3 Description du détecteur

Pour répondre aux exigences de la physique qui sera étudiée au LHC, ATLAS doit avoir une bonne résolution sur la mesure des trajectoires et de l'impulsion des particules chargées ainsi qu'une bonne résolution sur la mesure de l'énergie des électrons, photons et objets hadroniques. De plus, une hermiticité quasi-totale est nécessaire pour pouvoir évaluer l'énergie transverse manquante dans le détecteur (dans le plan perpendiculaire aux faisceaux). L'environnement particulier du LHC apporte d'autres défis : ATLAS doit avoir une grande granularité pour réduire l'effet de collisions multiples lors d'un même croisement de faisceaux à hautes luminosité, ainsi qu'une grande tolérance aux radiations pour pouvoir supporter le taux de radiation élevé

dû à la grande luminosité qui sera atteinte au LHC. ATLAS doit aussi avoir un système de déclenchement performant capable de traiter 40 millions d'événements par seconde et de réduire ce taux à 200 événements par seconde intéressants pour la physique.

Ces différentes exigences ont conduit à la conception de plusieurs sous-détecteurs dont est constitué ATLAS. Chacun de ces sous-détecteurs est conçu pour une tâche bien particulière et répond à des exigences spécifiques. Le schéma du détecteur ATLAS avec ces sous-détecteurs est présenté dans la figure 2.4, il est constitué de :

- **Un trajectographe interne** : composé de trois sous-détecteurs - le détecteur à pixels, le SCT (*Silicon micro-strip Tracker*), et le TRT (*Transition Radiation Tracker*) - baignants dans un champ magnétique de 2 T.  
La partie interne du trajectographe, constituée de couches discrètes de détection permet d'obtenir une grande résolution spatiale au voisinage du point d'interaction permettant ainsi une bonne mesure des vertex primaires et secondaires.  
La partie externe - le TRT - fournira des points de mesure de façon presque continue ce qui améliore la résolution en impulsion des particules chargées. La capacité du TRT de générer et de mesurer des radiations de transition lui permet aussi de discriminer entre électrons et pions.
- **Un système calorimétrique** : composé d'un calorimètre électromagnétique à argon liquide et d'un calorimètre hadronique combinant une technologie utilisant des scintillateurs et une technologie utilisant l'argon liquide.  
Le calorimètre électromagnétique permet d'obtenir une bonne résolution sur l'énergie des électrons et photons et assure une couverture jusqu'à  $|\eta| = 3.2$ . Le calorimètre hadronique mesure l'énergie des particules hadroniques et assure une herméticité jusqu'à  $|\eta| = 4.9$ .
- **Un spectromètre à muons** : formé de chambres à muons basées essentiellement sur une technologie de tubes à dérive. Le spectromètre à muons baigne dans un champ magnétique toroïdale allant de 0.5 T à 1 T permettant une bonne résolution sur la mesure de l'impulsion des muons. Les muons sont pratiquement les seules particules chargées du Modèle Standard qui ne sont pas arrêtés par les calorimètres et atteignent le spectromètre à muons. L'efficacité d'identification des muons dans ATLAS est donc relativement grande.
- **Un système de déclenchement** : qui permet de décider en temps réel si un événement est intéressant ou non pour la physique. Ce système

permet de réduire le taux d'événements de 40 MHz de collisions à 200 Hz enregistrés sur disque dont le contenu intéressant pour la physique est considérablement enrichi.

Les performances des différents sous-détecteurs d'ATLAS sont résumés en termes d'acceptance et de résolution en  $p_T$  et en énergie dans le tableau 2.2.

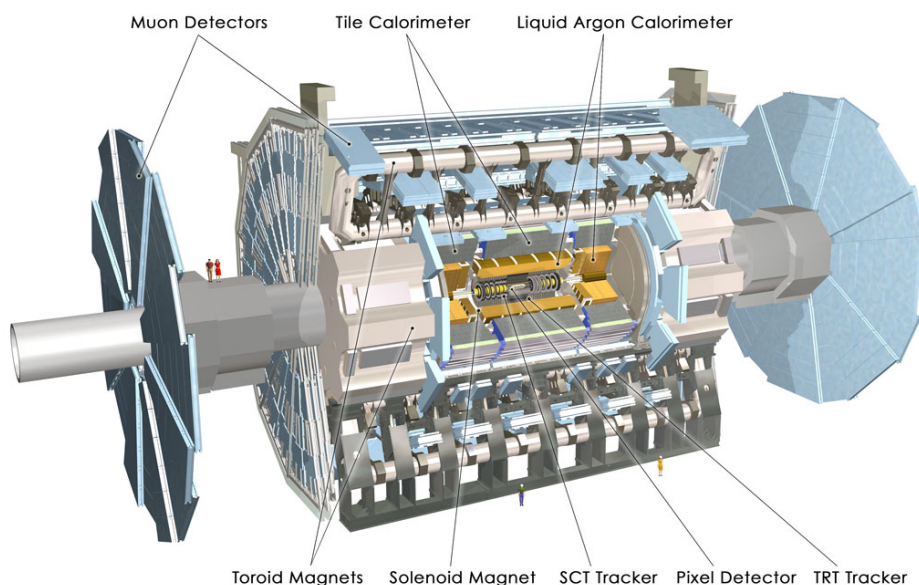


FIG. 2.4 – Le détecteur ATLAS et ses différentes composantes. Le détecteur mesure 44 m de long, 25 m de diamètre et pèse 7000 tonnes.

Sous-détecteur	Résolution	Acceptance
Trajectographe	$\sigma_{p_T}/p_T = 0.05\%p_T \oplus 1\%$	$ \eta  < 2.5$
Calorimètre EM	$\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E} \oplus 0.7\%$	$ \eta  < 3.2$
Calorimètre hadronique		
Partie centrale	$\sigma_E/E = 50\%/\sqrt{E} \oplus 3\%$	$ \eta  < 3.2$
Partie avant	$\sigma_E/E = 100\%/\sqrt{E} \oplus 10\%$	$3.1 <  \eta  < 4.9$
Spectromètre à muons	$\sigma_{p_T}/p_T = 10\%$ à $p_T = 1$ TeV	$ \eta  < 2.7$

TAB. 2.2 – Les performances des différents sous-détecteurs d'ATLAS en termes de résolution en  $p_T$  et en énergie et de couverture angulaire.  $p_T$  et  $E$  sont mesurés en GeV/c et GeV respectivement.

## 2.2.2 Le détecteur interne (trajectographe)

Le détecteur interne est l'élément de détection le plus proche du point de collision. Il est conçu pour reconstruire les trajectoires des particules chargées, mesurer leurs impulsions et reconstruire la position des vertex dont elles sont issues. Ce détecteur possède une acceptance en impulsion transverse<sup>5</sup> de  $p_T > 0.5$  GeV/c et en pseudo-rapacité de  $|\eta| < 2.5$ .

Le détecteur interne baigne dans un champ magnétique de 2 T délivré par un aimant solénoïdal.

Trois sous-détecteurs indépendants mais ayant des fonctions complémentaires constituent le détecteur interne. Près du faisceau, le détecteur à pixels et le SCT fournissent sept plans de mesure - trois fournis par le détecteur à pixels et quatre par le SCT - ayant une grande granularité surtout dans le plan  $(R - \varphi)$ . Plus loin du faisceau, le TRT fournit en moyenne 36 points de mesure par particule chargée sur un rayon compris entre 55 cm et 108 cm, ce qui permet une reconstruction quasi-continue de la trajectoire des particules chargées.

La figure 2.5 permet d'avoir une vue d'ensemble du détecteur interne avec ses trois sous-détecteurs, qui sont décrits dans les sections suivantes.

### 2.2.2.1 Le détecteur à pixels

Le détecteur à pixels constitue l'élément de détection d'ATLAS le plus proche du point de collision. Il est constitué d'un tonneau comportant trois couches de détection situées à 50.5 mm, 88.5 mm et 122.5 mm de l'axe du faisceau, et de deux bouchons formés de trois disques chacun situés à  $z = \pm 495$  mm,  $\pm 580$  mm et  $\pm 650$  mm (figure 2.6(a)). Il assure ainsi trois points de mesure dans une acceptance de  $|\eta| < 2.5$ . Les couches cylindriques du tonneau et les disques du bouchon sont numérotés en allant du point de collision vers l'extérieur. La couche  $L_0$  du tonneau est aussi appelée couche du  $B$  (ou B-Layer), en raison de son importance cruciale dans l'étiquetage des jets  $b$ .

Du fait que le détecteur à pixels est placé aussi près que possible des faisceaux, il est conçu pour avoir une excellente résistance aux radiations.

La conception du détecteur à pixels est optimisée pour fournir une bonne résolution sur le paramètre d'impact, et la détermination des vertex.

Les pixels sont des jonctions polarisées en sens inverse de telle sorte que la

---

<sup>5</sup>Cette acceptance peut aller jusqu'à  $p_T > 0.1$  GeV/c pour certaines études de mesures inclusives avec des événements de biais minimum.



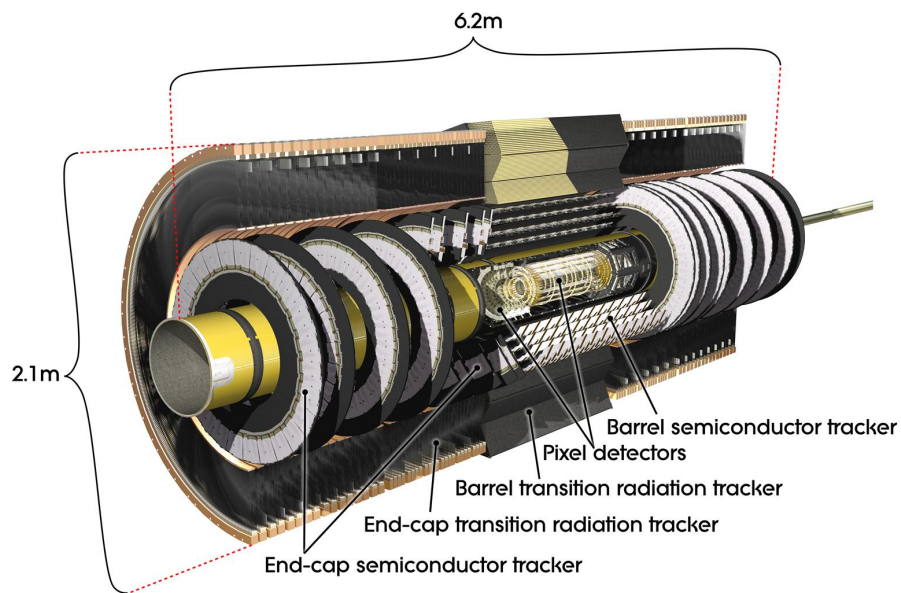
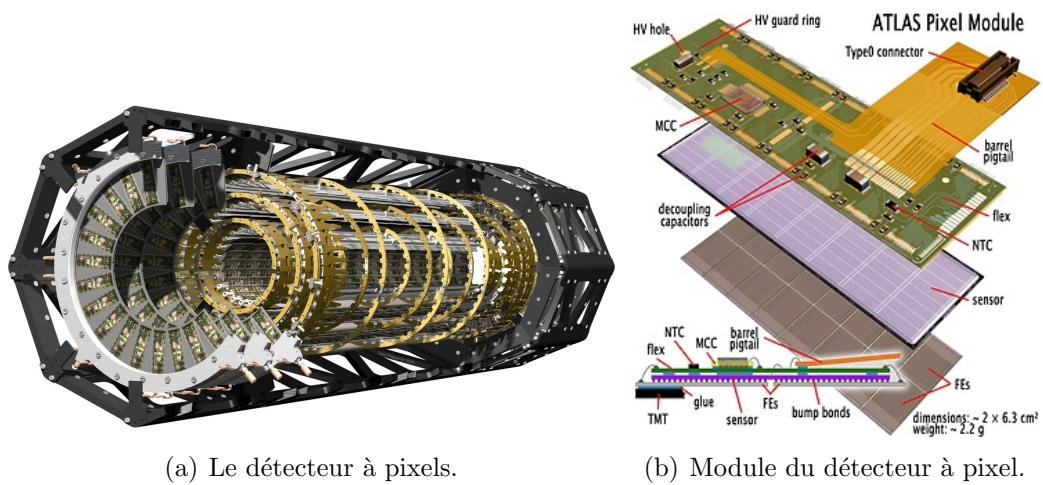


FIG. 2.5 – Shéma du détecteur interne d'ATLAS.



(a) Le détecteur à pixels.

(b) Module du détecteur à pixel.

FIG. 2.6 –

zone déplétée couvre presque la totalité d'un substrat de silicium qui constitue alors le milieu actif. Lors du passage d'une particule chargée dans la zone déplétée, il y a création de paires électrons-trous. Les charges ainsi créées sont recueillies puis amplifiées formant ainsi un signal électrique indiquant le

passage d'une particule.

Chaque pixel possède son propre circuit électronique de lecture. Ces circuits sont assemblés sur des puces comportant 2880 pixels, répartis en 160 colonnes de 18 lignes, et communiquent avec le substrat de silicium à l'aide d'une technique de soudure par microbilles (figure 2.6(b)).

La surface d'un pixel est de  $0.02 \text{ mm}^2$  ce qui correspond aux limites technologiques de fabrication de l'électronique de lecture. Afin de favoriser la résolution dans le plan ( $R-\varphi$ ), les pixels sont rectangulaires ( $50 \times 400 \mu\text{m}^2$ ), et sont orientés longitudinalement dans le tonneau et radialement dans les disques.

Les puces sont assemblées en modules, chacun mesurant  $6.24 \times 2.44 \text{ cm}^2$  et comportant  $8 \times 2$  puces. Les puces sont reliées à un processeur implémenté sur le module, dit MCC (Master Chip Control), qui permet de contrôler les données et de les acheminer vers l'extérieur. Les signaux électriques provenant des MCC sont transformés en signaux optiques dans des cartes optiques dites "optoboard", situées à  $z = \pm 80 \text{ cm}$ . Les signaux optiques sont ensuite acheminés jusqu'à la salle d'électronique d'ATLAS.

Les modules sont collés sur deux types de structure en carbone ultraléger : des échelles et des disques. Chaque échelle compte treize modules et chaque disque comporte 48 modules. Les échelles sont ensuite rassemblées pour former les trois couches du tonneau et les disques pour former les bouchons.

Le refroidissement des modules est assuré par un système bi-phasique avec un mélange liquide/gaz de  $\text{C}_3\text{F}_8$  circulant dans un tube en aluminium à l'intérieur des structures en carbone. Le liquide  $\text{C}_3\text{F}_8$  est détendu, et se transforme en phase gazeuse en absorbant la chaleur des circuits électroniques. Il circule en circuit fermé car, hors du détecteur, il est à nouveau comprimé en liquide.

Le tableau 2.3 montre les caractéristiques principales du détecteur à pixels en termes de dimensions et de résolution intrinsèque.

### 2.2.2.2 Le SCT

Le SCT est un détecteur à micro-pistes de silicium (figure 2.2.2.2). Il constitue le deuxième élément de détection d'ATLAS et fournit quatre plans de détection entre  $R = 299 \text{ mm}$  et  $R = 514 \text{ mm}$  dans sa partie tonneau. Neuf disques dans chaque bouchon, situés entre  $z = 853.8 \text{ mm}$  et  $z = 2720.2 \text{ mm}$ , permettent d'atteindre une acceptance de  $|\eta| < 2.5$ .

Un module du SCT est constitué de deux couches actives collées sur chacune des faces d'un plateau de graphite qui assure à la fois la solidité du module et la conductivité thermique qui permet la dissipation de la chaleur



Couche	Position/étendue radiale (mm)	Position/étendue longitudinale (mm)	Résolution intrinsèque ( $\mu\text{m}$ )
<b>Tonneau</b>			
B-Layer	$R = 50.5$	$0 <  z  < 400.5$	10 ( $R - \phi$ ) 115 ( $z$ )
Couche 1	$R = 88.5$	$0 <  z  < 400.5$	10 ( $R - \phi$ ) 115 ( $z$ )
Couche 2	$R = 112.5$	$0 <  z  < 400.5$	10 ( $R - \phi$ ) 115 ( $z$ )
<b>Bouchons</b>			
Disque 1	$88.8 < R < 149.6$	$z = \pm 495$	10 ( $R - \phi$ ) 115 ( $R$ )
Disque 2	$88.8 < R < 149.6$	$z = \pm 580$	10 ( $R - \phi$ ) 115 ( $R$ )
Disque 3	$88.8 < R < 149.6$	$z = \pm 650$	10 ( $R - \phi$ ) 115 ( $R$ )

TAB. 2.3 – Tableau résumant le positionnement et la résolution intrinsèque des différentes parties du détecteur à pixels.

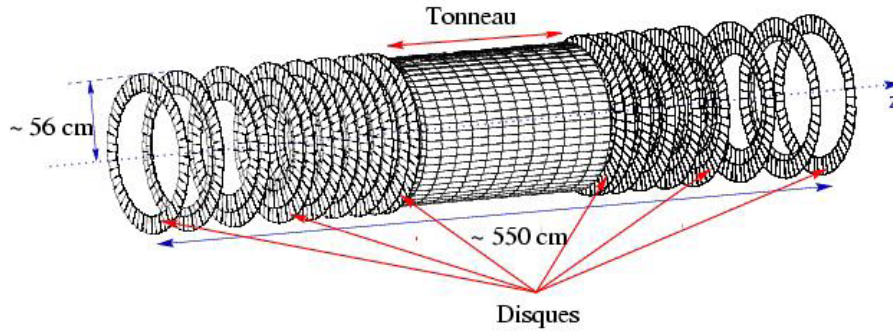


FIG. 2.7 – Schéma du détecteur SCT.

dans le système de refroidissement. Les couches actives du module sont segmentées en micro-pistes de taille  $80 \mu\text{m} \times 123.3 \text{ mm}$  orientées parallèlement à l'axe  $z$  dans le tonneau et radialement dans les bouchons. Afin d'avoir une mesure suivant  $z$ , les micro-pistes des deux couches d'un même module ne sont pas parallèles mais forment entre elles un angle d'environ  $40 \text{ mrad}$ . Cette disposition assure une résolution de l'ordre de  $20 \mu\text{m}$  en  $(R - \phi)$  et inférieure à  $1 \text{ mm}$  suivant  $z$ .

Le tableau 2.4 montre les caractéristiques principales du SCT en termes de dimensions et de résolution intrinsèque.

Couche	Position/étendue radiale (mm)	Position/étendue longitudinale (mm)	Résolution intrinsèque ( $\mu\text{m}$ )
<b>Tonneau</b>			
Couche 3	$R = 299$	$0 <  z  < 846$	$17 (R - \phi) 580 (z)$
Couche 4	$R = 371$	$0 <  z  < 846$	$17 (R - \phi) 580 (z)$
Couche 5	$R = 443$	$0 <  z  < 846$	$17 (R - \phi) 580 (z)$
Couche 6	$R = 514$	$0 <  z  < 846$	$17 (R - \phi) 580 (z)$
<b>Bouchons</b>			
Disque 1	$259 < R < 561$	$z = \pm 853.8$	$17 (R - \phi) 580 (R)$
Disque 2	$333 < R < 561$	$z = \pm 934.0$	$17 (R - \phi) 580 (R)$
Disque 3	$259 < R < 561$	$z = \pm 1091.5$	$17 (R - \phi) 580 (R)$
Disque 4	$259 < R < 561$	$z = \pm 1299.9$	$17 (R - \phi) 580 (R)$
Disque 5	$259 < R < 561$	$z = \pm 1399.7$	$17 (R - \phi) 580 (R)$
Disque 6	$259 < R < 561$	$z = \pm 1771.4$	$17 (R - \phi) 580 (R)$
Disque 7	$437 < R < 561$	$z = \pm 2115.2$	$17 (R - \phi) 580 (R)$
Disque 8	$333 < R < 561$	$z = \pm 2505.0$	$17 (R - \phi) 580 (R)$
Disque 9	$398 < R < 561$	$z = \pm 2720.2$	$17 (R - \phi) 580 (R)$

TAB. 2.4 – Tableau résumant le positionnement et la résolution intrinsèque des différentes parties du SCT.

### 2.2.2.3 Le TRT

Le dernier sous-détecteur du détecteur interne est le TRT (*Transition Radiation Tracker*). La grande résolution spatiale fournie par le détecteur à pixels et le SCT est assurée au prix d'un nombre réduit de points de mesure étant donné la structure en couches des deux détecteurs. Cette limitation due au coût élevé de la technologie de détection au scilicium entraîne une résolution en impulsion modeste. Le TRT est conçu pour fournir sur un grand rayon, un grand nombre de points de mesures par particule chargée ce qui en fait le détecteur qui contribue le plus à la bonne résolution en impulsion du détecteur interne.

L'élément de détection du TRT est constitué d'une paille au centre de laquelle est placé un fil en tungstène de  $31 \mu\text{m}$  de diamètre plaqué d'or. Le fil de tungstène constitue l'anode et est relié à la masse, alors que la paille qui constitue la cathode est portée à un potentiel de  $-1530 \text{ V}$  lors du fonctionnement nominal du détecteur. La paille est remplie d'un mélange gazeux contenant 70% de Xe, 27% de  $\text{CO}_2$  et 3% de  $\text{O}_2$ .

Lors du passage d'une particule chargée dans la paille, le gaz à l'intérieur est

ionisé et les électrons induits sont recueillis par le fil au centre de la paille créant ainsi un signal indiquant le passage de la particule.

Chaque paille fournit ainsi un point de mesure à deux dimensions. *Pour mesurer la position de l'impact de la particule sur la longueur de la paille, le temps de propagation du signal est utilisé, ce qui fournit une résolution spatiale de l'ordre de 130  $\mu\text{m}$ .*

Le détecteur est constitué d'un tonneau central et de deux bouchons. Les pailles sont arrangées parallèlement à l'axe du faisceau dans le tonneau et radialement dans les bouchons. La distance moyenne entre deux pailles voisines est de l'ordre de 7 mm. L'espace entre les pailles est occupé par des fibres de polypropylène. Lorsqu'une particule traverse l'espace entre les pailles, elle rencontre successivement des zones de polypropylène et de gaz. Ces milieux ayant des constantes di-électriques différentes, la particule chargée émet un rayonnement électromagnétique qui se situe dans la gamme de fréquence des rayons X. Ce rayonnement, dit rayonnement de transition, est beaucoup plus important pour un électron que pour une particule d'ionisation minimale comme le pion ou le muon.

Les rayonnements de transtion sont détectés par les pailles voisines et induisent un signal qui accompagne le signal principal produit par la particule chargée. La séparation entre rayonnement de transition et le signal des particules chargées se fait en utilisant deux systèmes de seuils différents pendant le traitement du signal.

### 2.2.3 Le système de calorimétrie

Le système de calorimétrie d'ATLAS est conçu pour avoir une grande acceptance allant jusqu'à  $|\eta| = 4.9$ , et une grande herméticité avec plus de 11 longueurs d'interaction ce qui réduit considérablement le taux de fuite dans le système à muons. La grande herméticité et la grande acceptance sont essentielles pour une mesure correcte d l'énergie manquante.

Une grande granularité du calorimètre électromagnétique dans l'acceptance du détecteur interne est idéale pour une mesure précise des électrons et des photons. Dans les autres régions, une plus modeste granularité est suffisante pour les mesures de précision des énergies des jets et de l'énergie manquante. Les calorimètres d'ATLAS servent aussi pour le déclenchement comme nous allons le décrire dans la section 2.2.5.

La figure 2.8 montre les différentes composantes du calorimètre d'ATLAS qui sont décrites dans la suite.

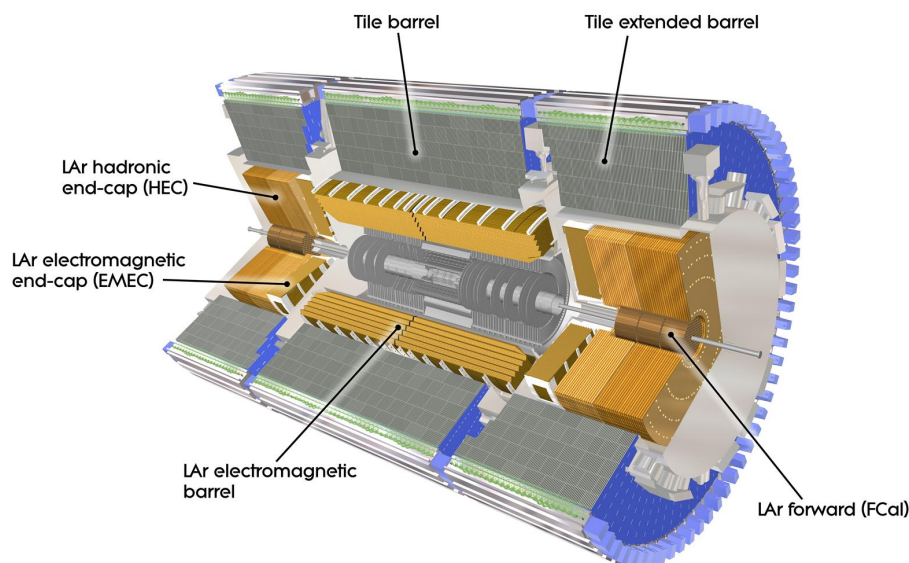


FIG. 2.8 – Le système de calorimétrie d'ATLAS.

### 2.2.3.1 Le calorimètre électromagnétique à argon liquide

Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS possède une acceptance de  $|\eta| < 3.2$ . Il est constitué d'un tonneau ( $|\eta| < 1.475$ ) et de deux bouchons, chaque partie étant logée dans un cryostat différent. Le cryostat central contient aussi le solénoïde afin de réduire la quantité de matière passive devant le calorimètre.

L'élément de détection consiste en une succession de couches de plomb qui constituent le milieu absorbant et des couches de cuivre qui constituent les électrodes. Les couches de plomb et de cuivre sont séparés par des éléments en polyimides isolants. L'espace entre les couches est rempli d'argon liquide qui constitue le milieu actif. L'argon liquide a été choisi comme milieu actif à cause de sa réponse particulièrement linéaire et stable avec le temps et de sa bonne tenue aux radiations.

Lorsqu'un électron traverse le milieu absorbant, il émet des photons par effet Bremsstrahlung. Lorsqu'un photon traverse le milieu absorbant, un phénomène de création de paire électron-positron se produit. Ces deux phénomènes conduisent au développement d'une gerbe contenant une multitude d'électrons et de photons secondaires. Le développement de la gerbe en nombre de particules secondaires est d'abord exponentiel mais finit par s'arrêter lorsque les particules secondaires atteignent une faible énergie et finissent par être

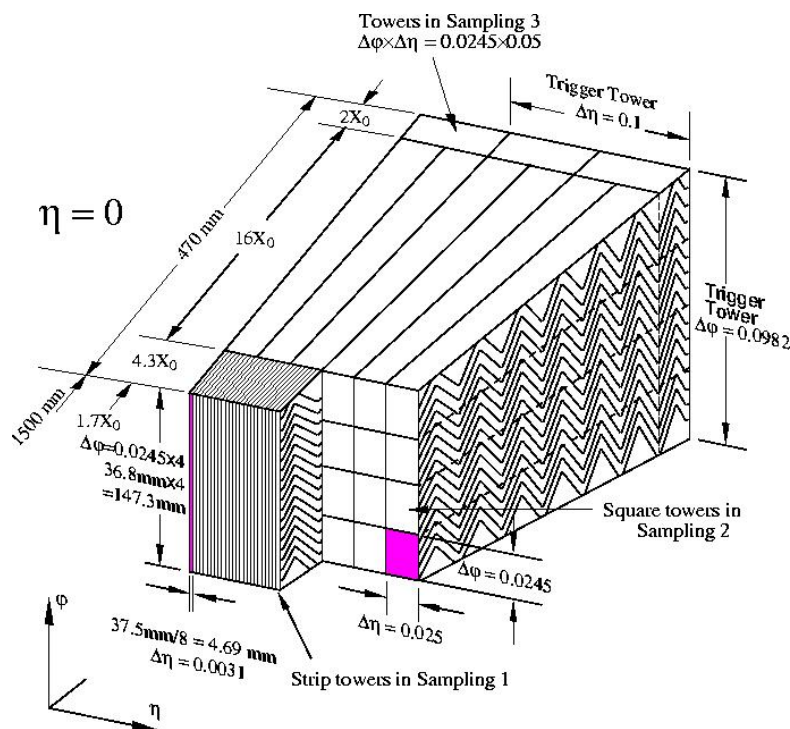


FIG. 2.9 – Schéma d'un module du calorimètre électromagnétique montrant les différentes couches avec leurs échantillonnages.

absorbées. En traversant le milieu actif, les particules secondaires ionisent l'argon liquide et un signal est recueilli par les électrodes.

Les couches de plomb ainsi que les électrodes possèdent une géométrie en accordéon (figure 2.9). Cette forme particulière permet une herméticité totale en  $\varphi$ , sans zones passives autrement nécessaires pour l'acheminement des câbles de lecture du signal. Dans le tonneau, les plis de l'accordéon sont parallèles à l'axe du faisceau, alors que dans les bouchons ceux-ci sont orientés radialement. L'angle du pli et son amplitude varient en fonction de la pseudo-rapacité et du rayon de façon à assurer que la quantité d'argon liquide qui circule entre les différentes couches soit uniforme. Ceci assure la linéarité et l'uniformité de la réponse partout dans le détecteur.

La segmentation radiale du calorimètre électromagnétique consiste en trois compartiments afin de pouvoir exploiter le développement longitudinal de la gerbe. En plus des trois couches, un pré-échantillonneur constitué d'une couche d'argon liquide instrumentée d'électrodes très finement segmentées

sert à estimer la quantité d'énergie perdue dans le détecteur interne et le solénoïde.

La première couche proche du détecteur interne possède une segmentation très fine en  $\eta$  afin de fournir une bonne résolution spatiale sur les électrons et photons. La deuxième couche possède une segmentation plus large. Cette couche où la gerbe atteint son maximum, absorbe l'essentiel de l'énergie des électrons et photons. La troisième couche encore moins finement segmentée en  $\eta$ , sert à absorber les queues des gerbes électromagnétiques.

La quantité d'énergie déposée dans chaque couche du calorimètre électromagnétique sert à discriminer les particules électromagnétiques des particules hadroniques. En effet, pour un électron ou un photon le développement de la gerbe commence dans la première couche et se termine dans la deuxième. Alors que les particules hadroniques manifestent un développement tardif de la gerbe qui continue jusque dans le calorimètre hadronique. On s'attend donc à ce que les particules électromagnétiques déposent beaucoup d'énergie dans les deux premières couches et très peu dans la troisième, alors que les particules hadroniques déposeront très peu d'énergie dans la première couche et beaucoup dans les deuxième et troisième couches.

### 2.2.3.2 Les calorimètres hadroniques

Le calorimètre hadronique est la partie du calorimètre chargée de mesurer l'énergie des particules hadroniques et d'assurer l'hermiticité du calorimètre afin de mesurer l'énergie manquante. Le calorimètre hadronique est constitué de trois parties :

- Le caloimètre hadronique à tuiles qui consitue la partie tonneau ( $|\eta| < 1.7$ ).
- Le HEC (*Hadronic End-cap Calorimeter*) à l'argon liquide constitue les bouchons ( $1.5 < |\eta| < 3.2$ ).
- Le FCal (*Forward Calorimeter*) à l'argon liquide assure l'hermiticité en couvrant la partie avant du détecteur ( $3.1 < |\eta| < 4.9$ ).

#### Le calorimètre hadronique à tuiles :

Le calorimètre hadronique à tuiles permet de couvrir la région centrale de l'acceptance du détecteur ( $|\eta| < 1.7$ ). Il est constitué d'un tonneau central de longueur 5.8 m et de deux extensions de longueur 2.6 m chacune. Radialement, le calorimètre hadronique à tuiles s'étend entre  $2.28 \text{ m} < R < 4.25 \text{ m}$ . Le calorimètre hadronique à tuiles utilise des tuiles de fer comme milieu absorbeur et des tuiles scintillantes comme milieu actif. Il permet d'atteindre

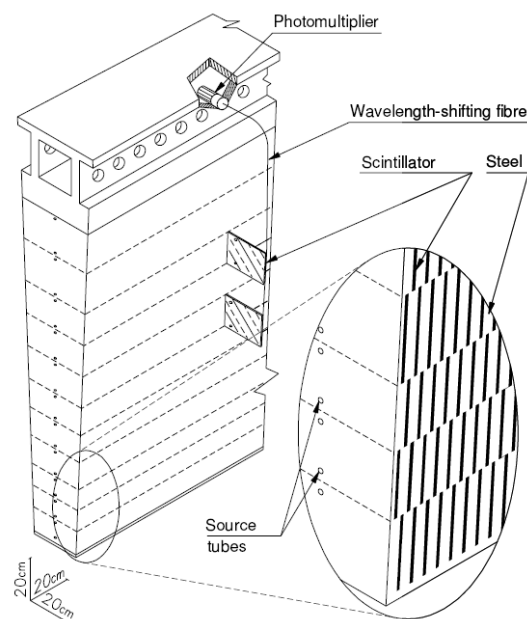


FIG. 2.10 – Schéma d'un module du calorimètre hadronique à tuiles.

une profondeur en longueur d'interaction de  $7.4 \lambda$  ( $\lambda$  étant la longueur d'interaction).

Chaque partie du calorimètre hadronique à tuiles est constituée de 64 modules formant un secteur de  $\Delta\phi \approx 0.1$  rad. Le module est constitué d'une succession de tuiles scintillantes et de tuiles absorbantes orientées radialement (figure 2.10). Les signaux lumineux issus des scintillateurs sont acheminés vers des photo-multiplicateurs situés sur le côté externe du module, à l'aide de fibres optiques.

Le calorimètre à tuiles est équipé de trois systèmes de calibration : un système d'injection de charges, un système laser et un système utilisant une source de  $^{137}\text{Cs}$  radioactif. Ces systèmes permettent d'intervenir à différents stades de l'acheminement du signal et sont utilisés pour régler le gain des photomultiplicateurs afin d'atteindre une uniformité de  $\pm 3\%$ .

### Le HEC :

Les bouchons du calorimètre hadronique (HEC) utilisent du cuivre comme milieu absorbant et de l'argon liquide comme milieu actif. Le HEC partage avec les bouchons du calorimètre électromagnétique et le FCal, le même cryostat pour l'argon liquide afin de minimiser la quantité de matière passive dans le détecteur.



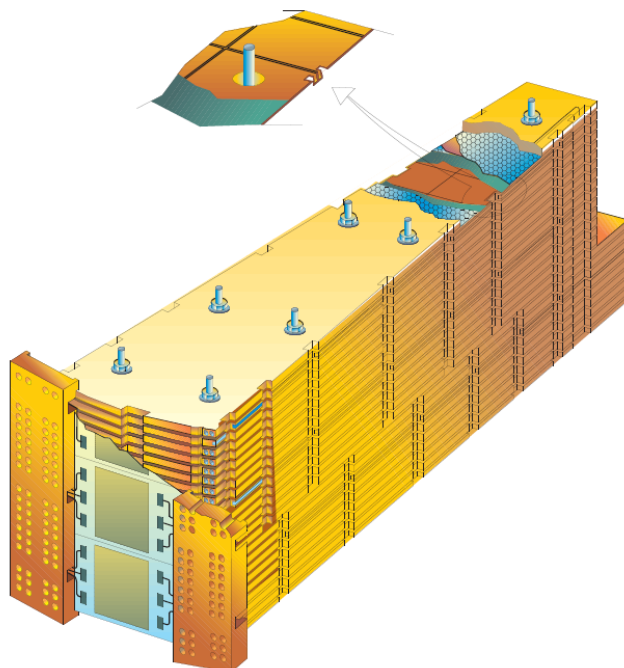


FIG. 2.11 – Schéma d'un module du bouchon du calorimètre hadronique à argon liquide (HEC).

Le HEC est constitué de deux roues (HEC1 et HEC2) et couvre une acceptation de  $1.5 < |\eta| < 3.2$ . Chaque roue est composée de 32 modules en forme de secteurs dont la structure est schématisée dans la figure 2.11. Les modules sont composés de plaques de cuivres d'épaisseur de 25 mm pour le HEC1 et de 50 mm pour le HEC2, séparées par un espacement de 8.5 mm dans lequel circule l'argon liquide. Des barres d'acier assurent l'intégrité mécanique du module et maintiennent une séparation de 8.5 mm entre les plaques.

L'espace entre les plaques est divisé en quatre zones de dérive séparés par trois électrodes. La lecture du signal est segmentée de façon semi-projective en cellules de dimensions  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$  pour  $|\eta| < 2.5$  et  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$  pour les plus grandes pseudorapidités.

#### Le FCal :

Le FCal ou calorimètre avant, est situé dans le même cryostat que le bouchon du calorimètre électromagnétique et du HEC. Il assure une couverture en pseudorapidité de  $3.1 < |\eta| < 4.9$ .

Le FCal est divisé en profondeur en trois modules de 45 cm chacun (figure 2.12) : un module électromagnétique (FCal1) situé au plus proche du point



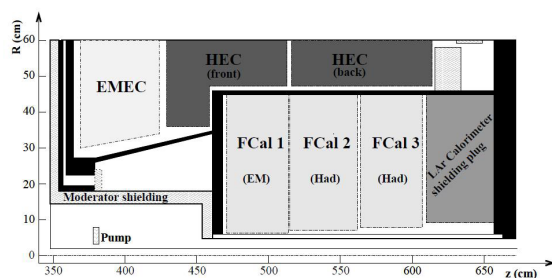


FIG. 2.12 – Structure du calorimètre avant FCal. Le schéma montre l'emplacement des trois modules par rapport aux autres parties du calorimètre.

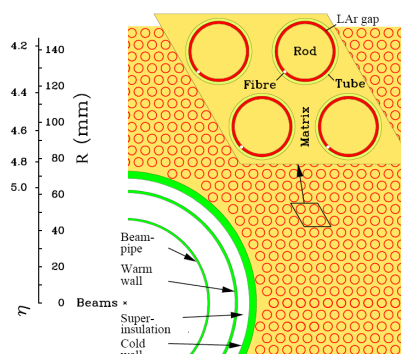


FIG. 2.13 – Structure des électrodes dans les modules du FCal.

d'interaction et deux modules hadroniques FCal2 et FCal3. La grande densité de particules dans la région couverte par le FCal exige une grande densité de milieu absorbant. Le FCal est donc conçu avec un espacement plus fins dans lequel circule l'argon liquide. Les modules sont constitués de plaques de cuivre ou de tungstène (selon le module : voir tableau 2.5) percées de trous dans lesquels sont placés les électrodes. Les électrodes consistent en des barres de cuivre ou de tungstène parallèles à l'axe du faisceau et coaxiales avec un tube du même matériaux. Un espace fin est maintenu à l'aide d'une fibre en plastique résistant aux radiations entre la barre et le tube. Dans cet espace circule l'argon liquide (figure 2.13).

Derrière le FCal3, des plaques absorbantes de cuivre sont placées afin de minimiser le bruit dans les bouchons du spectromètre à muons.

Le tableau 2.5 montre certaines caractéristiques des trois modules du FCal.

Module	FCal1	FCal2	FCal3
Fonction	électromagnétique	hadronique	hadronique
Milieu absorbant	cuivre	tungstène	tungstène
Nombre d'électrodes	12260	10200	8224
Epaisseur de la zone active	0.269 mm	0.376 mm	0.508 mm

TAB. 2.5 – Quelques caractéristiques des trois modules du FCal.

## 2.2.4 Le spectromètre à muons

Le spectromètre à muons d'ATLAS constitue la partie externe du détecteur. Ce système est conçu pour détecter les particules chargées qui échappent aux calorimètres et mesurer leurs impulsions dans une acceptance de  $|\eta| < 2.7$ . Il permettra également le déclenchement à l'aide de ces particules dans une acceptance de  $|\eta| < 2.4$ .

La conception du spectromètre à muons a été faite dans l'objectif de détecter des muons d'impulsion supérieure à environ 3 GeV/c avec une précision de l'ordre de 10% pour un muon de 1 TeV d'énergie.

Le spectromètre à muons est muni d'un système d'aimants supraconducteurs constitué d'un tonneau et de deux bouchons produisant des champs magnétiques toroïdaux d'environ 0.5 T et 1 T respectivement. Ces aimants permettent de courber les trajectoires des muons afin de pouvoir mesurer leurs impulsions.

Les éléments constituant le spectromètre à muons sont des chambres combinant plusieurs technologies de détection que nous allons décrire dans la suite. Les chambres sont disposées dans le tonneau en trois couches cylindriques de rayons 5 m, 7.5 m et 10 m. Dans les bouchons, les chambres forment de grands disques situés de part et d'autre des aimants du bouchon à des distances  $|z| = 7.4$  m, 10.8 m, 14 m et 21.5 m du point de collision.

La figure 2.14 représente les éléments principaux du spectromètre à muons d'ATLAS.

Au centre du détecteur ( $\eta \approx 0$ ), il existe un trou afin de permettre l'acheminement des services vers les parties internes du détecteur (aimant solénoïde, calorimètres et détecteur interne). La largeur du trou varie entre  $|\eta| < 0.04$  et  $|\eta| < 0.08$ , selon les besoins des différents services. D'autres trous existent dans la partie inférieure du détecteur afin de pouvoir installer les structures qui supportent le détecteurs. La présence de tels trous dégrade l'efficacité ainsi que la résolution en impulsion proche des zones non-instrumentées.

Le spectromètre à muons combine plusieurs techniques de détections aux performances complémentaires. Les mesures de précision sont assurées par des chambres appelées MDT (*Monitored Drift Tube chambers*) pouvant atteindre 35  $\mu\text{m}$  de résolution spatiale. Ces chambres couvrent toute l'acceptance du spectromètre à muons (jusqu'à  $|\eta| < 2.7$ ).

A grande pseudorapacité ( $2 < |\eta| < 2.7$ ), des chambres dites CSC (*Cathode-Strip Chambers*) sont utilisées dans la couche la plus proche du point d'in-

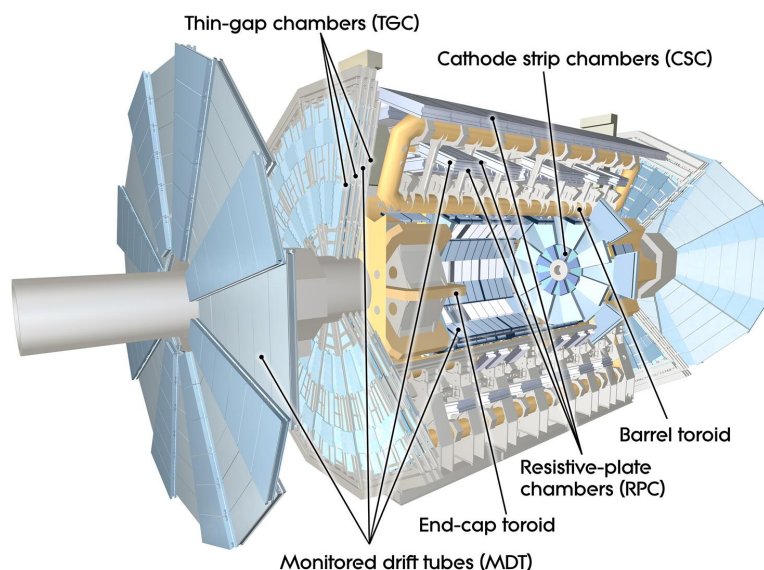


FIG. 2.14 – Spectromètre à muons d'ATLAS.

teraction. Ces chambres possèdent un temps de réponse réduit et une bonne résolution temporelle, ce qui les rend mieux adaptées au taux plus élevé de muons dans la zone où elles sont installées.

Pour assurer le déclenchement de l'acquisition des données, deux technologies sont utilisées pour leur temps de réponse ultra-rapide (le signal est délivré quelque dizaines de nanosecondes après le passage de la particule) : dans le tonneau ( $|\eta| < 1.05$ ) des chambres dites RPC (*Resistive Plate Chambers*) sont utilisées, alors que dans les bouchons des chambres dites TGC (*Thin Gap Chambers*) sont utilisées.

### Les MDT :

Les stations MDT sont les chambres principalement utilisées dans le système à muons pour la mesure de précision des trajectoires des muons. Elles couvrent toute l'acceptance du spectromètre ( $|\eta| < 2.7$ ) sauf dans les roues internes des bouchons où elles sont remplacées par des CSC dans la région de grande pseudorapidité ( $2 < |\eta| < 2.7$ ) qui sont mieux adaptés au taux plus élevé de particules dans cette région.

L'élément de détection des MDT est un tube à dérivation de diamètre 29.97 mm, contenant un mélange gazeux Ar/CO<sub>2</sub> (93/7) pressurisé (3 bar). Au centre

du tube, un fil en alliage tungstène-rhénium, de diamètre  $50\text{ }\mu\text{m}$ , est placé au centre du tube et est porté à un potentiel de  $3080\text{ V}$  par rapport aux parois internes en aluminium du tube cylindrique. Ce fil sert à collecter les électrons produits lors de l'ionisation du gaz provoquée par le passage des particules. Les tubes sont disposés en multi-couches de 3 ou 4 couches. Deux multi-couches séparées par un support mécanique forment les stations MDT (figure 2.15). Les MDT sont disposées dans le détecteur de façon que les tubes soient alignés suivant  $\phi$ . Plusieurs types de chambres MDT qui diffèrent par leurs tailles, leurs formes et le nombre de couches de tubes sont utilisés. Des stations de  $2 \times 4$  couches de tubes sont utilisées dans les couches internes alors que des stations de  $2 \times 3$  sont utilisées dans les couches externes et celles du milieu, et ceci afin d'améliorer la résolution dans les couches les plus proches du point de collisions. Les différentes formes sont adaptées à la position de la station dans le détecteur afin d'améliorer l'hermiticité. Dans le tonneau, des stations rectangulaires sont utilisées alors que dans les bouchons les stations sont en forme de trapèze. Des stations de formes particulières sont aussi utilisées pour minimiser les zones mortes au voisinage des "pieds" du support mécanique du détecteur ATLAS.

Pour tenir compte des déformations dues à l'installation, à la gravité et aux fluctuations de température, les MDT sont munies d'un système d'alignement optique en temps réel, intégré dans la structure du support mécanique de chaque station.

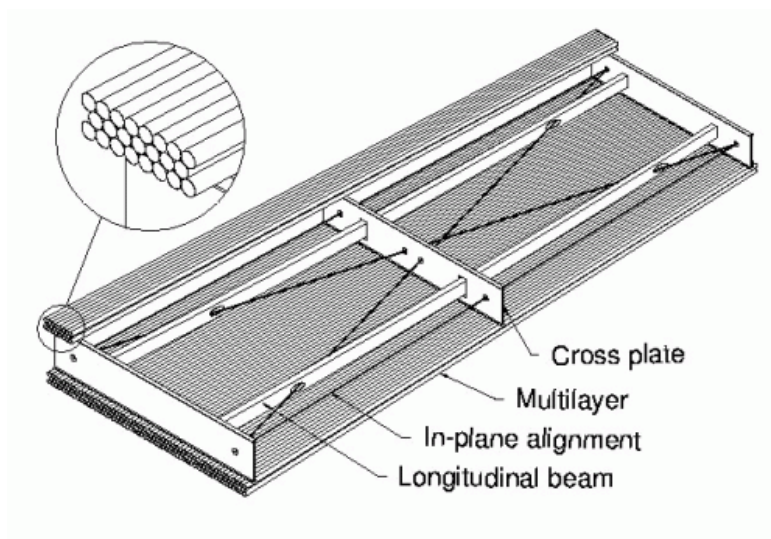


FIG. 2.15 – Structure d'une station MDT.

### Les CSC :

Les stations CSC sont des chambres proportionnelles à fils. Huit grandes stations et huit petites stations forment une roue. Une roue est utilisée à la place des MDT, dans la couche interne de chacun des bouchons, dans une acceptance de  $2 < |\eta| < 2.7$ .

Des fils parallèles en alliage tungstène-rhénium et de diamètre  $30\text{ }\mu\text{m}$ , constituent l'anode, tandis que des plaques segmentées en pistes de  $5.31\text{ mm}$  et de  $5.56\text{ mm}$  de largeur pour les grandes et les petites stations respectivement, sont situées de part et d'autre des fils et constituent les cathodes. La différence de potentiel entre cathode et anode est de  $1900\text{ V}$ . La distance séparant l'anode de la cathode est la même qu'entre les fils et vaut  $2.5\text{ mm}$  (figure 2.16). Le tout baigne dans un mélange gazeux  $\text{Ar}/\text{CO}_2$ .

Afin d'avoir une mesure de la position suivant deux directions, les pistes d'une cathode sont orientées perpendiculairement aux pistes de l'autre cathode. Une station CSC est constituée de  $2 \times 4$  couches et permet d'atteindre une résolution de  $40\text{ }\mu\text{m}$ .

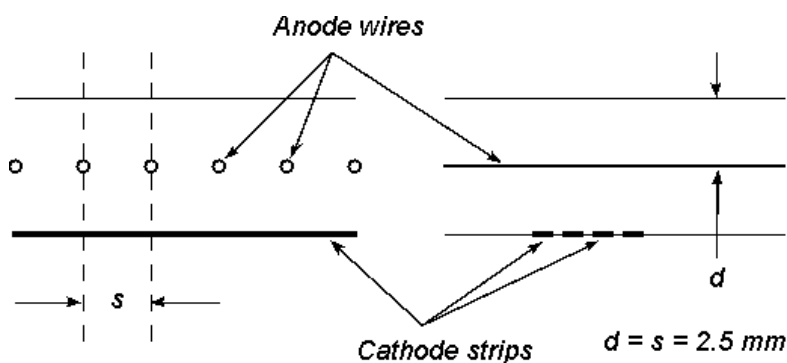


FIG. 2.16 – Schéma d'une station CSC.

### Les RPC et les TGC :

Les RPC et les TGC sont les détecteurs utilisés pour le premier niveau du déclenchement. Ces détecteurs sont conçus pour avoir un temps de réponse rapide et une très bonne résolution en temps (de l'ordre de la nano-seconde). Les RPC sont formés de plaques résistives parallèles séparées d'une distance de  $2\text{ mm}$  à l'aide d'éléments isolants. Le gaz utilisé pour l'ionisation est un mélange non-inflamable de  $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4/\text{Iso-C}_4\text{H}_{10}/\text{SF}_6$  ( $94.7/5/0.3$ ). Le champ électrique entre les plaques est de  $4.9\text{ kV/mm}$ .

Les TGC utilisent une technologie analogue à celle utilisée pour les CSC. La différence consiste dans le fait que la séparation entre anode et cathode est

inférieure à la séparation entre les fils, et ceci pour permettre une meilleure résolution temporelle.

Les stations RPC, utilisées dans le tonneau, ne sont pas segmentées et donc ne fournissent pas une bonne résolution spatiale. Tandis que les stations TGC, qui sont utilisées dans les bouchons sont segmentées en pistes de façon analogues aux CSC. Ils fournissent donc une information spatiale qui peut être utilisée lors de la reconstruction pour améliorer la résolution atteinte par les MDT seuls.

### 2.2.5 Le système de déclenchement

Le taux de croisements de faisceaux au LHC est de 40 MHz. La taille moyenne des données prises lors d'un événement est de l'ordre de 1.3 Mbytes, ce qui rend impossible le stockage de toutes ces données, d'autant plus que le temps nécessaire pour reconstruire et analyser entièrement ces données est au-delà du réalisable. A cela s'ajoute le fait que seulement  $\sim 10^{-6}\%$  de ces événements contiennent des processus intéressants du point de vue de la physique.

ATLAS est muni d'un système de déclenchement à trois niveaux qui permet de réduire le taux des événements à enregistrer jusqu'à 200 Hz tout en enrichissant le contenu en physique intéressante de ces événements.

Les trois niveaux de déclenchement d'ATLAS sont les suivants :

**L1 :** est le premier niveau de déclenchement. Il permet de réduire le taux de prise des données de 40 MHz à 75 kHz. Pour pouvoir atteindre ce taux d'événements, le niveau L1 doit traiter un événement et prendre une décision en moins de  $25 \mu s$ .

La décision prise par le système de déclenchement au niveau L1 se base sur des objets de grands  $p_T$  tels que des muons, des électrons/photons, des jets, des leptons  $\tau$  et de l'énergie transverse manquante. Pour permettre une réponse rapide, seulement une partie des informations issues du détecteur est utilisée. Pour les muons, le niveau L1 utilise la réponse des RPC et TGC, pour les autres objets, il utilise les systèmes calorimétriques avec une granularité réduite.

Lorsqu'un événement est jugé intéressant, des régions d'intérêt (RoI) sont construites et passées au niveau L2. Les régions d'intérêt sont des intervalles de pseudo-rapacité et d'angle azimutal dans lesquels le niveau L1 a localisé un objet de grand  $p_T$ .

**L2 :** est le deuxième niveau de déclenchement qui permet de réduire le taux de prise des données de 75 kHz à 3.5 kHz. Le niveau L2 doit prendre une décision en moins de 40 ms.

Le niveau L2 part des RoI définis au niveau L1 pour affiner la reconstruction de l'événement en utilisant toute la granularité disponible dans ces régions. Avec une reconstruction plus précise, le niveau L2 peut affiner les coupures sur les seuils en énergie des objets reconstruits.

**EF :** (pour *Event Filter*) est le dernier niveau de déclenchement qui réduit le taux de prise de données jusqu'à 200 Hz. Le niveau EF exploite la totalité des données disponibles dans tout le détecteur. Le traitement d'un événement au niveau EF prend environ 4 s.

Le niveau L1 est implémenté à l'aide d'une électronique dédiée, alors que les niveaux L2 et EF, aussi dits HLT (*High Level Trigger*) sont des logiciels qui tournent sur des fermes de processeurs dédiés.

A l'issue du niveau EF, les événements sont enregistrés sur disque et sont prêts pour l'analyse de physique.

## 2.3 Les données d'ATLAS

### 2.3.1 Reconstruction des données

Les événements enregistrés sur disque à la sortie du système de déclenchement sont dans un format qui n'est pas encore exploitable pour l'analyse physique. En effet, il s'agit d'une collection de "coups" dans différents éléments du détecteur. Une dernière étape dite de reconstruction est donc nécessaire avant que les données soient dans un format exploitable pour l'analyse physique. La reconstruction a pour objectif d'interpréter les collections de "coups" dans le détecteur en termes d'objets physiques tel qu'un électron, un jet, de l'énergie transverse manquante, etc...

Plusieurs objets physiques sont reconstruits. Nous allons donner dans les paragraphes qui suivent un bref aperçu sur la reconstruction de chacun de ces objets.

#### 2.3.1.1 Reconstruction des traces (tracking) [13].

Les traces sont les trajectoires des particules chargées reconstruites à partir de coups laissés par ces particules dans le détecteur interne. Les algorithmes de reconstruction des traces (ou encore *tracking*) effectuent deux tâches pour successives :



- Reconnaître les coups qui seraient issues d'une même particule et les associer entre eux. Cette tâche est souvent désignée par la reconnaissance de motifs (ou *pattern recognition*).
- Utiliser les coups associés à une même trace pour ajuster les paramètres décrivant la trajectoire de la particule chargée.

Dans le champ magnétique uniforme  $B$  dans lequel baigne le détecteur interne, les particules chargées suivent une hélice dont l'axe est parallèle à l'axe du faisceau. Une telle trajectoire peut être décrite à l'aide de cinq paramètres et paramétrisée de la façon suivante [14] :

$$x(\phi) = -d_0 \sin \phi_0 - \frac{\alpha}{\kappa B} (\sin \phi_0 + \sin \phi) \quad (2.4)$$

$$y(\phi) = d_0 \cos \phi_0 + \frac{\alpha}{\kappa B} (\cos \phi_0 - \cos \phi) \quad (2.5)$$

$$z(\phi) = z_0 - \frac{\alpha}{\kappa B} \tan \lambda (\phi - \phi_0) \quad (2.6)$$

où :

- $d_0$  : le paramètre d'impact transverse, c'est la distance la plus proche entre la trace et l'axe  $z$  du faisceau.
- $\phi_0$  : angle azimutal de la tangente à la trajectoire au point  $P$  le plus proche de l'axe du faisceau (périgée).
- $\kappa = \frac{Q}{p_T} \propto \frac{1}{R}$  : rapport entre la charge et le module de l'impulsion transverse de la particule. Ce rapport est inversement proportionnel au rayon de courbure de l'hélice.
- $\lambda = \frac{\pi}{2} + \theta$  : est dit angle de "dip",  $\theta$  étant l'angle entre la tangente à la trajectoire et l'axe du faisceau.
- $z_0$  : coordonnée  $z$  du périgée, souvent appelé aussi paramètre d'impact longitudinal.

La quantité  $\alpha$  n'est pas un paramètre de l'hélice, mais une constante numérique qui dépend du choix des unités utilisées.

La paramétrisation de la trajectoire d'une particule chargée dans un champ magnétique est représentée sur la figure 2.17.

La reconstruction des traces dans ATLAS commence dans les détecteurs à silicium (pixels et SCT) et utilise une approche *inside-out*. Des combinaisons de deux ou trois coups dans le détecteur à pixels sont utilisées pour reconstruire les candidats initiaux des traces dites "graines". Les graines sont extrapolées vers le SCT pour définir des zones dans les autres couches de détection dans lesquelles de nouveaux coups sont trouvés et associés aux



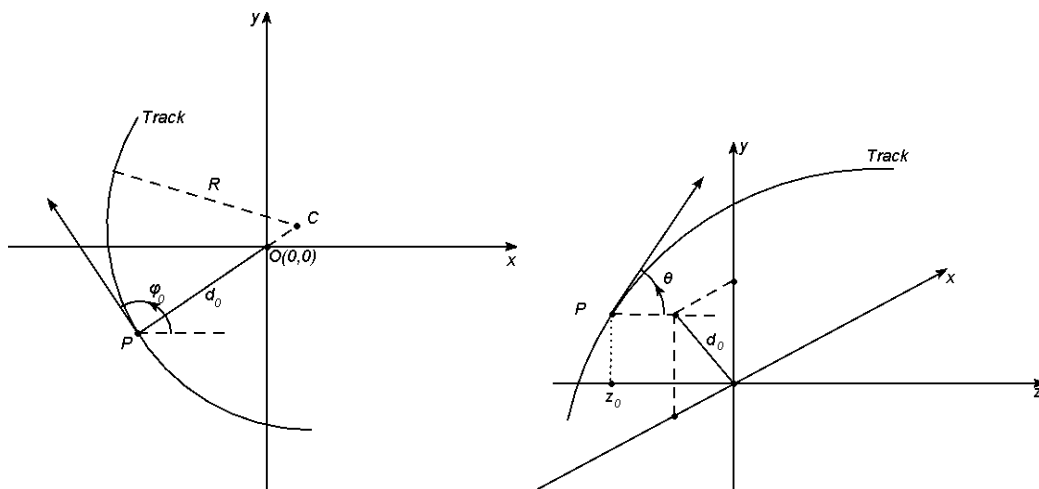


FIG. 2.17 – Illustration des différents paramètres utilisés pour décrire l'équation d'une hélice dont l'axe est parallèle à l'axe du faisceau.

graines pour construire des candidats de traces. Un ajustement d'une hélice est effectué sur les candidats de traces trouvés. Durant cette phase d'ajustement, les coups qui détériorent la valeur du  $\chi^2$  de la trace sont rejetés, et un algorithme permettant de résoudre les ambiguïtés et rejeter les fausses traces est appliqué. Ceci est réalisé à l'aide de coupures de qualité par exemple sur le nombre de coups associés, sur le nombre de coups partagés avec d'autres traces ou sur le nombre de trous<sup>6</sup>.

Les segments de traces trouvés dans les détecteurs à silicium sont ensuite utilisés pour initier la recherche de segments de traces dans le TRT.

La dernière étape de la reconstruction des traces consiste à effectuer un ajustement global des paramètres de la trace. Dans cette étape, les coups entraînant un mauvais ajustement sont marqués comme *outliers*<sup>7</sup>.

### 2.3.1.2 Reconstruction et identification des électrons et des photons.

Lorsqu'un électron ou un photon de grande énergie traverse un milieu dense, un phénomène de cascade se produit lorsqu'une succession de production de paires et d'émission bremsstrahlung entraînent la production de nou-

<sup>6</sup>Un trou dans une trace est défini comme un élément de détection actif traversé par une trace sans que celle-ci génère un coup.

<sup>7</sup>Un outlier est un coup associé à une trace sans pour autant être utilisé dans l'ajustement de la trace.

veaux électrons et photons de plus basse énergie. Une gerbe électromagnétique se développe ainsi jusqu'à ce que les énergies des électrons et photons produits deviennent inférieures à une certaine énergie critique en-dessous de laquelle la dissipation de l'énergie se produit par ionisation et excitation plutôt que par la production de nouvelles particules.

Les gerbes électromagnétiques sont identifiées à l'aide d'amas d'énergie déposés dans le calorimètre électromagnétique. Ces amas constituent les "graines" pour la reconstruction des électrons ou des photons. Les amas sont étendus au calorimètre hadronique pour compléter la reconstruction de l'énergie de la gerbe. Une association plutôt lâche entre la gerbe et les traces du détecteur interne est effectuée afin de distinguer les électrons des photons. Pour les candidats électrons, le rapport  $E/p$  entre l'énergie mesurée dans le calorimètre et l'impulsion mesurée dans le détecteur interne est utilisée pour rejeter les gerbes hadroniques.

La reconstruction de l'énergie des électrons de haute énergie est effectuée dans les calorimètres, alors que la mesure des directions  $\eta$  et  $\phi$  est effectuée dans le détecteur interne. Ainsi, chaque composante de la quadri-impulsion des électrons est mesurée dans le sous-détecteur le mieux adapté.

Pour une meilleure identification des électrons et un meilleur rejet des jets, les caractéristiques de la gerbe ainsi que les propriétés de la trace associée sont utilisées pour définir trois séries de coupures correspondant à trois niveaux de sélections différents :

- Coupures *loose* : comportant des coupures simples sur les caractéristiques de la gerbe comme les fuites hadroniques (rapport entre l'énergie mesurée dans le calorimètre hadronique et celle mesurée dans le calorimètre électromagnétique) et le développement latéral de la gerbe dans le deuxième compartiment du calorimètre électromagnétique. En plus, une coupure est effectuée sur l'association entre la gerbe et la trace du détecteur interne.
- Coupures *medium* : comportant en plus des coupures *loose*, des coupures sur la forme de la gerbe dans le premier compartiment du calorimètre électromagnétique, ainsi que des coupures de qualité sur la trace, telles que des coupures sur le nombre de coups dans les détecteurs à silicium et des coupures lâches sur les paramètres d'impact transverse et longitudinal par rapport au vertex primaire.
- Coupures *tight* : comportant en plus des coupures *medium*, une coupure exigeant pour la trace au moins un coup dans le détecteur à pixels (afin de rejeter les conversions) et une coupure sur les rayonnements de transition dans le TRT (afin de rejeter les hadrons chargés tels que les pions). De plus, les coupures sur l'association trace-gerbe et sur le

Coupures	Efficacité (%)		Rejet des jets
	$Z \rightarrow ee$	$b, c \rightarrow ee$	
<i>Loose</i>	$87.9 \pm 0.5$	$38 \pm 1$	$510 \pm 10$
<i>Medium</i>	$76.7 \pm 0.5$	$27 \pm 1$	$2200 \pm 20$
<i>Tight</i>	$61.3 \pm 0.5$	$20 \pm 1$	$(8 \pm 1)10^4$

TAB. 2.6 – Efficacité des électrons d'énergie transverse  $E_T > 17$  GeV provenant de la désintégration d'un boson  $Z$  ( $Z \rightarrow ee$ ), ou de la désintégration semi-leptonique de hadrons  $B$  ou  $C$  ( $b, c \rightarrow e$ ) ainsi que le rejet des jets pour les différents niveaux de sélection des électrons.

rapport  $E/p$  sont rendues plus sévères.

La reconstruction des électrons et ses performances sont présentées dans [15]. Le tableau 2.6 montre un résumé des performances de l'identification des électrons.

### 2.3.1.3 Reconstruction et identification des muons.

Les muons dans ATLAS sont reconstruits et identifiés dans un domaine d'énergie allant de 3 GeV jusqu'à 3 TeV et dans une acceptation géométrique de  $|\eta| < 2.7$ . La reconstruction des muons dans ATLAS consiste en une combinaison de trois stratégies de reconstruction :

- *Stand-alone* : les muons sont reconstruits uniquement à l'aide des informations du spectromètre à muons dans une acceptation géométrique de  $|\eta| < 2.7$ .
- *Combined* : les muons sont reconstruits en combinant les informations du spectromètre à muons et du détecteur interne. Cette stratégie n'est applicable que dans l'acceptation géométrique du détecteur interne ( $|\eta| < 2.5$ ).
- *Segment tag* : les muons de basses énergies sont reconstruits à l'aide des informations du détecteur interne et des stations de muons internes.

Les techniques d'ajustement des traces de muons sont similaires à celles utilisés pour la reconstruction des traces chargées en général. Chaque station de muons fournit une série de points de mesures formant des segments.

Les reconstructions *Stand-alone* et *Combined* des muons utilisent comme "graines", les segments dans les stations de muons les plus externes. Ces segments sont ensuite extrapolés vers les stations internes pour collecter d'autres segments et former ainsi des traces. Pour  $|\eta| < 2.5$ , les traces reconstruites dans le système à muons sont extrapolées vers le centre du détecteur afin

de leur associer des traces du détecteur interne. Cette extrapolation tient compte de la perte d'énergie dans les calorimètres qui est soit estimée soit mesurée pour les muons isolés. L'association avec une trace du détecteur interne permet d'améliorer la résolution en impulsion pour les muons d'énergies inférieures à 100 GeV. Elle permet aussi de rejeter les traces reconstruites à partir de coups laissés par les particules hadroniques qui échappent au calorimètre hadronique ainsi que les muons provenant de la désintégration en vol des pions et des kaons.

La reconstruction *Segment tag* part de l'extrapolation de traces du détecteur interne vers le spectromètre à muons. Cette stratégie permet d'améliorer la reconstruction des muons de faible impulsion<sup>8</sup> ainsi que dans les zones de transition tonneau-bouchons et dans la zone non-instrumentée à  $|\eta| \approx 0$ .

#### 2.3.1.4 Reconstruction des jets.

Un jet est un objet physique qui résulte de l'hadronisation des quarks ou des gluons. Un phénomène d'hadronisation a lieu lorsqu'on essaie de séparer deux ou plusieurs particules portant chacune une charge de couleur. L'énergie potentielle entre ces particules augmente très rapidement jusqu'à dépasser le seuil de création de paires quark anti-quark qui émergent alors du vide pour former avec les autres particules des hadrons. Lors d'une collision, la production d'un quark ou d'un gluon entraîne la création d'un ensemble de hadrons qui se propagent presque dans la direction du quark ou gluon initial. Ce flux de particules hadroniques produit un ensemble de gerbes dans les différentes parties du calorimètre d'ATLAS.

La reconstruction des jets consiste en un algorithme de regroupement en amas des éléments de signaux calorimétriques, suivi par une étape de calibration. La figure 2.18 schématise les différentes étapes de la reconstruction des jets dans ATLAS [11].

Deux types d'éléments de signaux calorimétriques sont utilisés dans ATLAS :

- Les tours calorimétriques : ces tours sont formés en regroupant les cellules calorimétriques en boîtes de  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ . Les énergies des cellules individuelles dans chaque tour sont ajoutées complètement ou en partie selon que la cellule soit complètement ou en partie contenue dans la tour.
- Les amas topologiques : ces amas sont formés à partir de "graines" qui sont des cellules calorimétriques avec une certaine énergie supérieure

---

<sup>8</sup>Les muons de moins de 6 GeV sont complètement déviés par le champ magnétique et n'atteignent pas les stations externes du système à muons.

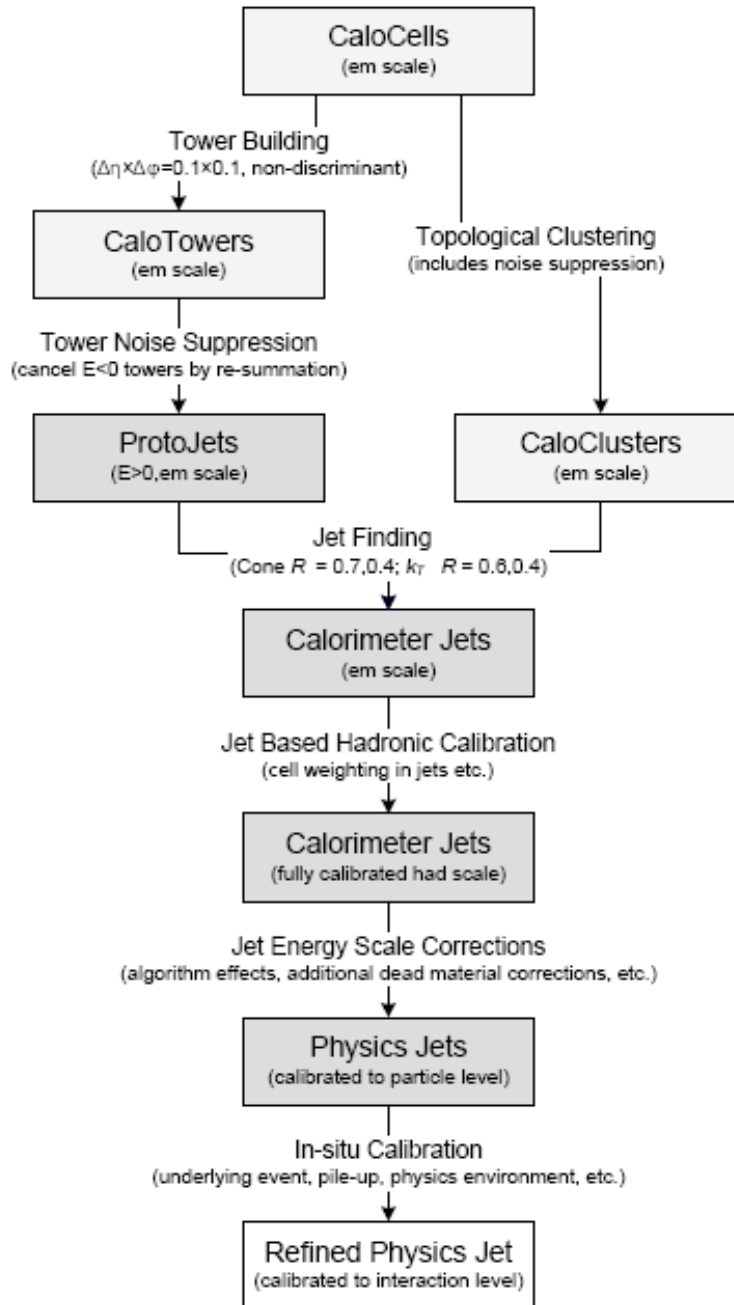


FIG. 2.18 – Différentes étapes de la reconstruction des jets dans ATLAS.

à un certain seuil relativement élevé par rapport au bruit électronique des cellules (typiquement  $E > 4\sigma_{cell}$ ). Ensuite, les cellules voisines aux "graines", ayant une énergie supérieure à un seuil plus bas (typiquement  $E > 2\sigma_{cell}$ ) sont ajoutées aux amas. Finalement, les cellules voisines aux cellules déjà sélectionnées, sont sélectionnées avec un seuil très bas (typiquement 0) et ajoutées aux amas.

Deux algorithmes de reconstruction des jets sont principalement utilisés dans ATLAS :

**Algorithme de cône :** Cet algorithme utilise comme graine l'élément de signal calorimétrique le plus énergétique et cherche tous les éléments de signaux qui se trouvent dans un cône  $\Delta R < R_{cone}$  autour de la graine.  $R_{cone}$  étant un paramètre de l'algorithme. Les éléments trouvés sont recombinaisonnés et une nouvelle direction est calculée. Cette nouvelle direction est utilisée comme graine et le processus que nous venons de décrire est réitéré jusqu'à ce que le résultat devienne stable : un jet est alors reconstruit. Ce processus reprend avec la seconde graine la plus énergétique afin de reconstruire tous les jets dans l'événement. Finalement une procédure de fusionnement et de division des jets reconstruits permet de résoudre en partie le problème de l'instabilité dite infra-rouge dont souffre l'algorithme de cône<sup>9</sup>.

**Algorithme de recombinaison séquentielle (aussi dit algorithme  $k_{\perp}$ ) :** Cet algorithme commence par définir une liste de tous les éléments de signaux calorimétriques, et définit pour chaque élément de signal calorimétrique  $i$  la grandeur  $d_i = p_{T,i}^2$ , et pour chaque paire  $ij$  de ces éléments la grandeur  $d_{ij}$  :

$$d_{ij} = \min(d_i, d_j) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R_{k_{\perp}}^2} \quad (2.7)$$

où  $p_{T,i}$  est l'impulsion de l'élément  $i$  transverse à l'axe du faisceau,  $\Delta R_{ij} = \sqrt{\Delta \eta_{ij}^2 + \Delta \phi_{ij}^2}$  est la distance dans le plan  $(\eta, \phi)$  des deux éléments  $i$  et  $j$  et  $R_{k_{\perp}}$  est un paramètre de l'algorithme qui permet de contrôler la taille des jets.

Le minimum  $d_{min}$  de tous les  $d_{ij}$  et de tous les  $d_i$  est ensuite recherché. Si ce minimum est un  $d_{ij}$ , les deux éléments  $i$  et  $j$  sont retirés de la liste, recombinaisonnés et puis remis dans la liste en tant qu'un seul objet. Si le minimum

---

<sup>9</sup>La stabilité infra-rouge est une condition que doivent satisfaire les algorithmes de reconstruction des jets qui exige que la présence de particules de très basse énergie ne doit pas altérer le nombre de jets reconstruits.

trouvé est un  $d_i$ , l'élément  $i$  est retiré de la liste et est considéré comme un jet.

Ce processus est réitéré jusqu'à ce que la liste soit vide. Les performances de cet algorithme sont comparables à celles de l'algorithme de cône, à la différence près que l'algorithme  $k_\perp$  satisfait la condition de stabilité infra-rouge.

Chaque algorithme de jets est défini par défaut dans ATLAS avec deux configurations différentes : une configuration qui reconstruit des jets de petites tailles (avec  $R_{cone} = R_{k_\perp} = 0.4$ ) mieux adaptée pour les jets de grande énergie comme par exemple dans des événements  $W \rightarrow jets$  ou  $t\bar{t}$ , et une configuration qui reconstruit des jets de grande taille (avec  $R_{cone} = 0.7$  et  $R_{k_\perp} = 0.6$ ) mieux adaptée pour étudier par exemple la production multi-jets (QCD).

Une dernière étape consiste en une série de calibrations. La stratégie adoptée pour la calibration des jets dans ATLAS consiste à pondérer chaque cellule  $i$  de quadri-impulsion  $(E_i, \vec{p}_i)$  tel que  $E_i = |\vec{p}_i|$ , par un poids  $w_i$  de façon que la quadri-impulsion du jet soit donnée par :

$$(E_{jet}, \vec{p}_{jet}) = \left( \sum_{i=0}^{N_{cell}} w_i(\rho_i) E_i, \sum_{i=0}^{N_{cell}} w_i(\rho_i) \vec{p}_i \right) \quad (2.8)$$

où les poids  $w_i$  sont considérés comme fonctions de  $\rho_i = E_i/V_i$  qui est la densité d'énergie déposée dans la cellule,  $V_i$  étant le volume de la cellule.

### 2.3.1.5 Reconstruction et calibration de l'énergie transverse manquante.

La mesure de l'énergie transverse manquante  $E_T^{miss}$ , est une façon de rendre compte de la présence de particules qui n'interagissent que faiblement avec la matière comme les neutrinos et d'autres particules prédites par des modèles au-delà du Modèle Standard, et de mesurer la composante transverse de leur énergie. Une bonne mesure de l'énergie transverse manquante est donc indispensable pour plusieurs analyses de physique comme par exemple des analyses nécessitant la reconstruction de paires de quark top dont l'un se désintègre leptoniquement, ou encore des analyses de recherche de nouvelle physique surtout dans le cadre de modèles Supersymétriques.

La première étape de la reconstruction de l'énergie transverse manquante se base sur l'énergie calibrée, selon un schéma global pareil que celui utilisé pour les jets (Eq. 2.8), des cellules calorimétriques et celle des muons.

L'énergie transverse manquante est alors définie par :

$$E_T^{miss} = - \left( \sum_{cell} E_T^{cell} + \sum_{muon} E_T^{muon} \right) \quad (2.9)$$

Les muons utilisés sont les muons reconstruits selon la stratégie *Stand-alone* afin d'éviter le double comptage de l'énergie déposée par les muons dans les calorimètres.

Une deuxième étape consiste à corriger l'énergie transverse manquante pour tenir compte des pertes d'énergies dans le cryostat entre le calorimètre électromagnétique et hadronique. Cette correction devient importante pour des jets de grande impulsion : elle est de l'ordre de 5% pour un jet de 500 GeV d'énergie.

La dernière étape consiste à raffiner la calibration en associant les cellules aux différents objets de grande impulsion identifiés dans l'événement tels que les électrons et les jets. Cette étape tient compte des différentes calibrations effectuées au niveau des objets pour corriger l'énergie des cellules correspondantes.

## 2.3.2 La simulation des données

La conception d'une expérience telle ATLAS nécessite une simulation la plus réaliste possible du fonctionnement du détecteur et de la physique qui y sera étudiée. La simulation permet d'obtenir une bonne conception du détecteur avant sa construction en optimisant ses différentes fonctions. Après la construction, la simulation permet une optimisation des algorithmes de déclenchement, de reconstruction et d'analyse physique.

La simulation des données se fait suivant plusieurs étapes que nous décrirons dans la suite.

### 2.3.2.1 La génération d'événements

La première étape de simulation consiste à simuler la collision proprement dite. Cette étape se fait elle même en deux étapes compte tenu du théorème de factorisation qui suggère que la section efficace d'un processus  $pp \rightarrow X \rightarrow \text{hadrons}$  peut être factorisée en trois termes :

$$\sigma = \sum_{i,j}^{\text{partons}} \int dx_1 dx_2 f_i(x_1) f_j(x_2) \hat{\sigma}_{ij}(x_1, x_2) F(X \rightarrow \text{hadrons}) \quad (2.10)$$

Où  $\hat{\sigma}_{ij}(x_1, x_2)$  est la section efficace de l'événement dure ( $ij \rightarrow X$ ) impliquant les partons  $i$  et  $j$  dans l'état initial. Cette section efficace représente



une interaction à courte échelle et est calculable en théorie des perturbations. Les fonctions  $f_i(x_1)$  et  $f_j(x_2)$  représentent la densité de probabilité de trouver respectivement les partons  $i$  et  $j$  dans un proton avec les fractions  $x_1$  et  $x_2$  de l'impulsion du proton. Ces fonctions sont appelées PDF pour *Parton Distribution Functions*. Les PDF paramétrisent notre ignorance de la structure du proton et correspondent à un régime non-perturbatif de la QCD. Elles ne sont donc pas calculables et doivent être paramétrisées et ajustées aux données mesurées dans des expériences précédentes et seront réajustées sur les premières données du LHC.

$F(X \rightarrow \text{hadrons})$  est la probabilité de transition d'un état final  $X$  éventuellement contenant des quarks et des gluons vers un état final observable où ces quarks et gluons ont donné naissance à des hadrons. Ces phénomènes sont aussi du domaine non-perturbatif de la QCD.

Suivant cette factorisation, la génération se fait en deux étapes :

- Simulation de l'événement dur : cette étape simule le processus dur  $pp \rightarrow X$  en se basant sur les calculs théoriques de section efficace. Des événements sont produits aléatoirement de façon à respecter les distributions des différentes variables cinématiques et leurs corrélations.
- L'hadronisation : cette étape simule la propagation des quarks et des gluons, leurs radiations et leur transformation en hadrons.

Les autres partons du proton qui ne participent pas à l'événement principal, subissent des interactions souvent élastiques qui se traduisent par la production de jets supplémentaires souvent de basse impulsion transverse et de grande pseudorapacité. Ces jets sont mesurés dans le détecteur et font partie de ce qu'on appelle l'événement sous-jacent. La simulation de l'événement sous-jacent repose aussi sur des modèles non-perturbatifs ajustables sur les données. Cette simulation est en générale effectuée par le même logiciel qui simule l'hadronisation.

### 2.3.2.2 La simulation du détecteur

Après la génération des événements, il faut simuler l'interaction des particules avec le détecteur ainsi que la réponse de ce dernier. Il existe deux approches pour cette étape : une approche rapide mais moins précise et une approche détaillée mais qui consomme plus de ressources informatiques.

**La simulation détaillée :** aussi dite simulation complète, simule la propagation des différentes particules produites lors de la génération d'événements, et leurs interactions avec le détecteur. Une description détaillée de la géométrie du détecteur est utilisée.

Ensuite, la réponse électronique des différents éléments de détection est simulée. Cette dernière étape dite de digitisation, produit des données dans un format semblable à celui fourni par le système d'acquisition des données d'ATLAS de façon à pouvoir tourner les algorithmes de reconstruction comme s'il s'agissait de vraies données.

La simulation détaillée est considérée comme étant la plus fiable. Son point faible reste l'énorme ressource informatique qu'elle consomme. La simulation détaillée est notamment utilisée pour optimiser les algorithmes de reconstruction. Pour les analyses de physique, la simulation détaillée est souvent utilisée pour confirmer des études faites avec des simulations rapides.

**La simulation rapide :** utilise une paramétrisation de la résolution et de l'efficacité du détecteur afin de produire à partir des objets au niveau partonique fournis par le générateur, des objets physiques tels qu'obtenus après reconstruction.

L'avantage de cette simulation c'est sa rapidité et le peu de ressources informatiques qu'elle consomme. Ce qui fait que des lots avec un grand nombre d'événements peuvent être produits dans un temps raisonnable pour les études de physique nécessitant une statistique importante.

La simulation rapide présente néanmoins, un certain nombre de points faibles :

- L'efficacité des algorithmes de reconstruction n'est pas prise en compte par la simulation rapide. Ce qui fait que lorsque celle-ci n'est pas négligeable, elle doit être introduite à la main au niveau de l'analyse, introduisant ainsi des erreurs systématiques lors de l'évolution des performances d'une analyse donnée.
- Des effets de résolution non gaussienne et de mauvaise reconstruction ne sont généralement pas inclus ce qui fait que la simulation rapide donne souvent des résultats optimistes par rapport à la réalité. Ceci peut se traduire par le fait que les analyses faites avec la simulation rapide soient sous-optimisées.
- La simulation rapide est incapable de reproduire les performances de la reconstruction des traces. Cette reconstruction est d'ailleurs absente et par conséquent, l'étiquetage des jets  $b$  (cf. chap 3) n'est pas possible.

Pour résoudre ce dernier problème, l'approche la plus simple consiste à paramétriser les performances de l'étiquetage des jets  $b$  en fonction de variables cinématiques. Toutefois, cette approche s'avère limitée étant donné qu'il est quasiment impossible de recenser tous les paramètres dont dépendent les per-

formances de l'étiquetage des jets  $b$ .

Les dernières versions du logiciel de simulation rapide contournent ce problème en combinant une simulation rapide des systèmes calorimétriques et une simulation détaillée des trajectographes et des chambres à muons.

Cette approche est une optimisation entre le temps d'exécution de la simulation et son réalisme. En effet, l'essentiel du temps de la simulation détaillée est consommé lors de la simulation des calorimètres étant donné la grande quantité de matière qu'ils représentent et la nécessité de simuler le développement des gerbes ce qui signifie une augmentation considérable du nombre de particules à faire propager et interagir avec la matière.



## Deuxième partie

### L'étiquetage des jets b



## Chapitre 3

# Méthodes d'étiquetage des jets $b$

Plusieurs analyses de physiques dans ATLAS, en particulier les canaux impliquant le quark top, le boson de Higgs mais aussi des canaux de recherche de nouvelle physique, présentent dans leurs états finals des jets issus de l'hadronisation de quarks  $b$  (jets  $b$ ). L'identification de ces jets et surtout le rejet des jets issus de l'hadronisation de gluons ou de quarks légers (jets légers) permet de lutter à la fois contre le bruit de fond combinatoire et les bruits de fond physiques. Nous désignerons l'ensemble des méthodes permettant l'identification des jets  $b$  parmi les autres jets par méthodes d'étiquetage des jets  $b$ .

Il existe deux grandes catégories de méthodes d'étiquetage des jets  $b$  que l'on décrira en détail dans ce qui suit :

- Etiquetage par leptons mous.
- Etiquetage spatial.

L'essentiel des informations présentées dans ce chapitre est basé sur la note [16].

### 3.1 Etiquetage par leptons mous

L'étiquetage par leptons mous repose sur la détection à l'intérieur du jet, d'un lepton (électron ou muon) provenant de la désintégration semi-leptonique de hadron beau. La pureté des méthodes utilisés est très élevée, en revanche, leurs efficacités sont limitées par le fait que seulement  $\sim 40\%$  des hadrons beaux se désintègrent leptoniquement.

Ces méthodes sont d'une grande utilité pour la calibration des autres méthodes

et la mesure de leurs performances. En effet, les méthodes d'étiquetage par leptons mous sont très peu corrélées avec les méthodes d'étiquetage spatial.

L'étiquetage par leptons mous ne fait l'objet d'aucune des études qui seront présentées par la suite. Nous n'entrerons donc pas plus en détails dans la description de ces algorithmes.

## 3.2 Etiquetage spatial

L'étiquetage spatial repose sur le fait que les hadrons beaux ont une durée de vie mesurable ( $\tau_B \approx 1.5$  ps), et "*volent*" une certaine distance dans le détecteur avant de se désintégrer. Typiquement, un méson B de 50 GeV/c parcourt une distance moyenne d'à peu près 5 mm avant de se désintégrer. La résolution spatiale intrinsèque du détecteur à pixel étant de l'ordre de 15  $\mu\text{m}$  sur le paramètre d'impact des traces, la durée de vie des hadrons beaux est bien exploitable pour élaborer des méthodes d'étiquetage spatiales.

### 3.2.1 Etiquetage se basant sur le paramètre d'impact

#### 3.2.1.1 Paramètre d'impact d'une trace.

Pour définir le paramètre d'impact, il est utile de paramétriser la position d'un point en coordonnées cylindriques. On définit donc le paramètre d'impact transverse  $d_0$  comme la distance d'approche minimale (ou périégée) entre la trace projetée dans le plan transverse et la projection dans ce même plan du vertex primaire. On définit aussi le paramètre d'impact longitudinal  $z_0$  comme étant la distance en  $z$  du vertex primaire au point de la trace qui projeté dans le plan transverse constitue le point le plus proche du vertex primaire.

Pour donner plus de poids aux traces les mieux reconstruites, on utilisera plutôt la signification du paramètre d'impact  $S(d_0)$  définie comme étant le rapport entre le paramètre d'impact et l'erreur sur sa mesure estimée par l'algorithme d'ajustement des traces<sup>1</sup> :

$$S(d_0) = \frac{d_0}{\sqrt{\sigma_{d_0}^2 + \sigma_{\text{vertex primaire}}^2}} \quad (3.1)$$

---

<sup>1</sup>Cette formule néglige toute corrélation entre l'erreur sur la mesure du paramètre d'impact et celle de la position du vertex primaire. Dans la pratique, cette corrélation est tenue en compte lors du calcul de la signification.



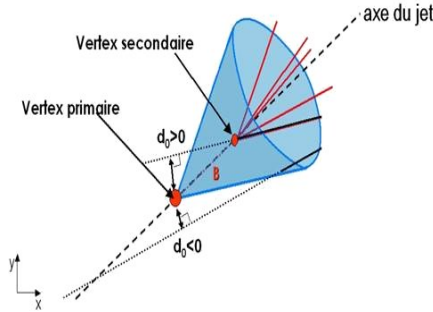


FIG. 3.1 – Définition du paramètre d'impact d'une trace.

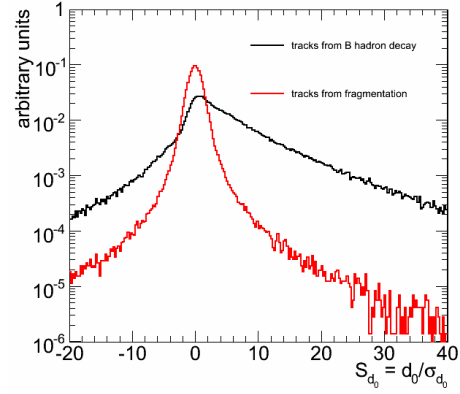


FIG. 3.2 – Distributions de la signification du paramètre d'impact des traces provenant de la désintégration des hadrons  $B$  dans les jets  $b$  (noir) et des traces provenant de la fragmentation dans tous les jets (rouge).

Typiquement,  $\sqrt{\sigma_{d_0}^2 + \sigma_{\text{vertex primaire}}^2}$  vaut environ  $100 \mu\text{m}$  pour une trace de  $p_T = 1 \text{ GeV}/c$  et décroît asymptotiquement vers environ  $15 \mu\text{m}$  pour une trace de grand  $p_T$  ( $p_T \gtrsim 10 \text{ GeV}/c$ ).

Le paramètre d'impact est signé par rapport au jet auquel la trace est associée. La figure 3.1 illustre schématiquement la définition du paramètre d'impact transverse et la convention de son signe. Le signe du paramètre d'impact est défini positif (resp. négatif) si le point d'approche minimale de la trace au vertex primaire se trouve dans la même direction (resp. direction opposée) que le jet par rapport au vertex primaire. Autrement dit, c'est le signe du produit scalaire du vecteur joignant le vertex primaire et le point de périgée par un vecteur directeur de l'axe du jet.

Avec cette convention de signe, les traces provenant de la fragmentation doivent avoir une distribution du paramètre d'impact symétrique et centrée à 0, alors que les traces provenant de la désintégration de hadrons beaux doivent avoir un grand paramètre d'impact positif. Ceci est bien visible sur la figure 3.2 qui représente les distributions de la signification du paramètre d'impact des traces provenant de la désintégration des hadrons  $B$  et des autres traces dans les jets. Ce fait constitue le principe de base des différents

algorithmes d'étiquetage des jets  $b$  utilisant le paramètre d'impact. Nous décrirons par la suite ces algorithmes par ordre de simplicité à mettre en œuvre, en commençant par les algorithmes les plus simples.

### 3.2.1.2 Méthode de comptage des traces : Track Counting

La méthode de comptage des traces consiste à étiqueter un jet comme étant un jet  $b$  s'il possède au moins deux traces avec une signification du paramètre d'impact supérieur à une certaine valeur  $x$ . Le choix de la valeur  $x$  est fait en fonction des performances que l'on désire atteindre.

Le plus grand avantage de cette méthode réside dans le fait qu'elle ne nécessite aucune information extérieure pour fonctionner. Le plus grand inconvénient reste les performances limitées de la méthode.

### 3.2.1.3 Etiquetage simple : JetProb

JetProb est une méthode d'étiquetage qui fournit pour un jet donné, un indicateur de compatibilité avec un jet où toutes les traces proviennent du vertex primaire. Les jets les moins compatibles avec cette hypothèse seront étiquetés comme jets  $b$ .

Cette méthode suppose connue la distribution de la signification du paramètre d'impact des traces provenant du vertex primaire. Cette distribution est aussi appelée fonction de résolution. Si on note  $f(S)$  la distribution normalisée de la signification  $S$  du paramètre d'impact, alors  $f(S)dS$  représenterait la probabilité que la signification du paramètre d'impact d'une trace provenant du vertex primaire soit entre  $S$  et  $S + dS$ .

En pratique, cette distribution est inconnue, mais on arrive à en mesurer sur les données une approximation : on suppose d'une part que les traces ne provenant pas du vertex primaire ont surtout une signification du paramètre d'impact positive, et d'autre part que la distribution de la signification du paramètre d'impact des traces provenant du vertex primaire est symétrique autour de zéro. La procédure pour extraire cette distribution des données consiste alors à mesurer la distribution inclusive de la signification du paramètre d'impact négative et d'en déduire celle de la signification du paramètre d'impact positive. On discutera plus loin (c.f. section 4.4) les limites de validité de ces hypothèses et les raffinements possibles à apporter à cette procédure.

La facilité à extraire des données la seule distribution nécessaire pour le fonctionnement de cette méthode constitue son point fort et en fait la méthode qui sera utilisée sur les premières données.

Pour calculer le poids d'un jet avec JetProb, on commence par calculer pour chaque trace associée au jet, de signification  $S_i$  du paramètre d'impact, la probabilité qu'une trace provenant du vertex primaire possède une signification du paramètre d'impact  $S > S_i$  :

$$P_i(S_i) = P(S > S_i) = \int_{S_i}^{+\infty} f(S) dS \quad (3.2)$$

Cette quantité nous fournit pour la trace un indicateur de compatibilité de provenir du vertex primaire. En effet, une trace ne provenant pas du vertex primaire aura une signification du paramètre d'impact élevée et par conséquent une probabilité très petite. Alors que cette probabilité prendra une valeur uniformément distribuée entre 0 et 1 pour une trace qui provient du vertex primaire.

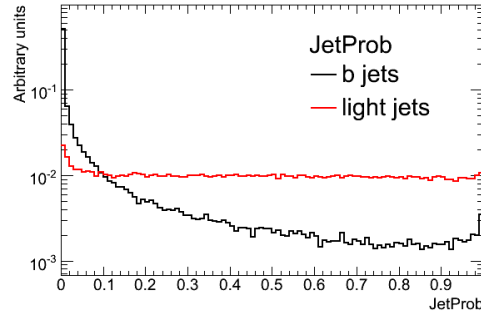


FIG. 3.3 – Le poids JetProb pour les jets légers (*rouge*) ainsi que pour les jets  $b$  (*noir*).

On calcule alors pour un jet un poids donné par :

$$P_{jet} = P_0 \sum_{i=0}^{N_{trk}-1} \frac{(-\ln P_0)^i}{i!} \quad \text{où } P_0 = \prod_{i=0}^{N_{trk}-1} P_i(S_i) \quad (3.3)$$

Le terme  $P_0$  est une simple probabilité qui contient l'information sur les significances des paramètres d'impact des différentes traces dans le jet, alors que le terme  $\sum_{i=0}^{N_{trk}-1} \frac{(-\ln P_0)^i}{i!}$  contient en plus l'information sur la multiplicité des traces dans le jet. En effet, sans ce dernier terme, il est toujours facile qu'un jet léger ait un poids petit simplement parce qu'il possède un grand nombre de traces. Alors qu'un jet  $b$  serait capable d'avoir le même poids avec

un nombre plus petit de traces. Si on examine bien ce dernier terme on voit qu'il vaut 1 pour un jet avec une seule trace et qu'il tend vers  $\frac{1}{P_0}$  pour un jet avec un très grand nombre de traces. Ce terme nous dit en quelque sorte qu'il est légitime de faire confiance au poids  $P_0$  pour les jets avec peu de traces alors qu'il faut plutôt se méfier des jets avec beaucoup de traces<sup>2</sup>.

Le résultat final de ce poids est un nombre compris entre 0 et 1 uniformément distribué pour les jets légers et plutôt proche de zéro pour les jets b. On considère alors un jet comme étant un jet b si son poids est inférieur à une certaine valeur. La distribution de ce poids est montrée dans la figure 3.3 pour les jets légers et pour les jets b.

#### 3.2.1.4 Rapport de vraisemblance : IPnD

Les méthodes d'étiquetage basées sur le paramètre d'impact utilisant une fonction de vraisemblance supposent connues les distributions de la signification du paramètre d'impact  $f_u(S)$  et  $f_b(S)$  pour les traces provenant de jets légers et de jets b respectivement.

On définit, pour chaque trace  $i$  dans le jet ayant une signification du paramètre d'impact  $S_i$ , un poids défini par le rapport de vraisemblance suivant :

$$w_i = \frac{f_b(S_i)}{f_u(S_i)} \quad (3.4)$$

On définit alors le poids d'un jet comme étant le logarithme du produit des rapports de vraisemblance des traces individuelles :

$$w_{jet} = \sum_{i=1}^{N_{trk}} \ln \frac{f_b(S_i)}{f_u(S_i)} \quad (3.5)$$

On distingue trois méthodes d'étiquetage des jets b basées sur le paramètre d'impact et utilisant un rapport de vraisemblance :

- Méthode IP1D : Cette méthode utilise le paramètre d'impact longitudinal ( $S := S_{z_0}$ ) :

$$w_{jet} = \sum_{i=1}^{N_{trk}} \ln \frac{f_b(S_{z_0}^i)}{f_u(S_{z_0}^i)} \quad (3.6)$$

La distribution de la signification du paramètre d'impact longitudinal pour les traces provenant des jets légers et celle provenant des jets b sont montrées dans la figure 3.4(a).

---

<sup>2</sup>Typiquement, le nombre de traces utilisées pour calculer le poids JetProb est de 5.3 traces pour un jet b contre 3.5 traces pour un jet léger.

- Méthode IP2D : Cette méthode utilise le paramètre d'impact transverse ( $S := S_{d_0}$ ) :

$$w_{jet} = \sum_{i=1}^{N_{trk}} \ln \frac{f_b(S_{d_0}^i)}{f_u(S_{d_0}^i)} \quad (3.7)$$

La distribution de la signficance du paramètre d'impact transverse pour les traces provenant des jets légers et celle provenant des jets  $b$  sont montrées dans la figure 3.4(b). La distribution du poids issue de cette méthode est montrée dans la figure 3.5(a).

- Méthode IP3D : Cette méthode utilise les deux paramètres d'impact longitudinal et transversal. ( $S := (S_{z_0}, S_{z_0})$ ) :

$$w_{jet} = \sum_{i=1}^{N_{trk}} \ln \frac{f_b(S_{z_0}^i, S_{z_0})}{f_u(S_{z_0}^i, S_{z_0})} \quad (3.8)$$

Pour prendre en compte les corrélations entre paramètres d'impact longitudinal et transverse, cette méthode utilise une distribution conjointe de la signficance de ces deux paramètres d'impact. Cette distribution conjointe pour les traces provenant des jets légers et celle provenant des jets  $b$  sont montrées dans la figure 3.4(c). La distribution du poids issue de cette méthode est montrée dans la figure 3.5(b).

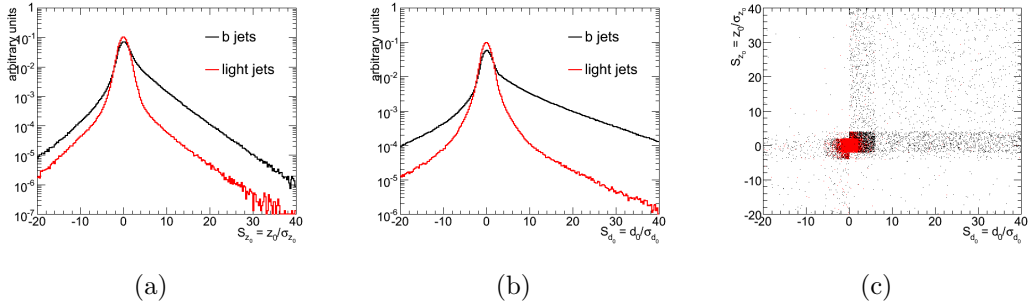


FIG. 3.4 – Distributions du paramètre d'impact longitudinal (a) et transverse (b), et la distribution conjointe des paramètres d'impact longitudinal et transverse (c), pour les traces provenant de jets légers (*rouge*) et celles provenant des jets  $b$  (*noir*).

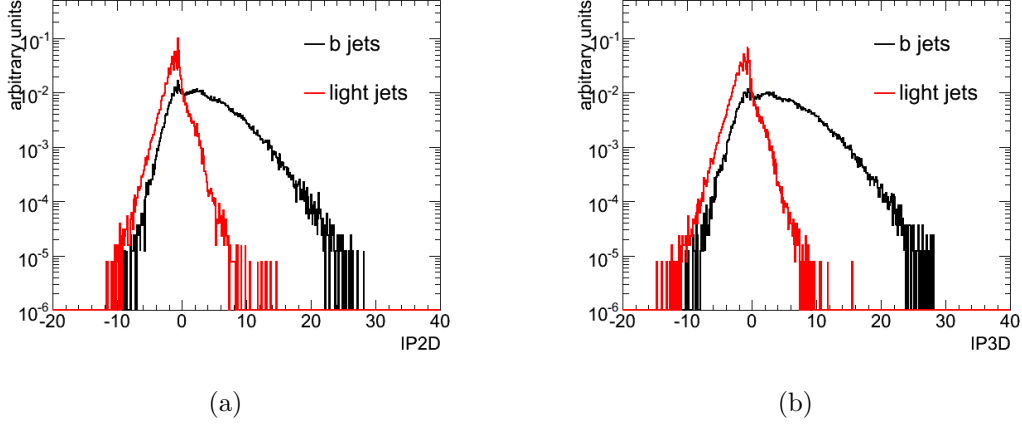


FIG. 3.5 – Distributions des poids IP2D (a) et IP3D (b) des jets légers (rouge) et des jets  $b$  (noir).

### 3.2.2 Etiquetage se basant sur la reconstruction d'un vertex secondaire

La deuxième classe d'algorithmes d'étiquetage spatial tire avantage de la présence d'un vertex secondaire dans les jets  $b$ . Nous allons décrire brièvement la méthode de reconstruction du vertex secondaire avant d'introduire les différents algorithmes d'étiquetage à vertex secondaire.

#### 3.2.2.1 Reconstruction du vertex secondaire

La reconstruction du vertex secondaire dans les jets commence par la reconstruction de tous les vertex qu'on peut obtenir en associant deux traces. Ensuite, une sélection s'impose : on ne garde que les vertex avec un  $\chi^2$  inférieur à une certaine valeur et une signification (distance entre le vertex reconstruit et le vertex primaire divisée par l'erreur estimée sur cette distance) supérieure à une certaine valeur. On rejette aussi tous les vertex obtenus à partir de deux traces de charges opposées dont la masse invariante peut être identifiée à une particule connue. On identifie finalement les vertex dont la position se situe sur une couche du détecteur : ces vertex sont essentiellement des conversions de photon et des interactions nucléaires des particules avec la matière du détecteur et sont donc éliminés. La figure 3.6 montre les distributions des masses invariante de deux traces avec les hypothèses  $\pi^+\pi^-$  et  $p\pi^-$ . On peut clairement distinguer le pic de la désintégration  $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ .

(3.6(a)), de la désintégration  $\Lambda^0 \rightarrow p\pi$  (3.6(b)) et des interactions nucléaires et des conversions (3.6(c)) dans les différentes couches du détecteur à pixels.

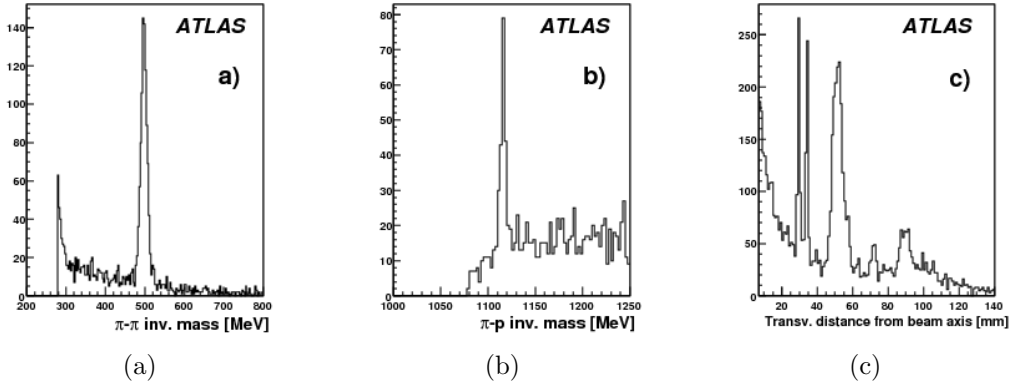


FIG. 3.6 – La distribution de la masse invariante de deux traces dans les hypothèses  $\pi^+\pi^-$  (a) et  $p\pi^-$  (b) ainsi que la position des vertex d'interactions avec la matière (c).

Les traces participant à au moins un des vertex survivants les sélections ci-dessus, sont utilisées pour ajuster un seul vertex secondaire. Les traces les plus éloignées du vertex secondaire (ayant la plus grande contribution au  $\chi^2$  du vertex) sont ensuite éliminées et le vertex est réajusté avec les traces restantes. Cette opération est réitérée jusqu'à ce que toutes les traces soient acceptablement proches du vertex reconstruit ou qu'il ne reste plus suffisamment de traces pour reconstruire un vertex. Finalement, une coupure sur le  $\chi^2$  du vertex est appliquée.

Le succès de la reconstruction du vertex secondaire ainsi que les propriétés de ce dernier permettent de discriminer les jets légers des jets  $b$ . Il existe différents algorithmes qui utilisent ces informations pour étiqueter les jets  $b$ . Nous allons décrire ces algorithmes par la suite.

### Etiquetage simple : SV0

La méthode la plus simple d'étiquetage des jets  $b$  utilisant le vertex secondaire est de couper directement sur la signification de la distance de vol. En effet, pour les jets  $b$ , la distance entre le vertex primaire et le vertex secondaire est dictée par la durée de vie du hadron beau. On s'attend donc à ce que cette distance soit grande. De plus, puisqu'il s'agit d'un vrai vertex secondaire, on s'attend à ce que la qualité de reconstruction en terme de résolution

sur la position du vertex soit grande, et par conséquent, à ce que l'incertitude sur la position du vertex soit petite. Alors que dans le cas de jets légers, lorsqu'on arrive à reconstruire un vertex secondaire, c'est généralement un faux vertex reconstruit avec des traces qui devaient provenir du vertex primaire. La distance entre le vertex primaire et le vertex secondaire doit donc être petite.

Au final, on s'attend donc à ce que la signification du vertex secondaire soit plus importante dans les jets  $b$  que dans les jets légers. On peut donc étiqueter les jets tout simplement en considérant un jet comme jet  $b$  s'il a un vertex secondaire reconstruit et si la signification de ce vertex est supérieure à une certaine coupure.

L'algorithme d'étiquetage SV0 attribue à chaque jet un poids qui vaut la signification du vertex secondaire si le vertex secondaire est bien reconstruit, et zéro dans le cas contraire :

$$w_{SV0} = \begin{cases} \frac{dist(PV,SV)}{\sqrt{\sigma_{PV}^2 + \sigma_{SV}^2}} & \text{si } \exists \text{ SV} \\ 0 & \text{si } \nexists \text{ SV} \end{cases} \quad (3.9)$$

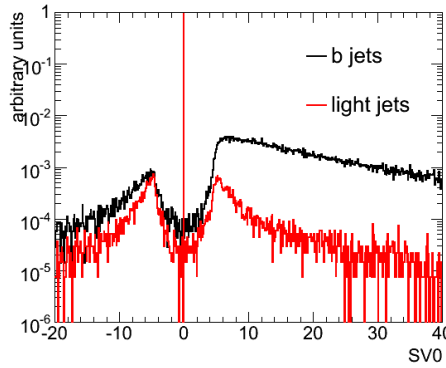


FIG. 3.7 – Signification du vertex secondaire pour les vertex reconstruits dans les jets légers (*rouge*) et les jets  $b$  (*noir*).

L'avantage de cette méthode est sa simplicité et le fait qu'elle ne repose pas sur la simulation pour être mise en œuvre. Le prix à payer est bien entendu des performances modestes par rapport aux autres algorithmes. Ce genre d'algorithme peu performant mais simple à mettre en œuvre sera utilisé avec les premières données et sera d'une grande utilité pour comprendre et mettre en marche les autres algorithmes plus compliqués.

La figure 3.7 montre le poids SV0 pour les jets légers et les jets  $b$ .



### 3.2.2.2 Fonctions de vraisemblance : SV1 et SV2.

Pour avoir de meilleures performances, une fonction de vraisemblance peut être utilisée pour discriminer les vertex secondaires reconstruits dans des jets légers de ceux reconstruits dans des jets  $b$ . Pour construire cette fonction de vraisemblance, trois caractéristiques du vertex secondaire sont exploitées :

- $M$  : la masse invariante de toutes les traces utilisées pour reconstruire le vertex secondaire. On s'attend à ce que cette masse soit plus grande pour un vertex secondaire reconstruit dans un jet  $b$  étant donné que ce vertex provient de la désintégration d'un hadron lourd ( $m_B \approx 5 \text{ GeV}/c^2$ ). Cette variable est transformée pour avoir une valeur entre 0 et 1 définie par :

$$M' = \frac{M}{1 + M} \quad (3.10)$$

- $f_E$  : la fraction d'énergie du jet emportée par le vertex secondaire. On s'attend à ce que cette fraction soit plus élevée dans un jet  $b$ , étant donné que l'essentiel de l'énergie est emporté par le hadron contenant le quark initial avant fragmentation, à savoir le hadron  $B$  qui se désintègre pour produire le vertex secondaire ( $\langle E_B/E_{jet} \rangle \approx 0.7$ ).
- $N$  : Le nombre de vertex à deux traces utilisées pour reconstruire le vertex secondaire. Ce nombre est corrélé au nombre de traces utilisées pour reconstruire le vertex secondaire. L'utilisation de cette information est motivée par le fait que lorsqu'un vertex secondaire est reconstruit dans un jet léger, c'est en général un faux vertex reconstruit avec peu de traces.

La signification de la distance de vol n'est pas utilisée comme variable discriminante étant donné que cette variable est fortement corrélée avec les algorithmes d'étiquetage à paramètre d'impact. Cette corrélation peut devenir problématique si on veut combiner l'étiquetage à vertex secondaire avec l'étiquetage à paramètre d'impact pour avoir de meilleures performances.

Les distributions de ces trois variables sont extraites de la simulation pour les vertex secondaires reconstruits dans des jets  $b$  et ceux reconstruits dans des jets légers. La figure 3.8 montre ces distributions.

Etant donné que la probabilité de reconstruire un vertex secondaire dans un jet léger est largement inférieure à la probabilité de reconstruire un vertex secondaire dans un jet  $b$ , cette information est aussi utilisée. On définit alors

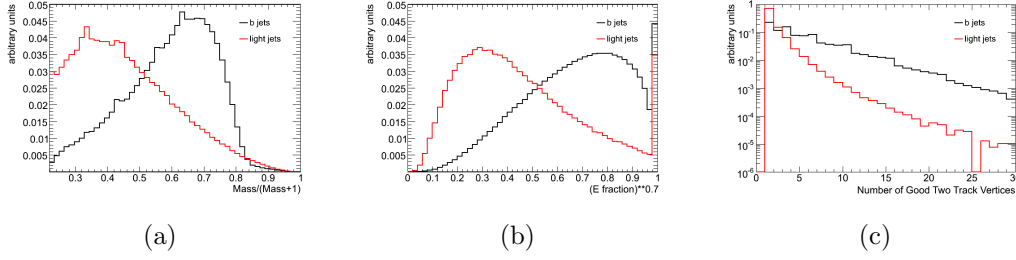


FIG. 3.8 – Variables discriminantes utilisées par l'étiquetage à vertex secondaire dans les jets légers (*rouge*) et dans les jets *b* (*noir*) : la masse du vertex secondaire (a), la fraction d'énergie du vertex secondaire (b) et le nombre de vertex à deux traces.

le poids d'un jet par :

$$w_{SV} = \begin{cases} -\ln \frac{S_b(M', f_E, N)}{S_u(M', f_E, N)} \times \frac{\epsilon_b}{\epsilon_u} & \text{si } \exists \text{ SV} \\ -\ln \frac{1-\epsilon_b}{1-\epsilon_u} & \text{si } \nexists \text{ SV} \end{cases} \quad (3.11)$$

Où  $\epsilon_b$  et  $\epsilon_u$  sont respectivement la probabilité de reconstruire un vertex secondaire dans un jet *b* et celle de reconstruire un vertex secondaire dans un jet léger.  $S_b(M', f_E, N)$  et  $S_u(M', f_E, N)$  sont respectivement les densités de probabilité de mesurer les valeurs  $M'$ ,  $f_E$  et  $N$  pour un vertex secondaire reconstruit dans un jet *b* et dans un jet léger.

Deux algorithmes utilisant une fonction de vraisemblance et se basant sur ces trois variables sont définis. La différence entre ces deux algorithmes réside dans la façon dont chacun traite les corrélations entre ces trois variables :

- **SV1** : utilise une distribution à deux dimensions pour tenir compte de la corrélation entre la masse du vertex secondaire et sa fraction d'énergie. La corrélation de ces deux variables avec le nombre de traces est négligée. Dans ce cas on a :

$$S_{b,u}(M', f_E, N) = S_{b,u}(M', f_E) \times S_{b,u}(N) \quad (3.12)$$

- **SV2** : plus ambitieux que SV1, SV2 utilise une distribution à trois dimensions pour prendre en compte toutes les corrélations entre les trois variables. Le seul problème qui se pose est la nécessité d'une grande statistique pour extraire une distribution à trois dimensions. Un compromis doit être fait entre l'erreur statistique tolérée dans les histogrammes de référence et l'utilisation de grands *bins*, ce qui induit une perte de l'information.

La figure 3.9 montre le poids SV1 pour les jets légers et les jets *b*.

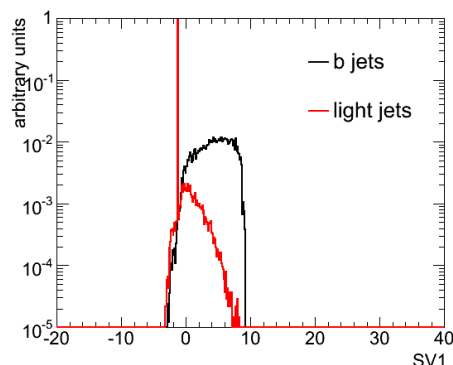


FIG. 3.9 – Le poids SV1 pour les jets légers (*rouge*) et les jets  $b$  (*noir*).

### 3.2.3 Etiquetage spatial combiné

Etant donné que les variables choisies pour définir les fonctions de vraisemblance SV1 et SV2 sont peu corrélées avec le paramètre d'impact, il est facile de les combiner avec les fonctions de vraisemblance IPnD. Combiner des logarithmes de fonctions de vraisemblance utilisant des informations peu corrélées revient tout simplement à effectuer une simple somme des poids : dans ATLAS, l'algorithme d'étiquetage spatial utilisé par défaut est IP3D+SV1.

## 3.3 Aperçu général sur les performances de l'étiquetage des jets $b$

Dans cette section nous allons décrire les performances de l'étiquetage des jets  $b$  et discuter les différents facteurs dont dépendent ces performances. Nous commencerons par décrire brièvement les critères utilisés pour estimer les performances sur les données simulées avant de décrire les performances proprement dites.

### 3.3.1 Estimateurs de performance

#### Efficacité et rejet :

Pour estimer les performances de l'étiquetage des jets  $b$ , on se sert des notions d'efficacité et de rejet.

L'efficacité de l'étiquetage des jets  $b$  est définie comme étant la fraction de

jets  $b$  qui sont effectivement étiquetés comme jets  $b$  :

$$\text{Efficacité} = \epsilon_b = \frac{\text{nombre de jets } b \text{ étiquetés } b}{\text{nombre de jets } b} \quad (3.13)$$

Le rejet est définie comme étant le nombre moyens de jets non  $b$  qu'on rejette avant d'en étiqueter un. C'est donc l'inverse de la fraction de jets légers étiquetés comme jets  $b$  :

$$\text{Rejet} = r_l = \frac{1}{\epsilon_l} = \frac{\text{nombre de jets non } b}{\text{nombre de jets non } b \text{ étiquetés } b} \quad (3.14)$$

On distingue trois types de jets non  $b$  :

- Les jets légers qui proviennent de l'hadronisation d'un quark léger ( $u$ ,  $d$  ou  $s$ ) ou d'un gluon.
- Les jets  $c$  qui proviennent de l'hadronisation d'un quark charmé.
- Les jets  $\tau$  qui proviennent de la désintégration hadronique d'un lepton  $\tau$ .

Les jets  $c$  et  $\tau$  constituent des cas particuliers puisque les hadrons charmés ainsi que le lepton  $\tau$  possèdent une durée de vie non négligeable ( $\tau_{D^0} \approx 0.49$  ps et  $\tau_\tau \approx 0.29$  ps) et donc ces jets peuvent contenir un vertex secondaire et des traces de grand paramètre d'impact.

Le rejet de ces jets est donc plus difficile que celui des jets légers et ceci pour des raisons physiques indépendantes des performances des algorithmes d'étiquetage eux même. C'est pour cette raison que ces jets sont étudiés à part et quand on parle de rejet dans la suite, on parlera du rejet de jets légers en excluant les jets  $c$  et  $\tau$ .

### Marquage des jets :

Pour pouvoir calculer l'efficacité et le rejet d'un algorithme d'étiquetage donné, il est nécessaire de connaître la vraie nature d'un jet. Pour cela, un marquage est effectué en se basant sur l'information provenant du générateur. Un jet est marqué comme un jet  $b$ ,  $c$  ou  $\tau$  s'il existe un quark  $b$ ,  $c$  ou un lepton  $\tau$  généré dans un cône de  $\Delta R = 0.3$  de l'axe du jet. Le marquage est fait dans l'ordre  $b$ ,  $c$  puis  $\tau$ , c'est-à-dire qu'on regarde d'abord si on peut marquer un jet comme  $b$  avant d'essayer de le marquer comme  $c$  et puis comme  $\tau$ . Si le jet ne peut être marqué comme  $b$ ,  $c$  ou  $\tau$ , il est alors marqué comme léger.

### Purification :

Il peut arriver que deux jets suffisamment proches puissent contenir des traces en commun. Lorsqu'un tel cas se produit et si l'un des deux jets est de saveur lourde ( $b$ ,  $c$  ou  $\tau$ ), l'autre jet peut donc être contaminé par des traces

de grand paramètre d'impact et une reconstruction d'un vertex secondaire devient souvent possible, ce qui augmente le taux de mauvais étiquetage des jets et donc réduit le rejet. La fréquence de voir de tel cas survenir augmente avec la multiplicité des jets dans l'événement. Cette fréquence dépend donc de la nature de l'événement étudié.

Cet effet limitant les performances de l'étiquetage est un effet réel et peut gêner certaines analyses de physique. Toutefois, ceci ne reflète pas une faiblesse intrinsèque aux algorithmes d'étiquetage mais simplement le fait que ces algorithmes sont moins performants dans des environnements plus difficiles. Pour avoir une estimation des performances propres à l'étiquetage des jets  $b$  qui soit plus ou moins indépendante de l'environnement étudié, ces cas sont artificiellement éliminés.

On définit alors un nouveau type de jets qu'on appellera les jets légers purifiés : il s'agit des jets marqués comme jets légers avec la contrainte que le plus proche parton généré de saveur lourde ( $b$ ,  $c$  ou  $\tau$ ) soit à une distance supérieure à  $\Delta R = 0.8$  du jet.

Le rejet des jets légers purifiés fournit avec l'efficacité d'étiquetage des jets  $b$  un estimateur des performances intrinsèques à l'étiquetage des jets  $b$  plus ou moins indépendant de l'environnement étudié.

### 3.3.2 Performances des différents algorithmes d'étiquetage

Les performances de l'étiquetage des jets  $b$  dépendent fortement de la cinématique du jet. A de grandes pseudo-rapidités  $\eta$  les traces traversent plus de matière ce qui entraîne une baisse des performances. De même, à basses impulsions transverses les traces sont plus sensibles aux diffusions multiples ce qui dégrade la résolution en paramètre d'impact entraînant aussi une baisse des performances.

A de très grandes impulsions transverses, les performances se dégradent aussi étant donné que les traces dans le jet deviennent de plus en plus collimées ce qui rend la densité de traces élevée au cœur du jet. Cette grande densité de traces induit une dégradation dans les performances de la reconstruction des traces. Notamment, on observe un taux plus élevé des ambiguïtés lors de l'association des coups dans les détecteurs à silicium aux traces. On observe également une augmentation du taux de coups partagés entre plusieurs traces. Tous ces facteurs entraînent un taux plus élevé de fausses traces et de traces de mauvaises qualité ce qui dégrade les performances de l'étiquetage des jets  $b$ .

Outre les problèmes liés à la reconstruction des traces, un autre problème

	JetProb	IP2D	IP3D	IP3D+SV1
Non purifiés, $\epsilon_b = 50\%$	91 $\pm$ 0	146 $\pm$ 1	232 $\pm$ 2	456 $\pm$ 4
Purifiés, $\epsilon_b = 50\%$	97 $\pm$ 0	186 $\pm$ 1	310 $\pm$ 3	789 $\pm$ 10
Non purifiés, $\epsilon_b = 60\%$	28 $\pm$ 0	46 $\pm$ 0	67 $\pm$ 0	154 $\pm$ 1
Purifiés, $\epsilon_b = 60\%$	28 $\pm$ 0	51 $\pm$ 0	76 $\pm$ 0	206 $\pm$ 1

TAB. 3.1 – Rejet des jets légers pour différents types d'événements et pour différents algorithmes d'étiquetage. Ces rejets sont obtenues pour une efficacité d'étiquetage désignée par  $\epsilon_b$ . Sont indiquées les erreurs statistiques correspondant au lot Monte Carlo utilisé pour calculer le rejet.

survient aux grandes impulsions qui est lié à la désintégration tardive des hadrons beaux. En effet, la longueur moyenne de désintégration d'un hadron beau augmente avec l'impulsion à cause du boost de Lorentz. A titre d'exemple,  $\sim 8\%$  des jets  $b$  d'impulsion  $\sim 200$  GeV/c contiennent des hadrons beaux qui se désintègrent au delà de la première couche du détecteur à pixels. La première couche du détecteur à pixels joue un rôle essentielle dans l'étiquetage des jets  $b$  dont les performances se dégradent naturellement lorsqu'on perd l'information de cette couche de détection.

Les figures 3.10(a) et 3.10(b) montrent le rejet des jets légers purifiés pour différents algorithmes d'étiquetage en fonction de l'impulsion transverse et la pseudo-rapacité de façon à ce que l'efficacité soit de 60% dans chaque *bin* de  $p_T$  et  $\eta$ . Les figure 3.11(a) et 3.11(b) montrent le rejet des jets légers et des jets légers purifiés en fonction de l'efficacité d'étiquetage des jets  $b$  pour différents algorithmes d'étiquetage.

Ces résultats sont obtenus sur des événements  $t\bar{t}$ . Il serait bon de noter que la forte dépendence des performances sur la cinématique rend difficile la comparaison des performances de l'étiquetage des jets  $b$  sur des types d'événements différents qui auront des spectres cinématiques différents. Le tableau 3.1 montre une comparaison des performances des différents algorithmes d'étiquetage des jets  $b$  pour des événements  $t\bar{t}$  [16].

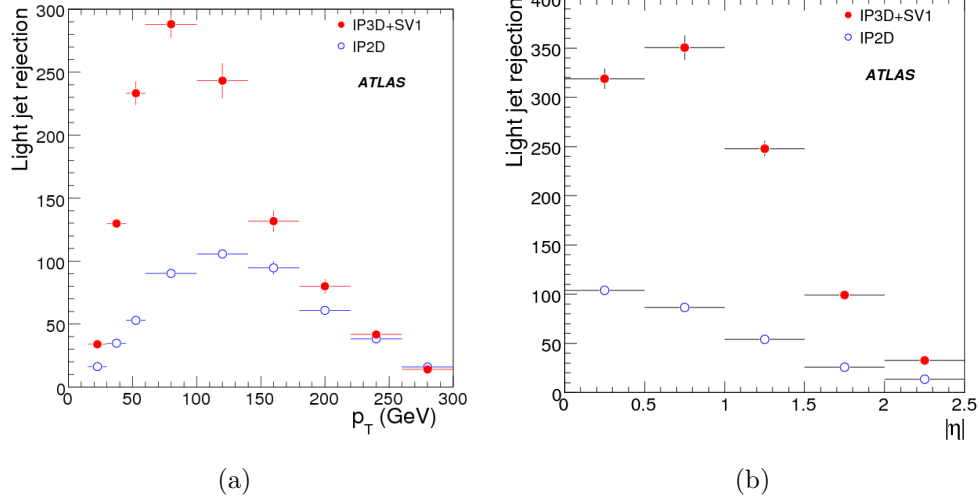


FIG. 3.10 – Rejet des jets légers purifiés en fonction de  $p_T$  (a) et de  $\eta$  (b), obtenu sur des événements  $t\bar{t}$  avec les algorithmes d'étiquetage IP3D+SV1 (rouge) et IP2D (bleue) pour une efficacité constante de 60% en fonction de  $p_T$  et  $\eta$ .

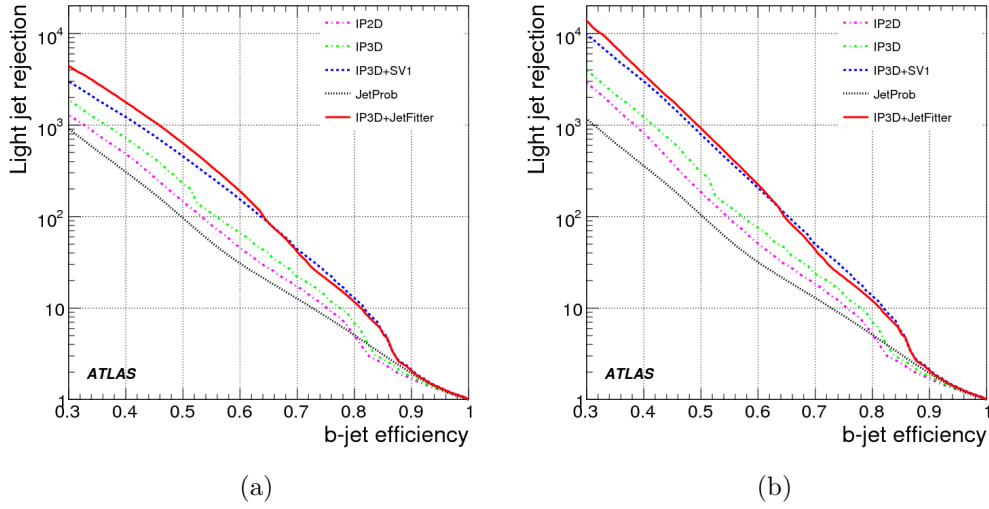


FIG. 3.11 – Rejet des jets légers (a) et des jets légers purifiés (b) obtenu sur des événements  $t\bar{t}$  pour différents algorithmes d'étiquetage en fonction de l'efficacité d'étiquetage.





## Chapitre 4

# Optimisation et compréhension des performances en vue des premières données

Durant les deux dernières années, et en attendant le démarrage du LHC, la plus grande attention a été consacrée à la préparation des analyses de physique avec les premières données et des outils nécessaires pour les mener à bien. Plusieurs études ont été menées pour atteindre les meilleures performances dès le démarrage, mais aussi et surtout pour mieux comprendre ces performances et les différents paramètres dont elles dépendent. L'objectif étant, entre autres, de mieux contrôler les différences entre données simulées et données réelles.

Les algorithmes d'étiquetage simples comme le Track Counting, JetProb et SV0 seront les premiers à fonctionner correctement avec les données réelles. Un effort particulier a été dédié à l'étude et la mise en marche de JetProb. Dans ce chapitre, nous allons décrire en détail les différentes études menées dans le cadre de ces efforts. Les différentes études présentées dans ce chapitre sont effectuées sur des événements  $t\bar{t}$ . Lorsque les conclusions présentées dépendent du type d'événements étudiés, cette dépendance est discutée.

### 4.1 Association traces-jets

Dans le cadre de l'optimisation des performances de l'étiquetage des jets  $b$ , une étude a été menée pour optimiser l'association traces-jets. En effet, un jet dans ATLAS est reconstruit en utilisant uniquement les dépôts d'énergie dans les calorimètres. Pour pouvoir faire de l'étiquetage des jets  $b$ , il est nécessaire d'associer à chaque jet des traces qui seront utilisées pour calculer

les différents poids. Cette association est faite en appliquant une coupure de  $\Delta R = 0.4$  entre les traces et l'axe calorimétrique du jet<sup>1</sup>.

Toutefois, cette coupure n'a jamais été optimisée, et son choix est uniquement motivé par le fait que les jets sont reconstruits avec un cône de  $\Delta R = 0.4$ . Il est aussi intéressant de remarquer que les jets de grande impulsion contiennent des traces plus collimées. De ce fait, associer les traces aux jets en appliquant une coupure  $\Delta R$  qui varie en fonction de l'impulsion du jet s'avère être une procédure qui améliore notablement les performances d'étiquetage des jets  $b$ .

La figure 4.1(a) montre la distribution de la distance  $\Delta R$  entre un jet  $b$  et toutes les traces dans l'événement en séparant les traces provenant de la désintégration des hadrons beaux dans les jets  $b$  des autres traces. On remarque que la distribution pour les traces ne provenant pas de la désintégration des hadrons  $B$  comporte deux composantes : un pic à petits  $\Delta R$  qui correspond aux traces de fragmentation qui proviennent du jet étudié, et une composante qui ressemble plus ou moins à une distribution isotrope, correspondant aux traces provenant des autres jets dans l'événement. Une coupure  $\Delta R = 0.4$  permet de séparer ces deux composantes.

Toutefois, on peut faire mieux si au lieu d'appliquer une coupure fixe, on adopte une coupure qui dépendra du  $p_T$  du jet. En effet, comme on le voit sur la figure 4.1(b), les traces provenant de la désintégration des hadrons beaux dans les jets  $b$  sont plus collimées lorsque l'impulsion transverse du jet augmente. La courbe représentée sur la figure 4.1(b) correspond à la coupure sur  $\Delta R$  qu'on a choisi en fonction du  $p_T$  du jet. Le critère pour définir cette coupure est d'exiger qu'une certaine fraction  $\epsilon$  fixe des traces provenant de la désintégration des hadrons  $B$  soient sélectionnées dans chaque *bin* en  $p_T$  du jet. Cette fraction  $\epsilon$  sera considérée dans la suite comme un paramètre qui caractérise notre méthode et qu'on cherchera à optimiser.

La coupure ainsi définie peut être modélisée par une fonction de la forme :

$$\Delta R(p_T) = a_0 e^{a_1 + a_2 p_T} \quad (4.1)$$

Notons que l'association des traces aux jets que ça soit avec une coupure  $\Delta R$  fixe ou dépendante de  $p_T$  ne permet pas de rejeter les traces de fragmentation qui diluent la discrimination entre jets  $b$  et jets légers. Par contre, cette coupure pourrait permettre de s'affranchir des problèmes de perte en performance dans un environnement avec une grande densité de jets.

La figure 4.2 montre le rejet des jets légers pour une efficacité d'étiquetage des jets  $b$  de 50% en fonction du paramètre  $\epsilon$ . On voit que la valeur optimale

---

<sup>1</sup>A ce stade, les coupures de qualité décrites dans la section 4.3.2 ne sont pas appliqués.

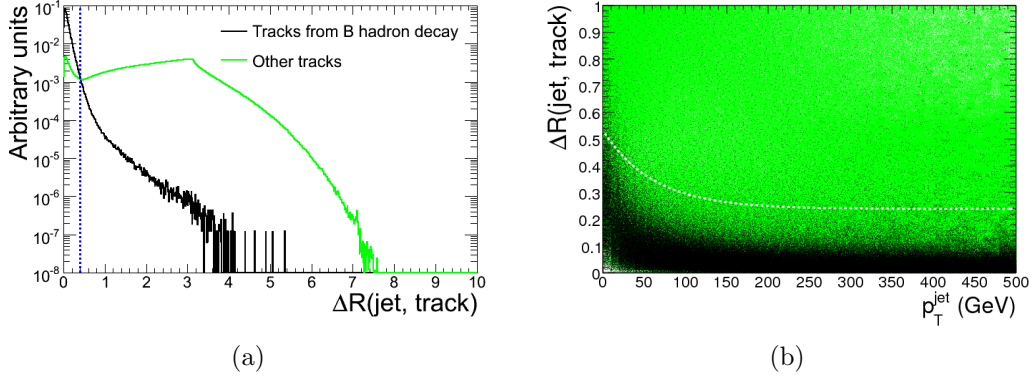


FIG. 4.1 – Distance  $\Delta R$  entre un jet  $b$  et toutes les traces dans l'événement intégrée sur  $p_T$  (a) et en fonction de  $p_T$  (b) : nous distinguons les traces provenant de la désintégration du hadron B (*noir*), et les autres traces (*vert*).

du paramètre  $\epsilon$  se trouve à environ 97%, valeur qu'on adoptera dans la suite. Les différents algorithmes d'étiquetage n'ont pas leurs performances optimales pour la même valeur du paramètre  $\epsilon$ , comme on peut le voir sur la figure 4.3. Notamment, les algorithmes d'étiquetage à paramètre d'impact sont moins sensibles à la méthode d'association utilisée et tolèrent mieux la contamination par des traces extérieures aux jets.

La figure 4.4(a) montre le rejet des jets légers en fonction de l'efficacité des jets  $b$  lorsqu'on applique ou pas une association traces-jet dépendante du  $p_T$  du jet. Une amélioration du rejet des jets légers d'environ 60% est observée pour une efficacité d'étiquetage des jets  $b$  de 50%.

Il est intéressant de noter que ce résultat dépend de la nature de l'événement étudié. Notamment, l'amélioration observée dépend de la multiplicité des jets, du contenu en saveur et du spectre en énergie de l'échantillon de données étudié. Dans la figure 4.4, nous avons distingué les jets légers purifiés (fig. 4.4(b)) des autres jets légers (fig. 4.4(c)) qui sont proches d'un parton de saveur lourde ( $\Delta R < 0.8$ ). Seuls les jets légers qui sont proches de jets de saveurs lourdes sont en fait sensibles à cette nouvelle méthode d'association traces-jets. Ceci s'explique par le fait que les jets légers purifiés sont par définition non contaminés par des traces de grands paramètres d'impact qui ne leur appartiennent pas. En revanche, avec la nouvelle méthode d'association, on se permet d'associer les traces aux jets avec un cône plus petit lorsque l'énergie du jet le permet ce qui réduit la contamination par des traces qui n'appartiennent pas au jet étudié.

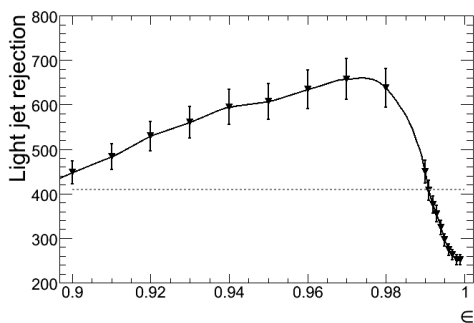


FIG. 4.2 – Rejet des jets légers à 50% d'efficacité d'étiquetage des jets  $b$  en fonction du paramètre  $\epsilon$ . La ligne horizontale représente le rejet des jets légers à la même efficacité lorsqu'on applique une association des traces aux jets indépendante du  $p_T$  du jet.

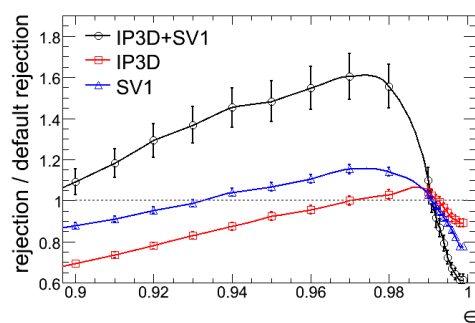


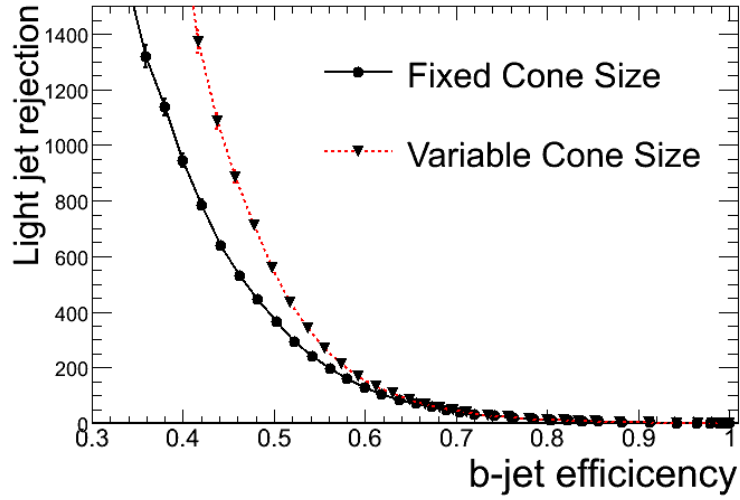
FIG. 4.3 – Rejet des jets légers à 50% d'efficacité d'étiquetage des jets  $b$  en fonction du paramètre  $\epsilon$  pour différents algorithmes d'étiquetage : IP3D (rouge), SV1 (bleu) et IP3D+SV1 (noir). Le rejet est relatif par rapport au rejet obtenu avec une association des traces aux jets indépendante du  $p_T$  du jet.

Étant donné que cette nouvelle méthode d'association traces-jets exploite une propriété des jets de grandes impulsions transverses, à savoir le fait que ces jets contiennent des traces plus collimées, il est naturel de penser que ce sont les jets les plus énergétiques qui sont les plus sensibles à cette méthode. La figure 4.5 montre bien cet effet : l'amélioration apportée au rejet des jets légers à 50% d'efficacité d'étiquetage des jets  $b$  pour les jets de  $p_T < 55$  GeV/c est de l'ordre de 10%, cette amélioration est de l'ordre de 80% pour  $55 \text{ GeV/c} < p_T < 85 \text{ GeV/c}$  et de 130% pour  $p_T > 85 \text{ GeV/c}$ .

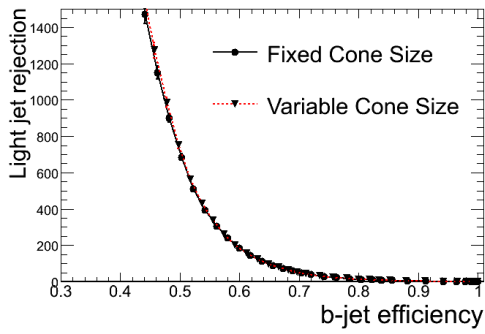
## 4.2 Influence de la matière

Comprendre et estimer l'effet de la matière dans le détecteur interne en termes des performances de l'étiquetage des jets  $b$ , permet d'avoir une idée sur les systématiques induites par une mauvaise estimation de la matière dans le détecteur lors des simulations.

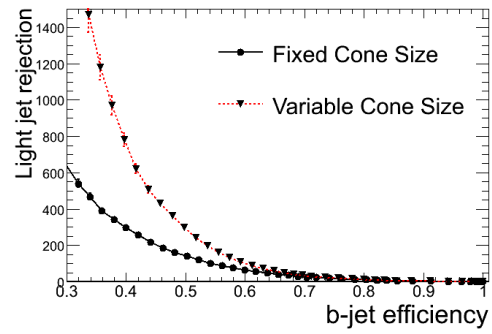
Pour évaluer l'effet de la matière dans le détecteur interne sur les performances des algorithmes d'étiquetage des jets  $b$ , une étude détaillée a été menée. Cette étude a consisté à comparer deux simulations réalisées avec deux descriptions différentes de la quantité de matière dans le détecteur interne. Cette étude montre une dégradation des performances de l'étiquetage



(a)



(b)



(c)

FIG. 4.4 – Rejet des jets légers en fonction de l'efficacité d'étiquetage des jets  $b$  : en *noir* lorsqu'on applique une association indépendante du  $p_T$  du jet, et en *rouge* lorsqu'on applique une association dépendante du  $p_T$  du jet. Nous avons distingué parmi tous les jets (a), les jets légers purifiés (b) des jets légers proches d'un parton de saveur lourde (c).

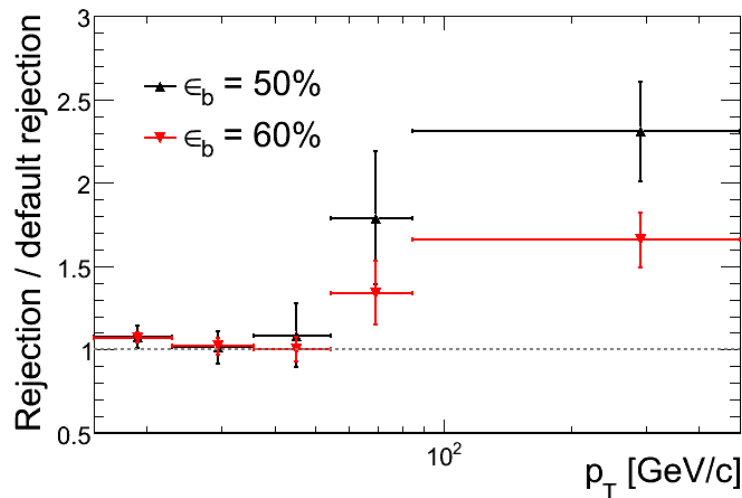


FIG. 4.5 – Rejet des jets légers obtenu avec une association  $\Delta R = f(p_T)$  relatif au rejet obtenu avec une association  $\Delta R$  fixe, à 50% (noir) et 60% (rouge) d'efficacité en fonction du  $p_T$  du jet.

lorsque la quantité de matière augmente dans le détecteur. Deux causes principales qui expliquent cette dégradation ont été identifiées :

- La dégradation de la résolution sur le paramètre d'impact des traces due aux diffusions multiples des particules chargées dans la matière.
- L'apparition de nouvelles traces secondaires dues aux interactions nucléaires des particules chargées avec la matière.

#### 4.2.1 Simulation de la matière dans le détecteur

En partant d'un même lot de données  $t\bar{t} + jets$  générées et hadronisées (*cf.* section 2.3.2), on effectue deux simulations de l'interaction avec le détecteur en utilisant deux géométries<sup>2</sup> différentes qu'on désignera par :

- DC3-02 : Une géométrie optimiste avec moins de matière que ce qu'on attend du détecteur réel.
- CSC-01-02-00 : Une géométrie avec plus de matière que DC3-02 qu'on estime être plus proche de la réalité du détecteur.

La géométrie DC3-02 était adoptée par ATLAS avant une réestimation de la quantité de matière dans le détecteur au fur et à mesure de sa construction et de son intégration. La géométrie CSC-01-02-00 fut le résultat de

<sup>2</sup>Dans ce contexte, le terme géométrie désigne une version de la base de données contenant la description du détecteur. Ce terme sera utilisé souvent dans la suite.

cette réestimation et remplaça l'ancienne géométrie. CSC-01-02-00 était la géométrie adoptée par ATLAS au moment où cette étude a été menée. La figure 4.6 montre la quantité de matière dans le détecteur interne dans les deux géométries. L'augmentation de la quantité de matière dans la géométrie CSC-01-02-00 est d'environ 25% à  $\eta \approx 0$ .

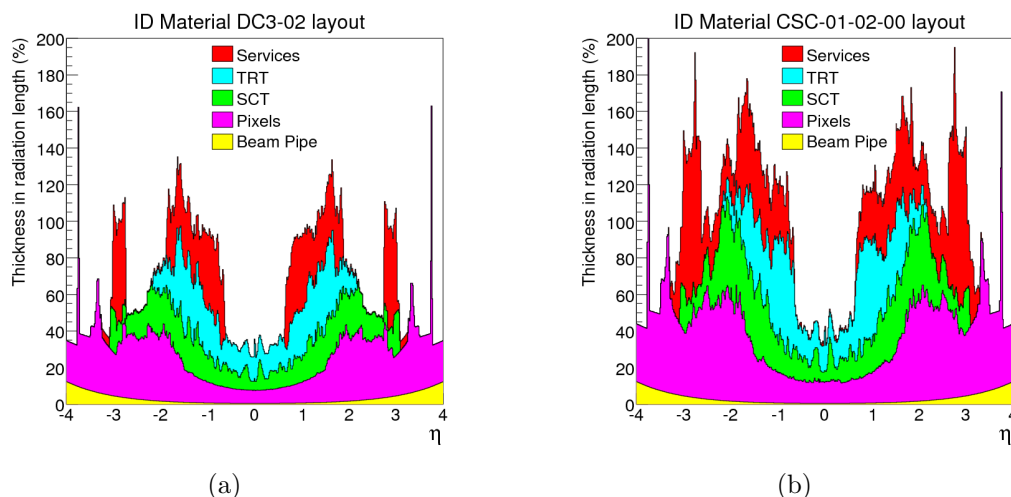


FIG. 4.6 – Quantité de matière dans le détecteur interne exprimée en unité de longueur de radiation pour les deux géométries DC3-02 (a) et CSC-01-02-00 (b).

### 4.2.2 Résolution du paramètre d'impact

Une comparaison de la distribution du paramètre d'impact transverse des traces entre les deux géométries a été réalisée. Cette comparaison montre que la résolution en paramètre d'impact se dégrade quand la quantité de matière augmente dans le détecteur interne. La figure 4.7 montre la résolution des paramètres d'impact transverse et longitudinal en fonction de l'impulsions transverse pour différents intervalles de pseudo-rapidité et pour les deux géométries. On note une dégradation en résolution du paramètre d'impact transverse pour les traces de basses impulsions transverse, de 15% dans la région centrale du détecteur ( $|\eta| < 0.5$ ) et de 8% à de grandes pseudo-rapidités ( $2 < |\eta| < 2.5$ ). Le facteur principale qui explique cette dégradation de la résolution du paramètre d'impact est le phénomène de diffusions multiples subi par les particules chargées lorsqu'elles traversent la matière du détecteur. Cet effet est d'autant plus important que la quantité de matière

traversée est plus grande et que l'impulsion de la particule est petite. La dépendance en impulsion transverse et en quantité de matière qu'on remarque dans la figure 4.7 est très bien expliquée par ce phénomène. La dépendance en pseudo-rapacité est expliquée par le fait que les particules de grande pseudo-rapacité traversent plus de matière vue la géométrie en couches cylindriques des détecteurs.

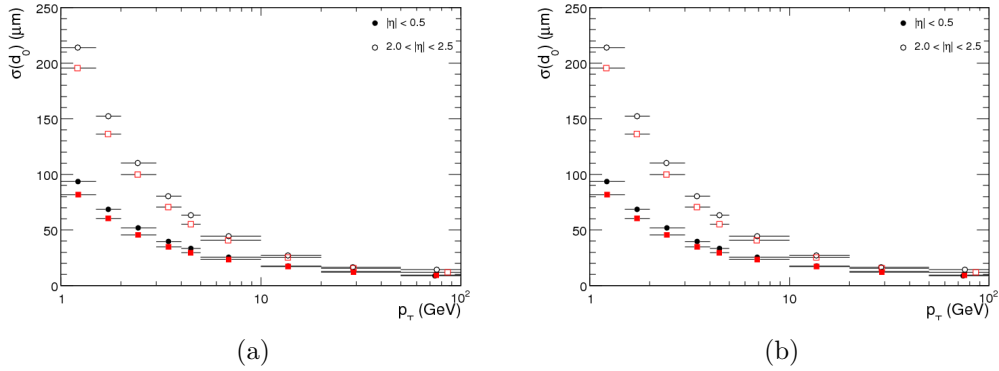


FIG. 4.7 – Résolution du paramètre d'impact transverse (a) et longitudinal (b) en fonction du  $p_T$  de la trace pour les deux géométries : DC3-02 (rouge) et CSC-01-02-00 (noir). Deux régions en pseudo-rapacité sont représentées :  $|\eta| < 0.5$  et  $2.0 < |\eta| < 2.5$ .

Pour quantifier l'effet de cette dégradation sur les performances de l'étiquetage des jets  $b$ , nous avons défini un moyen pour dégrader artificiellement la résolution du paramètre d'impact transverse. Cette dégradation sera appliquée sur la géométrie avec moins de matière de façon que la distribution du paramètre d'impact soit comparable à la géométrie avec plus de matière.

Pour dégrader la résolution en paramètre d'impact transverse, on redéfinit le paramètre d'impact  $d_0$  et son erreur  $\sigma(d_0)$  de la façon suivante :

$$d'_0 = d_0 + \Delta \quad (4.2)$$

$$\sigma'(d'_0) = \sigma(d_0) * f \quad (4.3)$$

Où  $\Delta$  et  $f$  sont deux nombres tirés aléatoirement. Les distributions suivant lesquelles ces deux nombres sont tirés sont définies en comparant les deux géométries. En effet, comme les deux simulations qu'on étudie sont faites à partir des mêmes événements au niveau générateur, il est possible de faire une



comparaison événement par événement. Pour chaque événement, les traces qui sont reconstruites à la fois dans les deux géométries sont sélectionnées et leurs paramètres d'impact sont comparés.

La figure 4.8(a) montre la distribution de la différence pour chaque trace entre les paramètres d'impacts reconstruits avec les deux géométries. La figure 4.8(b) montre la distribution du rapport pour chaque trace entre les erreurs sur le paramètre d'impact calculées avec les deux géométries. Pour tenir compte de la corrélation entre ces deux paramètres ainsi que de leurs corrélations avec l'impulsion transverse et de la pseudo-rapidité, des distributions à deux dimensions dans le plan  $(\Delta, f)$  sont générées en *bins* d'impulsion transverse et de pseudorapidité et utilisées pour générer les deux nombres aléatoires  $\Delta$  et  $f$ .

Les figures 4.9(a) et 4.9(b) montrent les distributions du paramètre d'impact transverse et de l'erreur sur le paramètre d'impact transverse pour les deux géométries ainsi que pour la géométrie avec moins de matière après avoir appliqué la procédure de dégradation du paramètre d'impact transverse.

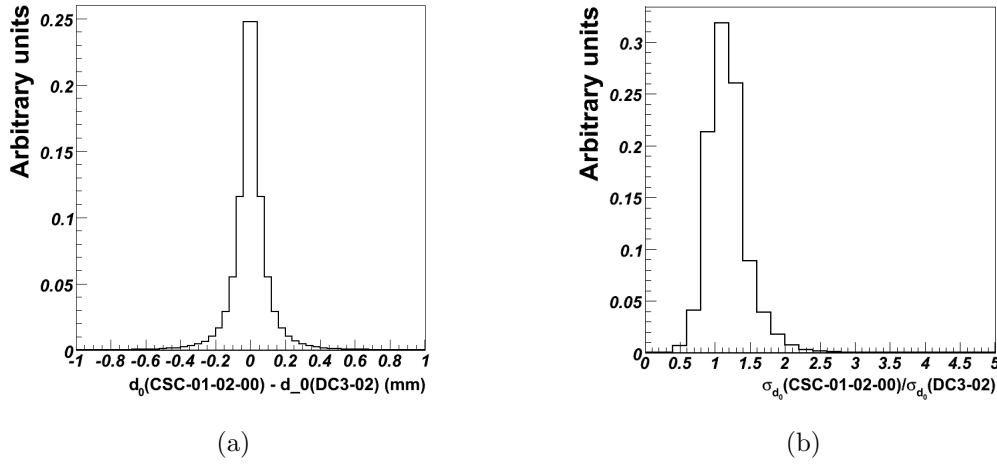


FIG. 4.8 – Distributions du terme  $\Delta$  (a) et du facteur  $f$  (b) utilisés respectivement pour la dégradation de la valeur du paramètre d'impact transverse et de l'erreur sur ce paramètre.

### 4.2.3 Les traces secondaires

Le deuxième effet principal qui peut affecter les performances de l'étiquetage des jets  $b$  lorsque la quantité de matière augmente dans le détecteur

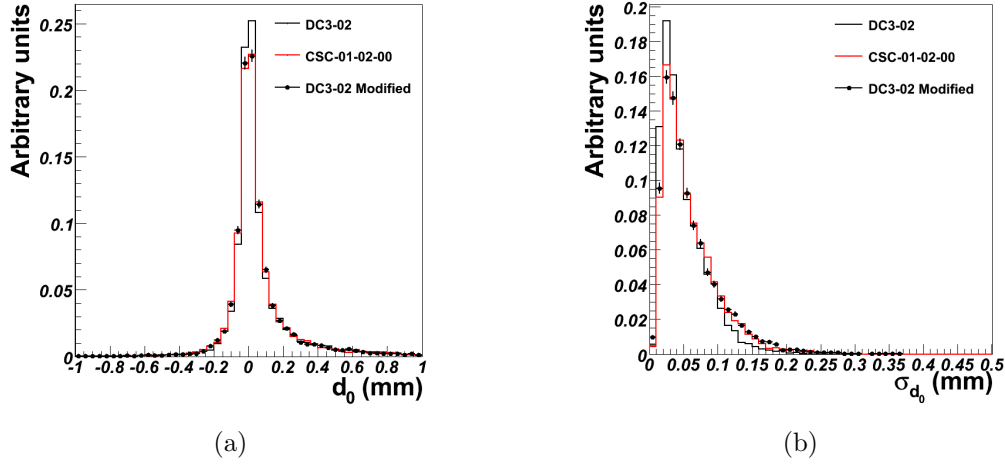


FIG. 4.9 – Distributions du paramètre d'impact transverse (a) et de l'erreur sur ce paramètre d'impact (b) pour les géométries DC3-02 (noir) et CSC-01-02-00 (rouge) et pour la géométrie DC3-02 après avoir appliqué la procédure de dégradation (points).

interne, est le taux de traces secondaires. Les traces secondaires sont des traces issues des interactions nucléaires des particules avec la matière du détecteur. On note que la géométrie CSC-02-01-00 induit 18% plus de traces secondaire que la géométrie DC3-02. Pour quantifier cet effet, nous avons rejeté aléatoirement une fraction des traces secondaires dans la simulation avec plus de matière de façon à avoir un taux égal de traces secondaires dans les deux géométries.

#### 4.2.4 Effets sur les performances de l'étiquetage des jets $b$

Le tableau 4.1 montre un résumé des performances des différents algorithmes d'étiquetage pour les deux géométries. On remarque une baisse moyenne des performances de l'ordre de 40% à 50% d'efficacité d'étiquetage des jets  $b$ .

La figure 4.10(a) compare le rejet des jets légers purifiés avec les deux géométries en fonction de l'efficacité d'étiquetage des jets  $b$  avec l'algorithme IP2D. Sur la figure 4.10(b) on voit l'effet sur les performances de IP2D lorsqu'on dégrade artificiellement la résolution sur le paramètre d'impact avec la géométrie

Géométrie	IP2D	IP3D	IP3D+SV1
CSC-01-02-00	$177 \pm 7$	$292 \pm 15$	$843 \pm 71$
DC3-02-00	$301 \pm 12$	$505 \pm 26$	$1324 \pm 111$

TAB. 4.1 – Tableau résumant le rejet des jets légers purifiés à  $\epsilon_b = 50\%$  des différents algorithmes d'étiquetage en fonction de la géométrie utilisée.

DC3-02. L'écart en performance entre les deux géométries est alors réduit de  $\sim 40\%$  jusqu'à  $\sim 16\%$  à  $50\%$  d'efficacité d'étiquetage des jets  $b$ . Lorsqu'on rejette artificiellement l'excès en traces secondaires dans la géométrie CSC-01-02-00, l'écart en réjection à  $50\%$  d'efficacité d'étiquetage des jets  $b$  se réduit à  $\sim 21\%$ . La figure 4.10(c) montre les performances de IP2D lorsque cette dernière modification est appliquée. Lorsque les deux modifications décrites ci-dessus sont appliquées simultanément, les performances avec les deux géométries sont en accord à moins de  $10\%$  près et sont compatibles dans les erreurs statistiques.

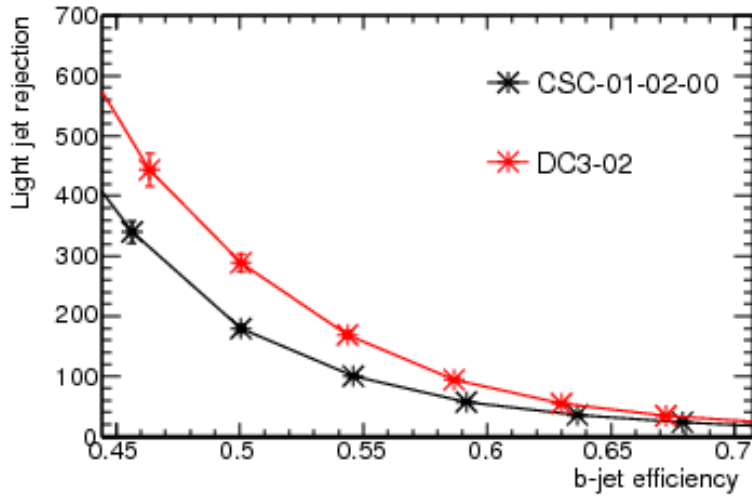
On peut donc déduire de cette étude que  $\sim 60\%$  de l'écart en performances induit par l'augmentation de matière dans le détecteur interne peut être attribué à la dégradation de la résolution sur le paramètre d'impact à cause des diffusions multiples et  $\sim 40\%$  à l'augmentation du taux de traces secondaires engendrées par l'interaction nucléaire des particules avec la matière du détecteur.

Cette étude illustre aussi comment une mauvaise description de la matière dans le détecteur peut être une source de différences entre données et simulations.

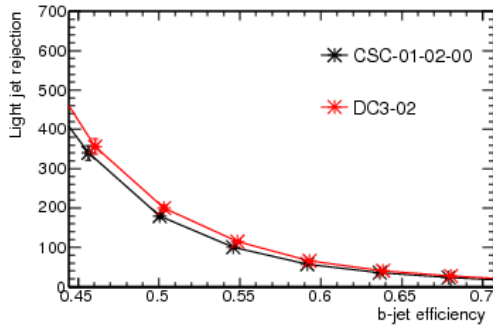
### 4.3 Influence des performances des algorithmes de reconstruction des traces.

Les performances de l'étiquetage des jets  $b$  dépendent très étroitement du choix des algorithmes de reconstruction des traces (*tracking*). Pour étudier la corrélation entre les performances de l'étiquetage des jets  $b$  et les algorithmes de *tracking*, nous avons comparé quatre algorithmes de *tracking* différents :

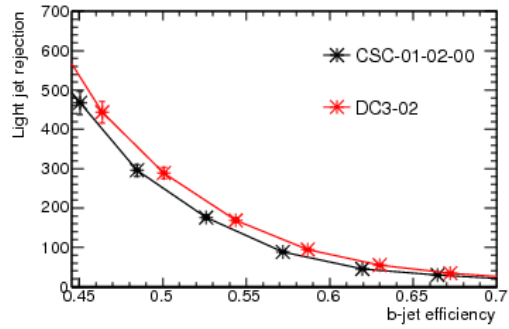
- (I) New Tracking ( $Global \chi^2$ ) : algorithme utilisé par défaut dans ATLAS. Cet algorithme part de paires de coups dans le détecteur à pixels afin de définir des "graines" qui sont extrapolés dans les autres parties du détecteur interne afin d'y attacher d'autres coups et former des



(a)



(b)



(c)

FIG. 4.10 – Rejet des jets légers en fonction de l'efficacité d'étiquetage de IP2D pour les géométries CSC-01-02-00 (*noir*) et DC3-02 (*rouge*) : lorsqu'on effectue aucune modification (a), lorsque le paramètre d'impact est dégradé dans DC3-02 (b) et lorsque l'excès de traces secondaires est enlevé dans CSC-01-02-00 (c).

traces. Un ajustement à l'aide d'un  $\chi^2$  est effectué en utilisant les coups associés à une trace pour calculer les paramètres d'une hélice.

- (II) New Tracking (*Kalman Fitter*) : le même que (I) à la différence près que cet algorithme utilise une méthode d'ajustement dite de Kalman au lieu d'un  $\chi^2$  pour l'ajustement des traces. Le *Kalman Fitter* est une méthode d'ajustement récursive qui part d'un nombre minimal

de coups nécessaires pour reconstruire une trajectoire avant d'ajouter les autres coups un par un, affinant à chaque fois l'estimation des paramètres de la trace et de la matrice d'erreur sur ces paramètres.

- (III) New Tracking (*Old tuning*) : ancienne version de l'algorithme de reconstruction des traces utilisée par défaut dans ATLAS. Cette version qui utilise un *Kalman Fitter*, diffère de la version actuelle par un *tuning* différent de l'algorithme de reconnaissance de motif (*pattern recognition*) qui est plus sévère quand au choix des coups à utiliser pour l'ajustement des traces.
- (IV) IPatRec : ancien algorithme de reconstruction des traces dans ATLAS. IPatRec utilise un algorithme de reconnaissance de motif totalement différent de celui utilisé aujourd'hui. La différence fondamentale réside dans le fait que cet algorithme part de coups trouvés dans le SCT avant de les extrapoler dans le détecteur à pixels puis dans le TRT [17].

Les performances de l'étiquetage des jets  $b$  sont présentées dans la figure 4.11 pour les différents algorithmes de *tracking* et pour les deux algorithmes d'étiquetage des jets  $b$  : IP2D et SV1. Les performances des autres algorithmes d'étiquetage utilisant le paramètre d'impact ont un comportement similaire à IP2D et ceux utilisant le vertex secondaire ont un comportement similaire à SV1.

Il est intéressant de noter que les algorithmes d'étiquetage utilisant le paramètre d'impact ont un comportement vis à vis du *tracking* différent des algorithmes utilisant le vertex secondaire. Comprendre toutes les corrélations qui existent entre les performances des algorithmes de *tracking* et celles des algorithmes d'étiquetage des jets  $b$  est une tâche difficile voire impossible. Ceci reflète en particulier la complexité des algorithmes en question, que ce soit pour la reconstruction des traces ou pour l'étiquetage des jets  $b$ .

Nous allons quand même essayer de montrer au moins de façon qualitative, deux effets importants :

1. Les performances des algorithmes d'étiquetage des jets  $b$  utilisant le paramètre d'impact sont particulièrement sensibles au taux de mauvaises traces et moins sensibles à l'efficacité de reconstruction des traces.
2. Les performances des algorithmes d'étiquetage des jets  $b$  utilisant le vertex secondaire sont particulièrement sensibles à la résolution sur les paramètres de la trace et à l'estimation de la matrice d'erreur sur ces paramètres.

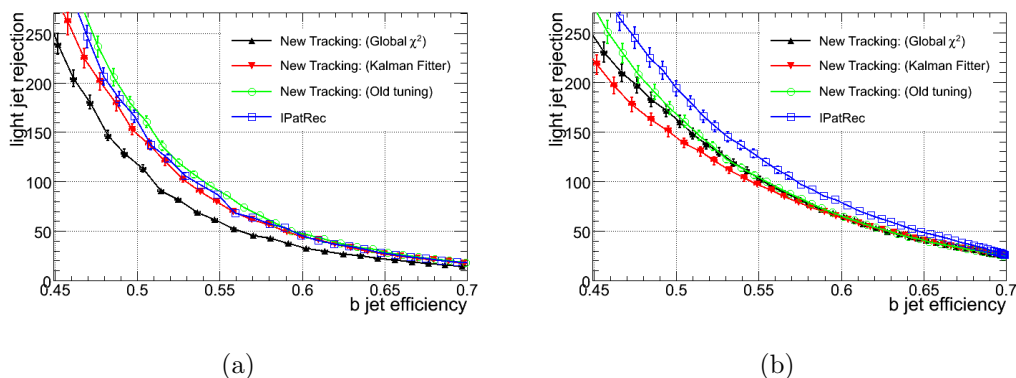


FIG. 4.11 – Performances en termes de rejet des jets légers purifiés en fonction de l'efficacité d'étiquetage des jets  $b$  pour les deux algorithmes d'étiquetage IP2D (a) (représentatif des algorithmes d'étiquetage utilisant le paramètre d'impact) et SV1 (b) (représentatif des algorithmes d'étiquetage utilisant le vertex secondaire). Plusieurs algorithmes de reconstruction de traces ont été utilisés : (I) New Tracking avec un  $\chi^2$  global (noir), (II) New Tracking avec un fit de Kalman (rouge), (III) New Tracking avec l'ancien *tuning* (vert) et (IV) IPatRec (bleu).

### 4.3.1 Effet du taux de traces pathologiques sur les algorithmes d'étiquetage qui utilisent le paramètre d'impact

Le paramètre d'impact d'une trace est utilisé par les méthodes d'étiquetage des jets  $b$  comme un indicateur de la durée de vie de la particule dont provient la trace. Une trace pathologique est une trace dont le grand paramètre d'impact ne reflète pas une telle durée de vie. La présence de telles traces dégrade naturellement les performances des algorithmes d'étiquetage utilisant le paramètre d'impact. Lorsqu'une trace pathologique peut être identifiée par les algorithmes d'étiquetage, deux actions sont envisageables : la trace peut être simplement rejetée et donc ne sera pas utilisée pour le calcul du poids du jet, ou bien traitée de façon spéciale en utilisant des histogrammes de références dédiés.

Les traces pathologiques peuvent provenir de plusieurs sources. Nous étudions dans la suite deux grandes catégories de traces pathologiques :

- **Les fausses traces (*fakes*)** : ce sont des traces qui sont reconstruites à partir de coups qui ne proviennent pas d'une vraie particule. Ces traces peuvent être identifiés dans les données simulées à l'aide d'une associa-

tion entre les traces reconstruites et les vraies traces. Les vraies traces dans ce contexte sont reconstruites à partir de coups qu'on associe artificiellement aux particules générées de la vérité Monte Carlo. L'association avec les traces reconstruites est faite en comptant les coups en commun entre une vraie trace et une trace reconstruite. Une trace est considérée comme correctement reconstruite si au moins 80% des coups qui lui sont associés sont aussi associés à la vraie trace, la trace est considérée comme fausse trace dans le cas contraire. Les fausses traces ne peuvent pas être identifiées dans les vraies données, toutefois, il existe une série de variables de qualité qui permettent de rejeter une partie des fausses traces. Ces variables seront discutés dans la section 4.3.2.

- **Les traces à coups partagés :** ce sont des traces qui présentent la particularité d'avoir des coups partagés avec d'autres traces. Plus précisément, une trace est considérée comme une trace à coups partagés si elle possède au moins un coup partagé dans le détecteur à pixels ou au moins deux coups partagés dans le SCT.

Le fait qu'une trace puisse avoir des coups partagés avec d'autres traces est possible étant donné que l'algorithme de reconstruction des traces considère que dans un environnement dense, un coup peut être créé par le passage de deux particules et peut donc attribuer le même coup à plusieurs traces. Ceci a l'avantage d'augmenter l'efficacité en récupérant une partie des traces qui autrement seraient perdues. Toutefois, la résolution sur le paramètre d'impact de ces traces est dégradée par rapport aux autres traces. Les traces à coups partagés peuvent être identifiées dans les vraies données : ces traces ne sont pas rejetées mais plutôt traitées différemment. Des histogrammes de références dédiés sont utilisés pour ces traces lors du calcul du poids des jets.

L'efficacité de reconstruction des traces<sup>3</sup> et le taux de fausses traces sont montrés dans la figure 4.12 en fonction de l'impulsion transverse, de la pseudorapidité et de la distance  $\Delta R(trace, jet)$  au jet le plus proche.

L'efficacité diminue et le taux de fausses traces augmente pour les traces de basse impulsion transverse et de grande pseudorapidité. Ceci est dû essentiellement aux diffusions multiples qui sont plus importantes dans ce domaine de l'espace des phases. On note aussi, pour les anciens algorithmes de *tracking* ((III) et (IV)), une diminution de l'efficacité de reconstruction des traces accompagnée d'une augmentation du taux de mauvaises traces au cœur du jet

---

<sup>3</sup>L'efficacité dans ce contexte est définie comme étant la fraction de vraies traces qui peuvent être associées à des traces reconstruites.

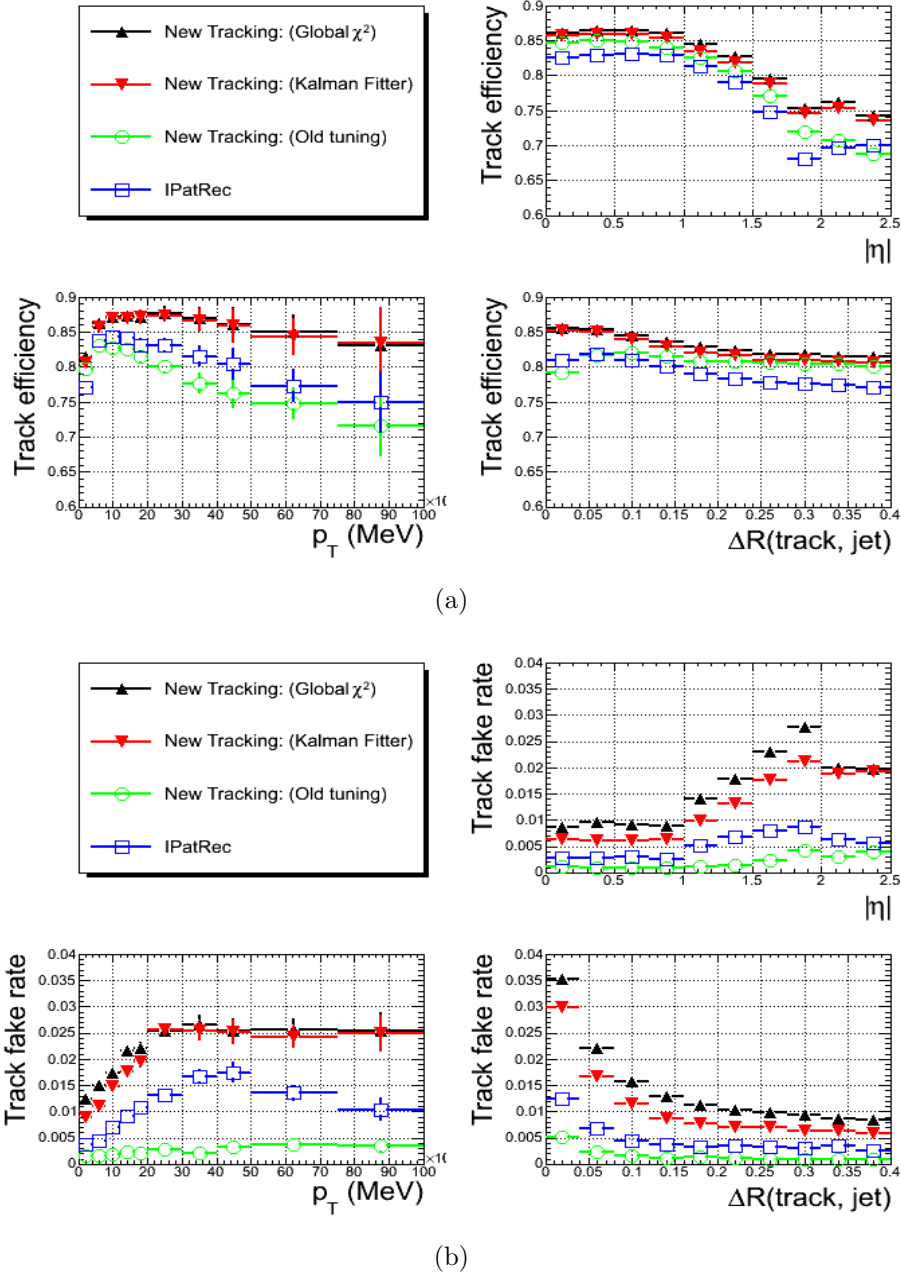


FIG. 4.12 – Efficacité de reconstruction des traces (a) et taux de fausse reconstruction des traces (b) en fonction de l'impulsion transverse, de la pseudorapacité et de la distance  $\Delta R(\text{trace}, \text{jet})$  au jet le plus proche pour plusieurs versions de la reconstruction des traces. Les coupures de qualité telles que définies par les algorithmes d'étiquetage des jets  $b$  sont appliquées (*cf.* section 4.3.2).



(petites valeurs de  $\Delta R(\text{trace}, \text{jet})$ ) qui est due à la haute densité de traces dans cette région. Ceci entraîne une diminution de l'efficacité de reconstruction des traces ainsi qu'une augmentation du taux de fausses traces à grandes impulsions transverses puisque les traces de grandes impulsions sont celles qui dévient le moins de l'axe du jet.

On observe pour les nouvelles versions des algorithmes de *tracking* ((I) et (II)), une meilleur efficacité au cœur du jet et par conséquent à grandes impulsions transverses. On observe aussi pour ces nouvelles versions une augmentation de l'efficacité à basses impulsions et grandes pseudorapidité. Ceci est dû à un algorithme d'association coups-traces moins sévère. Cette augmentation de l'efficacité est réalisée au prix d'une augmentation considérable du taux de fausses traces.

Le nouveau *tuning* de l'algorithme d'association coups-traces utilisé dans les nouvelles version des algorithmes de reconstruction des traces ((I) et (II)) entraîne aussi une augmentation d'environ un facteur 3 du taux de traces à coups partagés. La figure 4.13 montre le taux de traces à coups partagés en fonction de la distance  $\Delta R$  à l'axe du jet pour les différents algorithmes de reconstruction des traces étudiés. Ce taux est particulièrement élevé dans les zones denses au cœur du jet.

L'augmentation du taux de fausses traces et du taux de traces à coups partagés entraîne une baisse des performances des algorithmes d'étiquetage des jets  $b$  qui utilisent le paramètre d'impact. La figure 4.14 montre la distribution de la signification du paramètre d'impact pour les traces à coups partagés, les fausses traces et les autres traces associés à des jets légers purifiés. La présence de ces traces dans les jets légers peut entraîner un mauvais étiquetage de ces jets. L'impact des traces à coups partagés est moins important que celui des fausses traces étant donné que ces traces sont identifiables dans les vraies données et par conséquent les algorithmes d'étiquetage peuvent tenir compte de la distribution particulière de la signification de leur paramètre d'impact. En effet, l'utilisation d'histogrammes de références dédiés pour les traces à coups partagés permet d'améliorer le rejet des jets légers de 23% pour une efficacité d'étiquetage des jets  $b$  de 50% [16].

Pour mieux se convaincre de l'effet des fausses traces sur l'étiquetage des jets  $b$ , et surtout pour essayer de quantifier cet effet, nous avons étudié les performances de l'étiquetage des jets  $b$  en rejetant artificiellement une fraction des fausses traces. Nous avons effectué ce test en utilisant l'algorithme de reconstruction des traces (I) utilisé par défaut dans ATLAS. Avec cet algorithme de reconstruction de traces, le taux de fausses traces est d'environ 1.5%. La

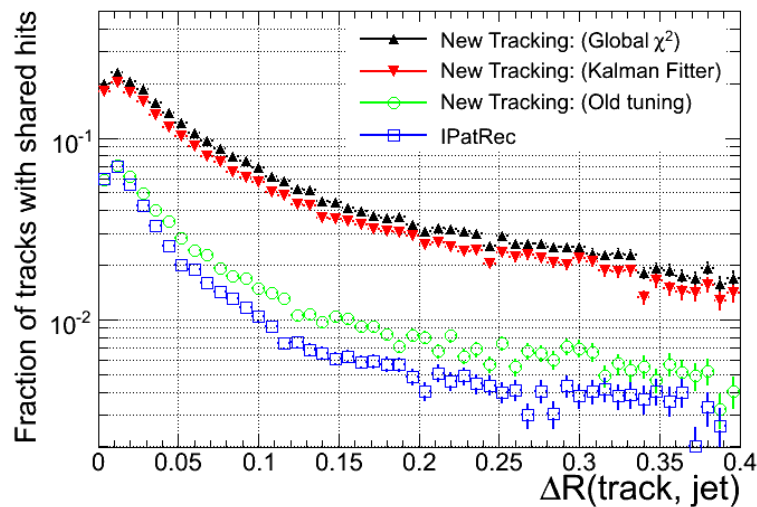


FIG. 4.13 – Fraction de traces à coups partagés en fonction de la distance à l’axe calorimétrique du jet pour différents algorithmes de reconstruction des traces : (I) New Tracking avec un  $\chi^2$  global (noir), (II) New Tracking avec un fit de Kalman (rouge), (III) New Tracking avec l’ancien *tuning* (vert) et (IV) IPatRec (bleu).

figure 4.15 montre le rejet des jets légers purifiés en fonction de la fraction de fausses traces non rejetées. Pour pouvoir comparer le comportement des différents algorithmes d’étiquetage, nous avons normalisé ce rejet par rapport au rejet nominal (obtenu avec l’algorithme de tracking utilisé par défaut dans ATLAS). On observe une amélioration d’environ 15% pour IP2D et IP3D et d’environ 10% pour IP3D+SV1 lorsqu’on rejette 100% des fausses traces.

#### 4.3.2 “Tuning” des coupures de qualité pour réduire le taux de mauvaises traces.

Les algorithmes d’étiquetage des jets  $b$  utilisant le paramètre d’impact appliquent une sélection des traces afin d’améliorer la qualité des traces utilisées pour calculer le poids des jets. La sélection des traces consiste à choisir les traces ayant :

- $p_T > 1$  GeV/c : cette coupure permet d’éliminer les traces qui subissent des diffusions multiples trop importantes pour permettre leur utilisation pour l’étiquetage des jets  $b$ .
- $|\eta| < 2.5$  : cette coupure garantit la compatibilité des traces sélectionnées avec l’acceptance du détecteur interne.

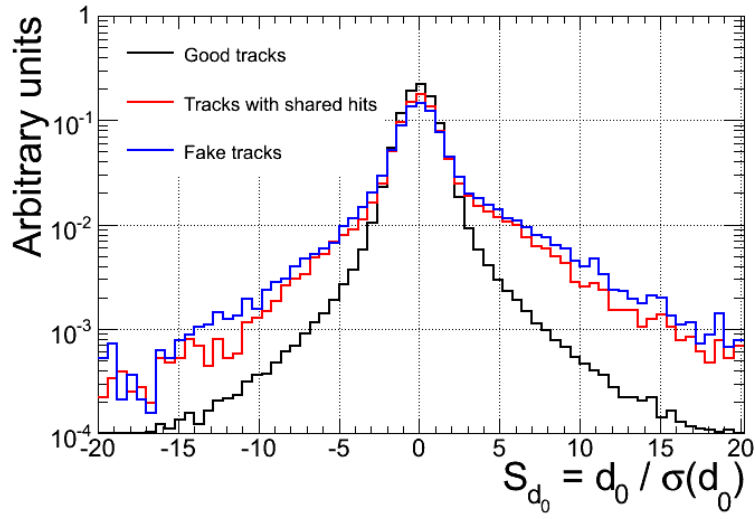


FIG. 4.14 – Distribution de la signification du paramètre d’impact de traces provenant de jets légers purifiés. Nous avons distingué les traces à coups partagés (rouge) et les fausses traces (bleu) des autres traces (noir).

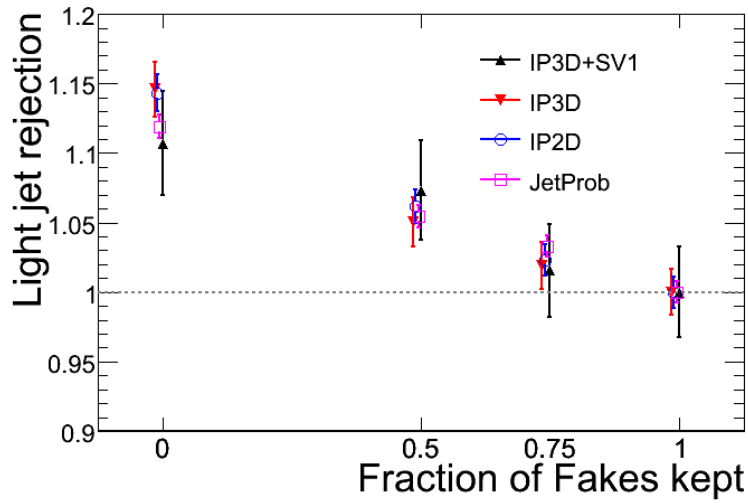


FIG. 4.15 – Rejet des jets légers purifiés relatif au rejet nominal en fonction de la fraction des fausses traces non rejetées artificiellement.

- $d_0 > 1$  mm et  $z_0 > 2.5$  mm : ces coupures sur les paramètres d’impact transverse et longitudinal permettent de réduire la contamination par

des traces secondaires provenant de l'interaction nucléaire des particules avec la matière du détecteur.

- Au moins un coup dans la couche de détection la plus proche du point de collision dite couche du  $B$  du détecteur à pixels : cette coupure permet d'avoir un point de mesure suffisamment proche du vertex primaire afin de garantir une bonne mesure du paramètre d'impact.
- Au moins deux coups dans le détecteur à pixels et sept coups dans les deux détecteurs à silicium (Pixels et SCT) : ces coupures permettent de réduire le taux de fausses traces, et de garantir une bonne mesure du paramètre d'impact des traces chargées.

Les deux dernières coupures qui sont dédiées pour le rejet de fausses traces n'ont pas été optimisées avec les nouveaux algorithmes de reconstruction des traces. Le rejet des fausses traces peut donc être amélioré si on utilise des coupures mieux adaptées. De plus, d'autres variables tel que le  $\chi^2$  de reconstruction des traces peuvent être utilisées afin d'améliorer la qualité des traces choisis pour l'étiquetage des jets  $b$ . La figure 4.16 montre la distribution de certaines variables de qualité des traces pour les bonnes et les fausses traces.

Nous avons choisi de tester une nouvelle série de coupures qui consistent à substituer la coupure qui exige au moins sept coups dans les détecteurs à silicium par une coupure qui exige six coups dans le détecteur SCT, et à ajouter une nouvelle coupure sur le  $\chi^2$  de la reconstruction de la trace normalisé au nombre de degrés de liberté :  $\chi^2/ndof > 3$ . La figure 4.17 montre le rejet des jets légers purifiés en fonction de l'efficacité d'étiquetage des jets  $b$  avec IP2D en utilisant les coupures appliquées par défaut et les nouvelles coupures. L'efficacité de sélection des traces est réduite d'environ 82% à environ 77%, tandis que le taux de fausses traces est réduit d'environ 1.5% à environ 0.6%. Une amélioration du rejet des jets légers purifiés d'environ 15% est observée pour une efficacité d'étiquetage des jets  $b$  de 50%.

Notons que ces nouvelles coupures ne sont pas optimisées. Ce test a été effectué dans le seul but de montrer qu'on peut améliorer les performances de l'étiquetage des jets  $b$  en optimisant la sélection des traces. En effet, l'optimisation de ces coupures dépend étroitement des performances des algorithmes de *tracking*, et par conséquent, l'optimisation de ces coupures ne pourra être réalisée qu'après la validation des algorithmes de reconstruction des traces avec les premières données et que ces algorithmes atteignent une certaine stabilité concernant leurs performances.

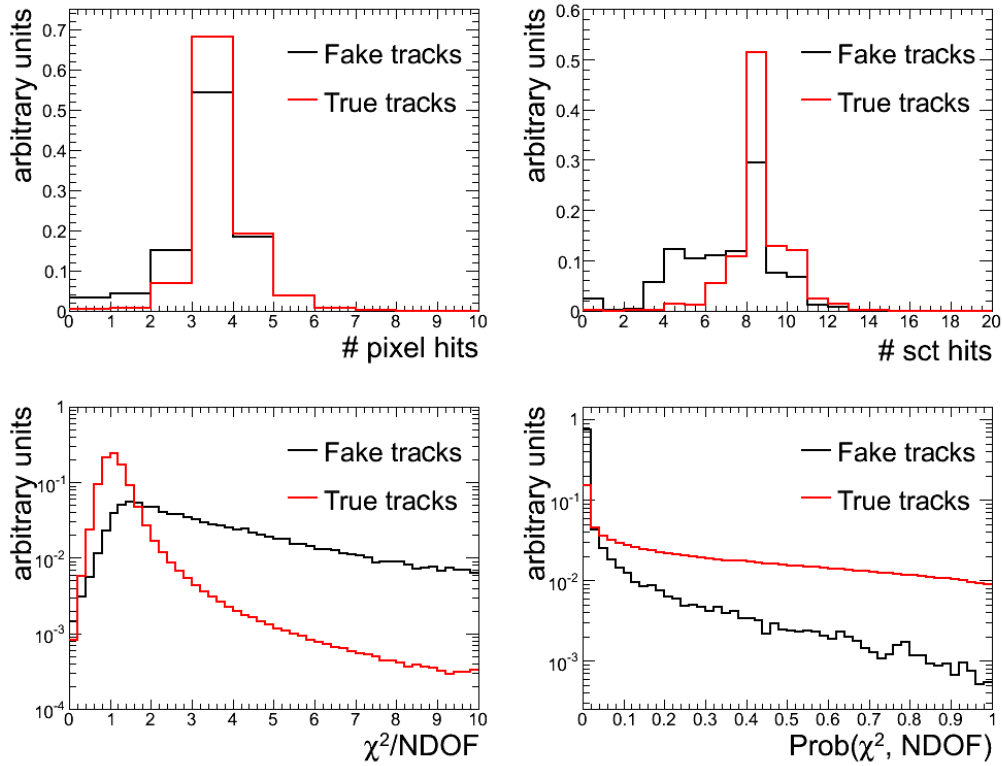


FIG. 4.16 – Nombre de coups dans le détecteur à pixels (en haut à gauche), nombre de coups dans le détecteur SCT (en haut à droite), le  $\chi^2$  de reconstruction des traces normalisé au nombre de degrés de liberté (en bas à gauche) et la probabilité<sup>5</sup> du  $\chi^2$  de la reconstruction des traces pour un nombre de degrés de liberté  $ndof$  (en bas à droite) pour les bonnes traces (rouge) et les fausses traces (noir).

### 4.3.3 Effet de la résolution sur les algorithmes d'étiquetage utilisant le vertex secondaire

Les algorithmes d'étiquetage des jets  $b$  qui utilisent le vertex secondaire sont naturellement sensibles à la qualité de reconstruction du vertex secondaire. Cette reconstruction dépend étroitement de la qualité de reconstruction des traces, en particulier de la résolution et du calcul de la matrice d'erreur sur les paramètres de la trace. Nous étudions dans cette partie l'effet de la résolution du paramètre d'impact transverse des traces.

<sup>5</sup>Cette probabilité est la probabilité qu'une bonne trace possède un  $\chi^2$  supérieur au  $\chi^2$  observé pour un certain nombre de degrés de liberté.

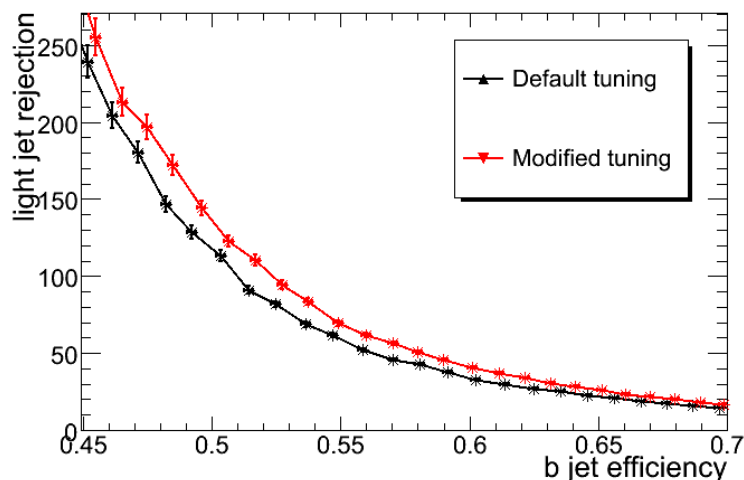


FIG. 4.17 – Rejet des jets légers purifiés en fonction de l’efficacité d’étiquetage des jets  $b$  avec IP2D en utilisant les coupures appliquées par défaut (noir) et les nouvelles coupures (rouge) sur les propriétés des traces.

Nous avons vu que la résolution sur le paramètre d’impact des traces se dégrade pour les petites impulsions transverses et les grandes pseudorapidités à cause des diffusions multiples. Cette résolution s’améliore à grandes impulsions transverses et petites pseudorapidités pour atteindre une valeur asymptotique qui dépend uniquement de la granularité du détecteur. La figure 4.18(a) montre la résolution du paramètre d’impact transverse en fonction de l’impulsion transverse et de la pseudorapidité pour des traces reconstruites avec l’algorithme de *tracking* (I) utilisé par défaut dans ATLAS. On observe pour les traces de  $p_T > 50$  GeV/c et  $|\eta| < 0.5$  une résolution d’environ  $17 \mu\text{m}$ . La figure 4.18(b) montre la résolution du paramètre d’impact pour les différents algorithmes de reconstruction des traces et pour différentes zones d’impulsion transverse. La résolution du paramètre d’impact s’est dégradée dans les nouvelles versions d’algorithmes de reconstruction des traces d’environ  $0.5 \mu\text{m}$  pour des traces de  $p_T > 50$  GeV/c et d’environ  $2 \mu\text{m}$  pour des traces de  $p_T > 1$  GeV/c.

La résolution en soi n’est pas censée dégrader les performances des algorithmes de reconstruction du vertex secondaire si l’estimation de l’erreur sur le paramètre d’impact est correcte. Ceci n’est pas tout à fait le cas, en effet cette erreur est en général sous-estimée par les algorithmes de reconstruction

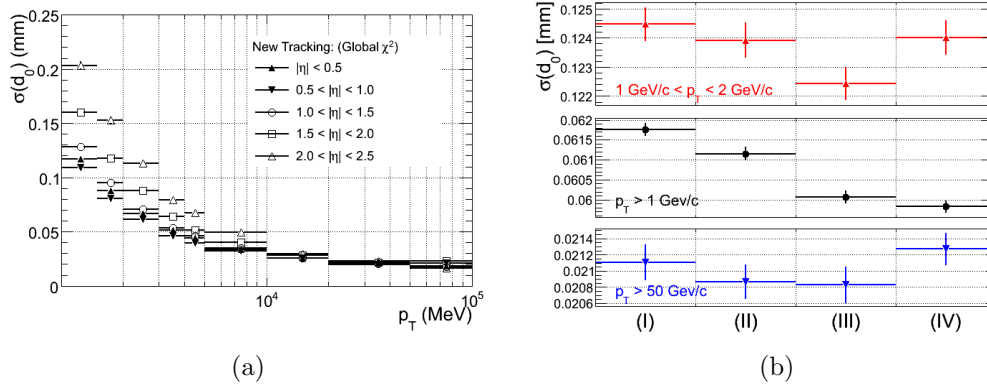


FIG. 4.18 – Résolution du paramètre d'impact transverse : (a) en fonction de l'impulsion transverse et de la pseudorapacité pour les traces reconstruites avec l'algorithme de *tracking* (I), et (b) en fonction de l'algorithme de *tracking* utilisé pour plusieurs domaines d'impulsion transverse.

des traces. Cette sous-estimation de l'erreur peut être quantifiée à l'aide de la distribution du *pull* du paramètre d'impact transverse. Le *pull* est défini comme étant le rapport suivant :

$$pull = \frac{d_0 - d_0^{true}}{\sigma(d_0)} \quad (4.4)$$

où  $d_0$  est la valeur mesurée du paramètre d'impact transverse,  $d_0^{true}$  est la vraie valeur de ce paramètre d'impact et  $\sigma(d_0)$  est l'erreur estimée sur ce paramètre par les algorithmes de reconstruction des traces. Si l'erreur sur le paramètre d'impact est correctement estimée et que la mesure du paramètre d'impact n'est pas biaisée, la distribution du *pull* doit être une gaussienne réduite, c'est à dire centrée sur 0 et de largeur unité. La figure 4.19(a) montre la distribution du *pull* pour des traces reconstruites avec les différents algorithmes de reconstruction des traces. Pour référence, nous avons aussi représenté sur la même figure la distribution gaussienne réduite. La largeur de la distribution du *pull* pour plusieurs domaines d'impulsion transverse des traces est montrée en fonction de l'algorithme de reconstruction des traces dans la figure 4.19(b).

L'erreur sur le paramètre d'impact est sous-estimée surtout à grandes impulsions. Une forte corrélation peut être observée entre les performances des algorithmes d'étiquetage utilisant le vertex secondaire et la largeur du *pull*, comme on peut le voir dans la figure 4.20.

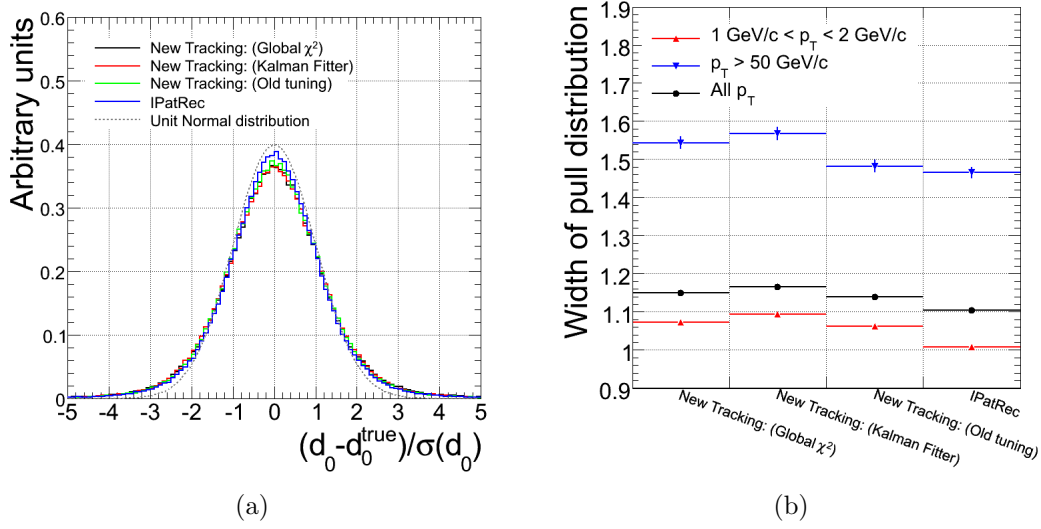


FIG. 4.19 – La distribution du *pull* du paramètre d'impact (a) et la largeur de cette distribution dans différents domaines d'impulsion transverse (b) pour différents algorithmes de reconstruction des traces : (I) New Tracking avec un  $\chi^2$  global, (II) New Tracking avec un fit de Kalman, (III) New Tracking avec l'ancien *tuning* et (IV) IPatRec.

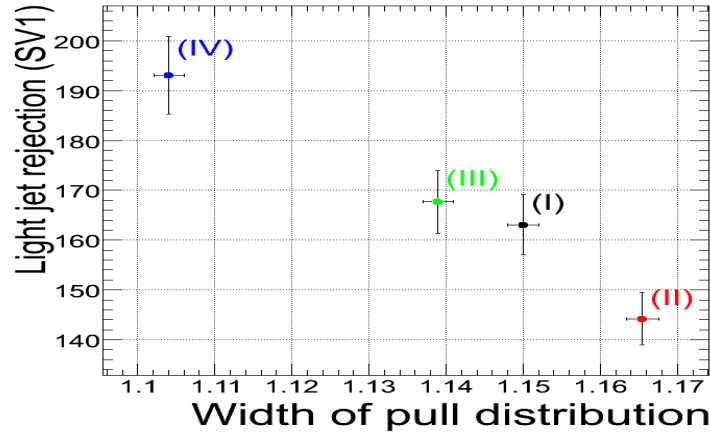


FIG. 4.20 – Rejet des jets légers purifiés en fonction de la largeur du *pull* du paramètre d'impact transverse. Chaque point est obtenu pour l'un des algorithmes de reconstruction des traces étudiés : (I) New Tracking avec un  $\chi^2$  global (noir), (II) New Tracking avec un fit de Kalman (rouge), (III) New Tracking avec l'ancien *tuning* (vert) et (IV) IPatRec (bleu).



## 4.4 Mise en marche de JetProb

L'un des premiers algorithmes d'étiquetage de jets  $b$  à mettre en marche avec les premières données est JetProb. En effet, cet algorithme est simple à comprendre et ne nécessite pas un lot pur de jets  $b$  pour extraire la fonction de résolution nécessaire pour calculer le poids du jet.

### 4.4.1 Effet des histogrammes de référence

Extraire un lot très pur de jets légers peut être difficile, pour cela, nous aimerons comprendre à quel point la fonction de résolution qu'on utilise comme référence pour calculer le poids JetProb, peut affecter ses performances. Dans ce but, nous avons testé trois fonctions de résolution différentes montrées dans la figure 4.21. Ces fonctions de résolution sont extraites à partir d'un lot  $t\bar{t}$  de la façon suivante :

- (A) on extrait la fonction de résolution en sélectionnant les traces de paramètre d'impact négatif dans tous les jets. Environ 56% des traces utilisées pour construire cette fonction de calibration proviennent de particules de grandes durées de vie<sup>6</sup>
- (B) on extrait la fonction de résolution en sélectionnant les traces de paramètre d'impact négatif dans les jets marqués comme légers. Environ 25% des traces utilisées pour construire cette fonction de calibration proviennent de particules de grandes durées de vie.
- (C) on extrait la fonction de résolution en sélectionnant les traces de paramètre d'impact négatif qui proviennent du vertex primaire.

Les performances de JetProb sont étudiées avec chacune de ces fonctions de résolution. La figure 4.22 montre que les performances de JetProb sont très sensibles à la façon dont la fonction de résolution a été extraite. Notamment, la rejection à 50% d'efficacité d'étiquetage des jets  $b$  augmente d'environ 47 à environ 64 lorsqu'on passe de l'utilisation de la fonction de résolution (A) à la fonction de résolution (C). Le tableau 4.2 résume les performances de JetProb en fonction du taux de traces ne provenant pas du vertex primaire utilisées pour construire la fonction de résolution. Ceci montre la nécessité d'isoler un lot pur de jets légers non contaminé par des jets de saveurs lourdes.

---

<sup>6</sup>L'origine exacte de ces traces varie entre traces provenant de la désintégration de hadrons  $B$  ou  $C$ , traces provenant de la désintégration de particules neutres de grandes durée de vie comme des  $K^0$  ou des  $\Lambda^0$  (traces de V0) et de fausses traces.

Dans les vraies données, l'utilisation des événements de production di-jets ou encore des événements de bias minimum est envisagée.

Fonction de calibration	(A)	(B)	(C)
Taux de contamination	56%	25%	0%
Rejet à $\epsilon_b = 50\%$	$48 \pm 1$	$57 \pm 1$	$64 \pm 1$

TAB. 4.2 – Taux de contamination par des traces ne provenant pas du vertex primaires utilisées pour contruire les fonctions de résolution et rejet des jets légers purifiés à 50% d'efficacité d'étiquetage des jets  $b$  pour les différentes fonctions de résolution étudiées.

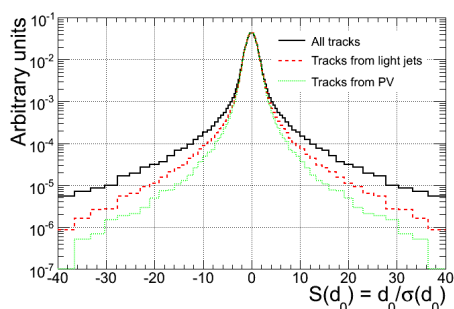


FIG. 4.21 – Les trois fonctions de résolution testées pour JetProb : (A) en noir, (B) en rouge et (C) en vert.

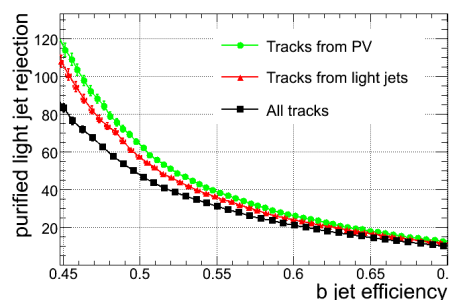


FIG. 4.22 – La rejection des jets légers en fonction de l'efficacité de JetProb en utilisant les trois fonctions de résolution : (A) en noir, (B) en rouge et (C) en vert.

## 4.4.2 Catégories de traces

Les traces dans les jets peuvent être classées en plusieurs catégories qui ont des propriétés différentes. Pour améliorer les performances de JetProb, il serait intéressant de distinguer les traces de différentes catégories.

Nous nous sommes particulièrement intéressés à la catégorie des traces à coups partagés que nous avons introduite dans la section 4.3.1. La résolution en paramètre d'impact des traces à coups partagés est dégradée par rapport aux traces normales ce qui fait qu'elles ont une distribution particulière de la signficance du paramètre d'impact. Il serait donc intéressant d'utiliser des fonctions de résolution différente pour les deux catégories de traces : les traces à coups partagés et les traces normales. La figure 4.23 montre la fonction de

résolution utilisée pour les traces à coups partagés comparée à celle utilisée pour les traces normales.

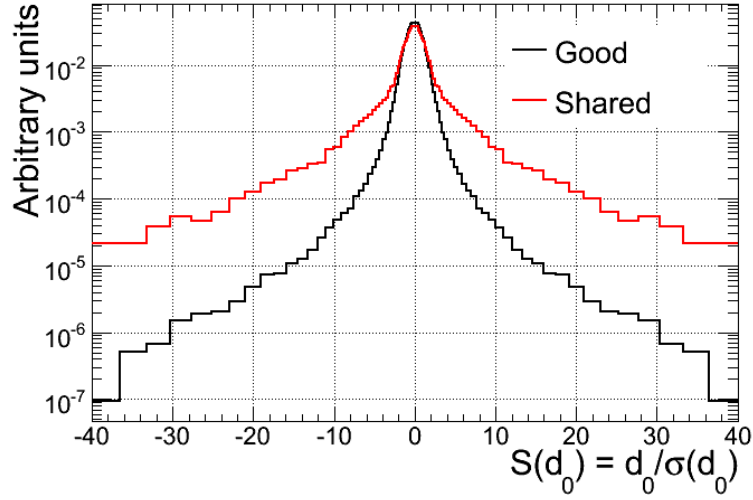


FIG. 4.23 – Fonction de résolution de JetProb pour les traces à coups partagés (rouge) et normales (noire).

Une alternative d'utiliser une différente fonction de résolution serait simplement de rejeter les traces à coups partagés. La figure 4.24(a) montre le rejet des jets légers purifiés en fonction de l'efficacité d'étiquetage des jets  $b$  pour les trois cas testés :

- (A) A - Le poids JetProb est calculé en utilisant toutes les traces et en les traitant comme traces normales.
- (B) B - Le poids JetProb est calculé en utilisant toutes les traces et en utilisant une fonction de calibration spéciale pour les traces à coups partagés.
- (C) C - Le poids JetProb est calculé en rejetant les traces à coups partagés.

La figure 4.24(b) montre le rapport entre les rejets des jets légers purifiés obtenus avec les approches (B) et (C) et celui obtenu avec l'approche (C), en fonction de l'efficacité d'étiquetage des jets  $b$ .

Le gain obtenu en recalibrant les traces à coups partagés est de l'ordre de 25% pour une efficacité d'étiquetage des jets  $b$  de 50%, tandis que ce gain est de l'ordre de 10% lorsqu'on rejette les traces à coups partagés.

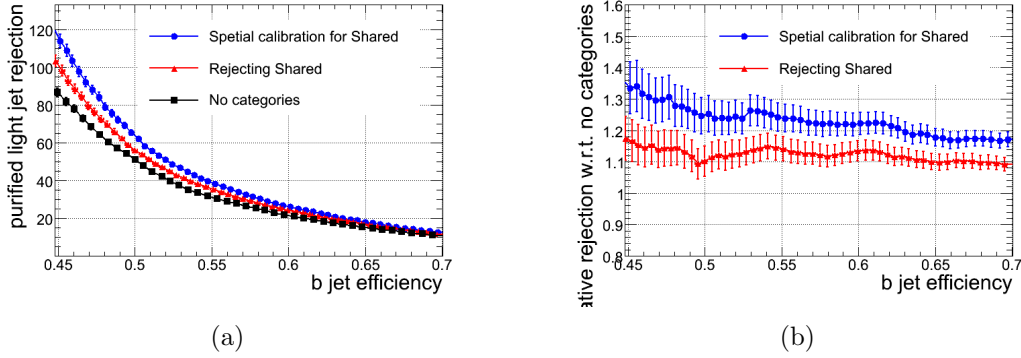


FIG. 4.24 – Rejet des jets légers (a) et rejet des jets légers relatif au cas où l'on ne distingue pas les catégories des traces (b), en fonction de l'efficacité d'étiquetage des jets  $b$  avec JetProb pour trois cas : (A) on ne distingue pas les catégories des traces, (B) on rejette les traces à coups partagés et (C) on utilise une calibration spéciale pour les traces à coups partagés.

## 4.5 Conclusion

Juste avant le démarrage du LHC, un effort particulier a été consacré à la préparation de l'étiquetage des jets  $b$  pour les premières données.

Les algorithmes d'étiquetage simples comme JetProb qui n'ont pas besoin de la simulation pour fonctionner seront les premiers à fonctionner avec les données. Ces algorithmes serviront pour calibrer et valider les autres algorithmes d'étiquetage qui sont plus compliqués, mais aussi pour certaines études de physique réalisables avec les premiers  $200 \text{ pb}^{-1}$  de données, notamment des études nécessitant la reconstruction de quarks top. La mise en marche de JetProb nécessite l'extraction de la fonction de résolution du paramètre d'impact transverse à partir des données. Pour des performances optimales, l'utilisation d'un lot pur de jets légers sans contamination par les saveurs lourdes est nécessaire. Nous avons aussi montré que l'utilisation d'une fonction de calibration dédiée pour les traces à coups partagés permet d'améliorer les performances de JetProb.

Comprendre les performances de l'étiquetage des jets  $b$  et l'identification des différents facteurs qui affectent ces performances fait aussi partie des études de préparation pour les premières données.

Dans ce cadre, nous avons étudié la corrélation entre les performances des algorithmes de reconstruction des traces et celles de l'étiquetage des jets  $b$ . Cette étude suggère que les algorithmes d'étiquetage des jets  $b$  utilisant le paramètre d'impact sont affectés par la présence de fausses traces et de

traces de mauvaise qualité telles que les traces à coups partagés, tandis que les algorithmes d'étiquetage utilisant le vertex secondaire sont plus sensibles à la résolution et au calcul de la matrice d'erreur.

Nous avons aussi étudié dans le cadre de la compréhension des performances, l'effet de la matière sur l'étiquetage des jets  $b$ . Cette étude a montré une dégradation des performances due à la présence de la matière et a identifié deux causes principales de cette dégradation : la dégradation de la résolution du paramètre d'impact à cause des diffusions multiples, et l'augmentation du taux de traces secondaires issues des interactions nucléaires des particules avec la matière du détecteur.

Une étude de l'association traces-jets a aussi été effectuée. Cette étude a montré qu'une association traces-jets qui tient compte de l'impulsion du jet permet d'améliorer les performances dans les milieux denses sans pour autant dégrader les performances dans les milieux qui le sont moins.



# Troisième partie

## Le boson de Higgs chargé





## Chapitre 5

# Recherche du boson de Higgs chargé au LHC

Comme nous avons vu au chapitre 1, le Modèle Supersymétrique Minimal (MSSM) et par conséquent d'autres extensions supersymétriques du Modèle Standard, prévoient l'existence de cinq bosons de Higgs. Deux de ces bosons portent une charge électrique. La détection d'un boson de Higgs neutre léger serait compatible aussi bien avec le Modèle Standard qu'avec un modèle supersymétrique : la distinction serait difficile et nécessite des mesures de précision concernant les propriétés du Higgs. Alors que la détection d'un boson de Higgs chargé serait un signe irréfutable de nouvelle physique.

La recherche d'un boson de Higgs chargé suffisamment lourd pour pouvoir se désintégrer en quark top a été étudiée. Une analyse a été mise en place et optimisée utilisant une simulation détaillée du détecteur ATLAS.

### 5.1 Les limites actuelles

Les expériences auprès des collisionneurs qui ont précédé le LHC ont recherché le boson de Higgs chargé et n'ont observé aucun signal. Des limites ont été établies contraignant l'espace des phases des paramètres des différents modèles supersymétriques.

### 5.1.1 Le boson de Higgs chargé au LEP

La recherche du boson de Higgs chargé au LEP a été effectuée avec une luminosité intégrée de  $2.5 \text{ fb}^{-1}$  de collisions  $e^+e^-$  à des énergies au centre de masse entre 189 GeV et 209 GeV.

Au LEP, le boson de Higgs chargé est produit essentiellement en paires selon le processus  $e^+e^- \rightarrow H^+H^-$  dans le canal dit *s-channel* (figure 5.1). A l'ordre de l'arbre, la section efficace ne dépend que de la masse du boson de Higgs chargé et de l'énergie au centre de masse.

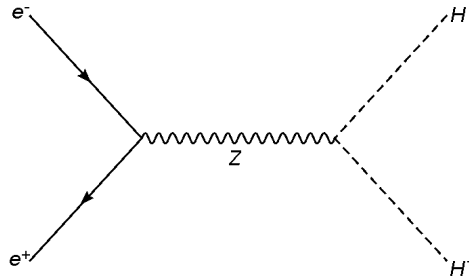


FIG. 5.1 – diagramme de production du Higgs chargé au LEP.

Pour le domaine de masse accessible au LEP ( $m_{H^+} \lesssim 100 \text{ GeV}/c^2$ ), et sachant que le boson de Higgs chargé se couple préférentiellement aux particules les plus massives, les modes de désintégration dominants sont la désintégration leptonique  $H^+ \rightarrow \tau^+\nu$  et la désintégration hadronique  $H^+ \rightarrow c\bar{s}$ . Dans le cadre du MSSM, les autres modes de désintégration sont supposés négligeables. Toutefois, l'importance relative du mode leptonique et hadronique n'est pas contrainte par la théorie mais dépendra de la valeur de  $\tan\beta$ . Ainsi, la recherche du boson de Higgs chargé inclut les états finaux suivants :

$$(\tau^+\nu)(\tau^-\bar{\nu}), (\bar{c}s)(c\bar{s}) \text{ et } (\tau^+\nu)(\bar{c}s) + (\tau^-\bar{\nu})(c\bar{s}). \quad (5.1)$$

Le bruit dominant pour la recherche du boson de Higgs chargé au LEP est la production de paires de bosons  $W$ .

Une combinaison des résultats préliminaires des quatre expériences du LEP (OPAL, L3, Delphi et ALEPH) a été publiée en 2001 dans [1]. Les résultats sont donnés en fonction du rapport d'embranchement  $BR(H^+ \rightarrow \tau^+\nu)$  (figure 5.2). La limite inférieure valide pour toute valeur du rapport d'embranchement  $BR(H^+ \rightarrow \tau^+\nu)$  est de  $78.6 \text{ GeV}/c^2$  à 95% de niveau de confiance. Bien que la production du boson de Higgs chargé est cinématiquement permise jusqu'à  $m_{H^+} \approx 100 \text{ GeV}/c^2$ , la sensibilité de la recherche, surtout avec le canal hadronique, est affaiblie pour  $m_{H^+} \sim m_{W^+}$  à cause du bruit de fond

$e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ . On observe d'ailleurs une augmentation de la sensibilité au-delà de  $\sim 84 \text{ GeV}/c^2$  qui se traduit par de petits "îlots" d'exclusion. On observe aussi une meilleure sensibilité pour les grandes valeurs du rapport d'embranchement  $BR(H^+ \rightarrow \tau^+\nu)$  lorsque le canal hadronique joue un rôle peu important.

Depuis la publication de ces limites, les quatre expériences ont mis à jour leurs résultats et trois expériences ont publié des résultats finalisés peu différents [18, 19, 20, 21].

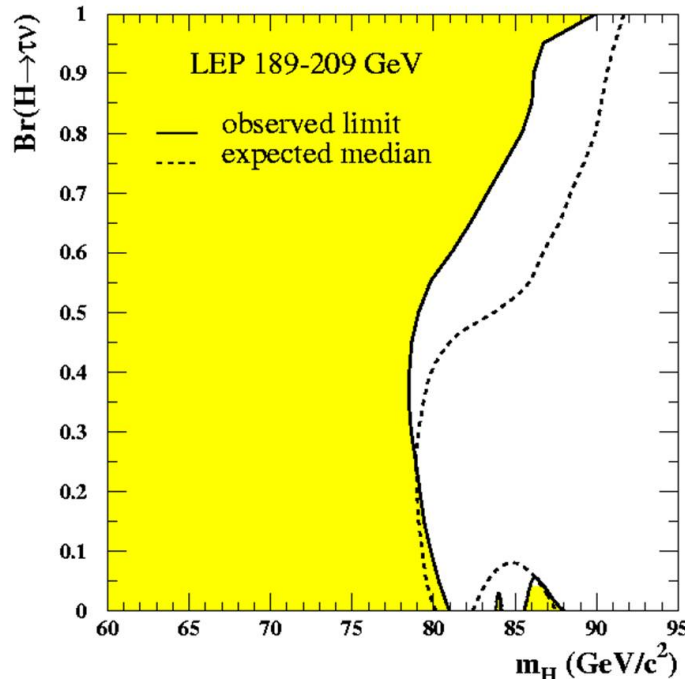


FIG. 5.2 – Limites combinées des quatre expériences du LEP sur la masse du boson de Higgs chargé en fonction du rapport d'embranchement  $BR(H^+ \rightarrow \tau^+\bar{\nu}_\tau)$ .

### 5.1.2 Le boson de Higgs chargé au Tevatron

Deux expériences installées au Tevatron recherchent le boson de Higgs chargé : DØ et CDF. Aucun résultat combiné du Tevatron n'est disponible à ce jour. Des résultats des expériences individuelles sont disponibles avec une luminosité intégrée allant de  $0.9 \text{ fb}^{-1}$  à  $2.2 \text{ fb}^{-1}$  de collisions  $p\bar{p}$  à une énergie

au centre de masse de 1.96 TeV [22, 2, 3].

Deux modes de production du boson de Higgs chargé sont possibles au Tevatron. La production directe  $p\bar{p} \rightarrow H^+$  et la production lors de la désintégration de quarks top  $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t} \rightarrow (bH^+)(\bar{b}W^-)$ .

La recherche dans la production directe est uniquement menée par DØ et suppose un boson de Higgs chargé plus lourd que le quark top et qui se désintègre préférentiellement en quark top et quark  $b$ . Les résultats sont présentés pour une luminosité intégrée de  $0.9 \text{ fb}^{-1}$  de données en terme de contour d'exclusion à 95% de niveau de confiance dans le plan  $(m_{H^+}, \tan \beta)$  (figure 5.3) [2]. La recherche du boson de Higgs chargé dans la désintégration de quarks top suppose un boson de Higgs chargé plus léger que le quark top. Dans ce domaine de masse, les modes de désintégration les plus importants du boson de Higgs chargé sont soit en lepton  $\tau$  soit en quarks  $c\bar{s}$ . Pour les faibles valeurs de  $\tan \beta$ , la désintégration hadronique domine alors que pour les grandes valeurs de  $\tan \beta$  la désintégration en lepton  $\tau$  domine. CDF a mené une analyse en se concentrant sur la désintégration en quarks  $c\bar{s}$  étant donné que la reconstruction des leptons  $\tau$  est difficile. DØ a mené deux analyses visant deux régimes différents : un régime dit *taunique* où le boson de Higgs chargé se désintègre exclusivement en lepton  $\tau$  et un régime dit *leptophobic* où le boson de Higgs chargé se désintègre exclusivement en quarks  $c\bar{s}$ . Les figures 5.4 et 5.5 représentent respectivement les résultats de DØ avec  $\sim 1 \text{ fb}^{-1}$  de données [22] et ceux de CDF avec  $0.2 \text{ fb}^{-1}$  de données [3].

## 5.2 Les différents canaux de recherche possibles dans ATLAS

Plusieurs modes de production du Higgs chargé sont possibles au LHC. Le mode dominant de production varie en fonction de la masse du boson de Higgs chargé.

A basses masses, plus précisément pour une masse du boson de Higgs chargé tel que  $m_{H^+} < m_t - m_b$ , où  $m_t$  est la masse du quark top et  $m_b$  celle du quark  $b$ , le mode dominant de production est dans la désintégration du quark top suivant le processus :

$$gg/q\bar{q} \rightarrow t\bar{t} \rightarrow \bar{t}bH^+ \quad (5.2)$$

Ce mode est renforcé par le fait qu'au LHC à 14 TeV, la section efficace de production des paires  $t\bar{t}$  est importante. Elle est de l'ordre de 800 pb, cent fois plus grande qu'au Tevatron.

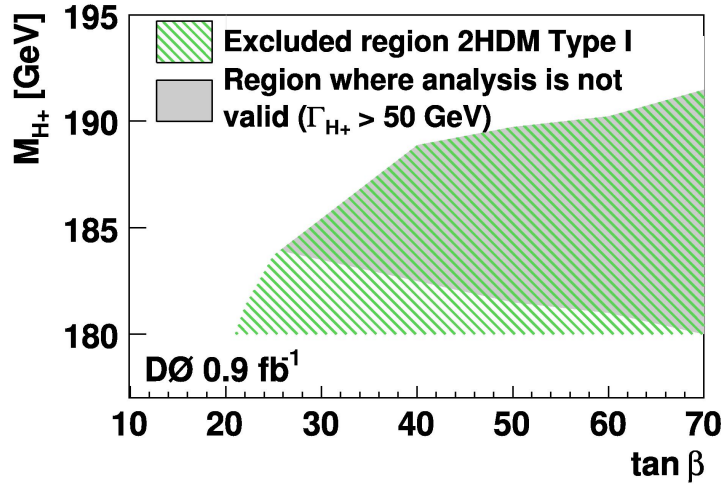


FIG. 5.3 – Limites dans l'espace des paramètres  $(m_{H^+}, \tan \beta)$  obtenues par l'expérience DØ lors de la recherche du boson de Higgs chargé dans sa production directe.

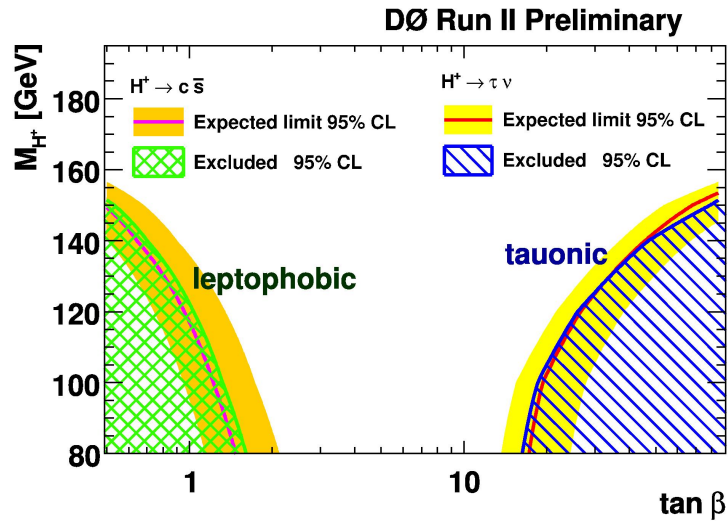


FIG. 5.4 – Limites dans l'espace des paramètres  $(m_{H^+}, \tan \beta)$  obtenues par l'expérience DØ lors de la recherche du boson de Higgs chargé dans la désintégration d'un quark top.

Pour des masses plus grandes que la masse du quark top, le mode domi-

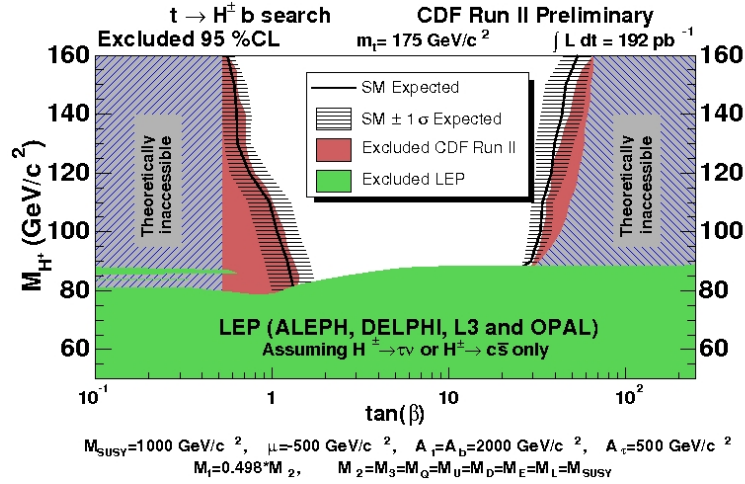


FIG. 5.5 – Limites dans l'espace des paramètres  $(m_{H^+}, \tan \beta)$  obtenues par l'expérience CDF lors de la recherche du boson de Higgs chargé dans la désintégration d'un quark top.

nant de production est la production associée à un quark top selon l'un des deux processus :

$$gg/q\bar{q} \rightarrow \bar{t}bH^+ \quad (5.3)$$

$$g\bar{b} \rightarrow \bar{t}H^+ \quad (5.4)$$

Notons que ces deux processus ne peuvent pas être étudiés séparément étant donné qu'ils sont en fait deux approximations d'un même processus, chaque approximation couvrant une zone différente de l'espace des phases. Si les deux processus sont étudiés séparément, un double comptage serait introduit. Nous présenterons dans la section 6.1 plus de détails sur ce sujet.

Comme on le voit sur la figure 5.6, lorsque le boson de Higgs chargé possède une masse suffisamment grande pour permettre sa désintégration en quark top et quark  $b$ , ce mode devient le mode de désintégration dominant. A basses masses, le boson de Higgs chargé préfère se désintégrer en leptons  $\tau$ . Ce mode de désintégration est aussi possible à grandes masses : malgré son faible rapport de branchement, ce mode est moins affecté par le bruit de fond que le mode  $H^+ \rightarrow \bar{t}b$ .

Pour les faibles masses, lorsque le boson de Higgs chargé est produit lors de la désintégration d'un quark top, il est possible aussi d'étudier la désintégration du boson de Higgs chargés en quarks : cette désintégration est dominée par

la désintégration en quark  $c$  et quark  $s$ .

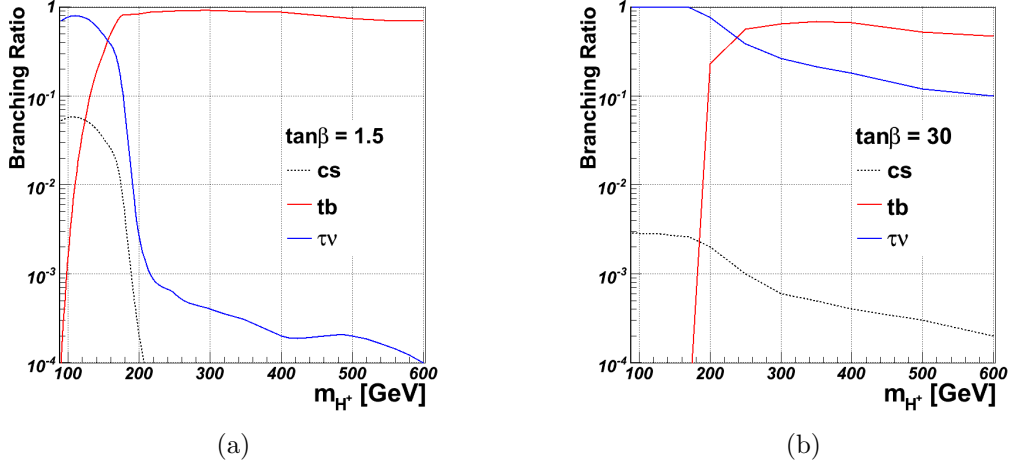


FIG. 5.6 – Rapport de branchement du boson de Higgs chargé pour les modes de désintégrations dominants pour  $\tan\beta = 1.5$  (a) et  $\tan\beta = 30$  (b).

Les possibilités de désintégration du boson  $W^\pm$  ajoutent une source de complexité dans les états finaux possibles : le tableau 5.1 montre les différents modes de production et de désintégration qui sont étudiés dans ATLAS. L'estimation de la sensibilité de chaque canal a été publiée dans la note [23]. La sensibilité pour la découverte d'un boson de Higgs chargé en combinant tous les canaux a aussi été estimée. Elle est montrée sur la figure 5.7 en terme de contours de découverte à  $5\sigma$  et d'exclusion à 95% de niveau de confiance dans le plan  $(m_{H^\pm}, \tan\beta)$ . Les résultats sont présentés pour une luminosité intégrée de  $\mathcal{L} = 30 fb^{-1}$ .

La présence de quarks top dans les événements de signal fait de la production de paires de quarks top une source de bruit de fond pour tous les canaux de recherches du boson de Higgs chargé étudiés dans ATLAS. Ce bruit irréductible en partie, constitue le bruit dominant et le plus difficile à éliminer non seulement à cause de sa similarité avec le signal, mais aussi à cause de la grande section efficace de production de paires  $t\bar{t}$  au LHC.

D'autres sources de bruit de fond sont possibles telles que la production inclusive de jets (QCD),  $W + jets$  et la production d'un quark top isolé.

Selon le canal étudié, ces bruits sont plus ou moins importants. Les bruits de fond jugés les plus importants sont étudiés en détails et certaines analyses sont optimisées en tenant compte de ces bruits de fond. Lorsqu'un bruit de

Production	Désintégration		Masse
	$H^+$	bosons $W$	
$gg/q\bar{q} \rightarrow t\bar{t} \rightarrow W^- \bar{b} H^+ b$	$\tau^+ \nu_\tau \rightarrow \ell^+ \nu_\ell \bar{\nu}_\tau \nu_\tau$	$q\bar{q}'$	$m_{H^+} < m_t - m_b$
	$\tau^+ \nu_\tau \rightarrow q\bar{q}' \bar{\nu}_\tau \nu_\tau$	$\ell^- \bar{\nu}_\ell$	
	$c\bar{s}$	$q\bar{q}'$	
$gg/gb \rightarrow \bar{t}[b] H^+$	$\tau^+ \nu_\tau \rightarrow q\bar{q}' \bar{\nu}_\tau \nu_\tau$	$q\bar{q}'$	$m_{H^+} \gtrsim m_t$
	$tb \rightarrow W^+ bb$	$q\bar{q}', \ell^+ \nu_\ell$	

TAB. 5.1 – Les différents canaux de recherche du boson de Higgs chargé étudiés dans ATLAS.

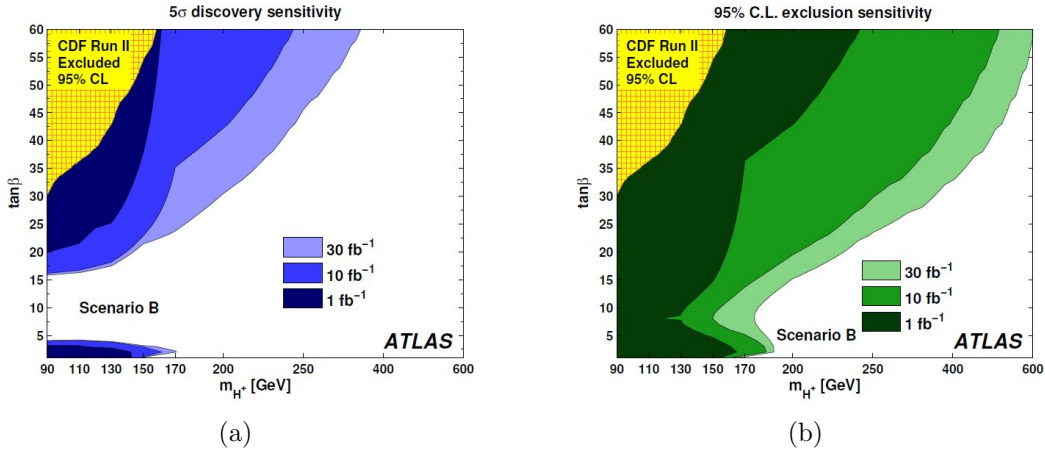


FIG. 5.7 – Sensibilité estimée en termes de contours de découvertes à  $5\sigma$  (a) et de contours d'exclusion à 95% de niveau de confiance (b), de la recherche du boson de Higgs chargé dans ATLAS en combinant tous les modes de recherche qui ont été étudiés dans [23].

fond est jugé négligeable, il n'est pas considéré ni lors de l'optimisation ni lors de l'estimation des performances du canal concerné.

### 5.3 Choix du canal

Pour notre analyse, nous avons choisi d'étudier les processus 5.4 et 5.3 pour un boson de Higgs chargé suffisamment lourd pour pouvoir se désintégrer en quark top et quark  $b$ . Les quarks top sont supposés se désintégrer selon les prédictions du Modèle Standard exclusivement en boson  $W$  et quark  $b$ .



Ainsi, la présence de quatre quarks  $b$  dans l'état final permet, avec de bonnes performances des algorithmes d'étiquetage des jets  $b$ , de lutter contre le bruit de fond physique.

A part les quatre jets  $b$ , deux bosons  $W$  sont présents dans l'état final. Les bosons  $W$  peuvent se désintégrer leptoniquement ou hadroniquement. Plusieurs configurations sont donc possibles pour l'état final. Ces configurations sont représentées dans la figure 5.8.

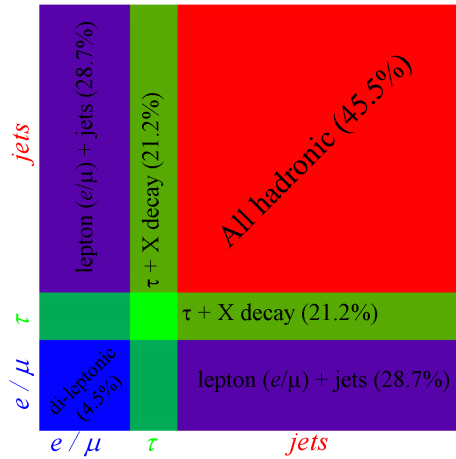


FIG. 5.8 – Les différentes possibilités de désintégration des deux bosons  $W$ . La surface de chaque partie est proportionnelle au rapport d'embranchement du mode concerné.

Lorsque les deux bosons  $W$  se désintègrent hadroniquement, l'état final sera constitué d'au moins huit jets ce qui pose un problème pour le déclenchement mais aussi pour la combinatoire. De plus, la production inclusive de jets serait une source de bruit de fond non négligeable et difficile à estimer. La présence d'un lepton (électron ou muon) qui permettra le déclenchement est donc d'une grande utilité.

Si les deux bosons  $W$  se désintègrent leptoniquement, la reconstruction de la paire de quarks top serait compliquée par la présence de deux neutrinos qui échappent à la détection. De plus, ce mode de désintégration possède un faible rapport d'embranchement.

La seule configuration qui reste est celle où l'un des bosons  $W$  se désintègre leptoniquement (en électron ou muon) et l'autre hadroniquement. Cette configuration permet d'avoir un lepton pour le déclenchement tout en gardant possible la reconstruction des deux quarks top en assimilant l'énergie transverse du neutrino à l'énergie manquante. La combinatoire reste un problème, mais c'est la même chose pour les autres configurations.

La chaîne totale de production et de désintégration étudiée dans cette analyse est :

$$gg[b] \rightarrow t\bar{t}[b]H^+ \rightarrow t\bar{t}\bar{b}[b] \rightarrow \ell\nu q\bar{q}'\bar{b}\bar{b}\bar{b}[b] \quad (5.5)$$

Un diagramme possible illustrant le processus étudié est montré dans la figure 5.9.

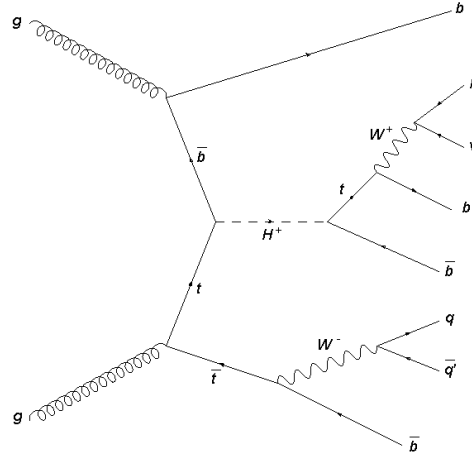


FIG. 5.9 – Un des diagrammes de Feynman possibles illustrant la production et la désintégration d'un boson de Higgs chargé selon le canal étudié.

Comme tous les autres canaux de recherche du boson de Higgs chargé dans ATLAS, la production de paires de quarks top avec au moins deux jets supplémentaires constitue le bruit de fond principal pour ce canal.

Lorsque les jets supplémentaires proviennent de quarks légers ou de gluons, il est possible en exigeant l'étiquetage d'un ou deux de ces jets de réduire ce bruit. On parlera alors de bruit de fond réductible.

Par contre, lorsque la production de paires de quarks top est accompagnée par la production de paires de quarks  $b$ , la signature du bruit devient identique à celle du signal. On parlera alors de bruit de fond irréductible.

Les autres bruits de fond tels que le bruit QCD ou  $W + jets$  sont jugés négligeables et ne seront donc pas étudiés. En effet, la complexité de l'état final du signal comportant un lepton et six jets dont quatre jets  $b$ , permet de pratiquement éliminer ces bruits de fond.

Le tableau 5.2 présente les différents bruits étudiés avec leurs sections efficaces. La figure 5.10 illustre quelques diagrammes de Feynman correspondant au bruit de fond irréductible  $t\bar{t}\bar{b}$ .

Processus	$\sigma$ [pb]
$gg/qq \rightarrow t\bar{t}b\bar{b}$	2.24
$gg/qq \rightarrow \gamma, Z, W \rightarrow t\bar{t}b\bar{b}$	0.244
$gg/qq \rightarrow t\bar{t} + jets$	833

TAB. 5.2 – Les différents bruits de fond étudiés avec leurs sections efficaces.

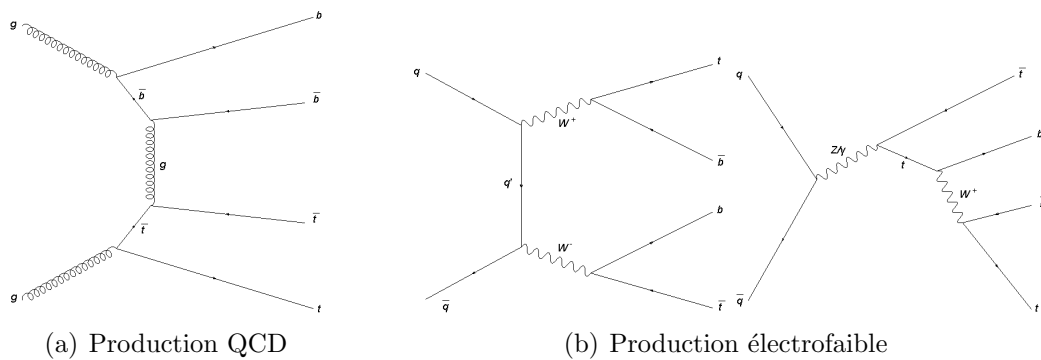


FIG. 5.10 – Quelques diagrammes de Feynman illustrant le bruit de fond irréductible  $t\bar{t}b\bar{b}$ .



## Chapitre 6

# Potentiel de découverte du boson de Higgs chargé

Dans ce chapitre, nous discuterons les détails de la stratégie définie pour la recherche du boson de Higgs chargé dans le canal :

$$gg/b \rightarrow \bar{t}[b]H^+ \rightarrow \bar{t}[b]t\bar{b} \rightarrow (\ell\nu)(qq')\bar{b}\bar{b}[b] \quad (6.1)$$

où le lepton  $\ell$  est un électron ou un muon produit par l'un ou l'autre des quarks tops.

Après une description de la simulation des données pour le signal et les bruits de fond, nous décrirons les différentes étapes de l'analyse et nous finirons par discuter les résultats et les différentes sources d'erreurs systématiques.

L'analyse comporte trois étapes essentielles :

- La présélection dont le but est de réduire l'essentiel du bruit de fond du Modèle Standard et de sélectionner les événements ayant une signature compatible avec celle du signal.
- La reconstruction qui utilise une fonction de vraisemblance dans le but de remonter à partir des objets élémentaires, la chaîne complète de désintégration afin de reconstruire le boson de Higgs chargé.
- La sélection qui utilise une fonction de vraisemblance ainsi que l'étiquetage des jets  $b$  dans le but est de réduire autant que possible le bruit de fond essentiellement dû à la production de paires de quarks top.

Certains aspects de cette analyse sont basés sur une étude similaire faite précédemment avec la simulation rapide du détecteur ATLAS [24]. Notre analyse a été présentée dans la note [23]. Depuis l'apparition de cette note, certains aspects de l'analyse ont été modifiés et de nouvelles études ont été menées.

## 6.1 Simulation des données

Pour cette analyse, nous avons utilisé des simulations du signal et du bruit réalisées avec une simulation détaillée du détecteur. Pour la calibration des différentes fonctions de vraisemblance, nous avons utilisé pour les événements de signal une simulation semi-rapide. Pour tous les échantillons de données simulées, nous avons utilisé le logiciel Geant 4 [25] pour la simulation de l'interaction des particules avec la matière du détecteur.

Pour la génération des événements de signal, nous avons utilisé le logiciel Matchig [26] qui implémente une recette spéciale pour éliminer le double comptage entre les processus 5.3 et 5.4 :  $gb \rightarrow \bar{t}H^+$  et  $gg \rightarrow \bar{t}bH^+$ .

En effet, pour le processus  $gb \rightarrow \bar{t}H^+$  (aussi dit processus  $2 \rightarrow 2$ ), le quark  $b$  de l'état initial est considéré comme un parton sans masse dans le proton provenant de la fragmentation de gluons. Ce traitement est une approximation qui n'est valide que dans la limite collinéaire où le quark  $b$  possède une faible impulsion transverse. D'autre part, pour le processus  $gg \rightarrow \bar{t}bH^+$  (aussi dit processus  $2 \rightarrow 3$ ), le quark  $b$  est considéré comme une particule produite sur sa couche de masse. La cinématique du processus est exacte et reste donc valide jusqu'à de grandes valeurs de l'impulsion transverse du quark  $b$ . Toutefois, dans la limite collinéaire, ce processus entre dans le calcul au second ordre du processus  $2 \rightarrow 2$ .

Si les deux processus  $2 \rightarrow 2$  et  $2 \rightarrow 3$  sont combinés simplement en les ajoutant, un double comptage serait alors introduit. Le double comptage est donné par un terme logarithmique d'ordre 2 qui entre dans le processus  $2 \rightarrow 2$  via une resommation de termes logarithmiques lors du calcul de la densité partonique du quark  $b$  et dans le processus  $2 \rightarrow 3$  via le terme perturbatif du second ordre. Une description plus détaillée du problème se trouve dans la référence [27].

Le logiciel Matchig permet de résoudre le problème du double comptage en générant d'abord des événements selon les deux processus  $2 \rightarrow 2$  et  $2 \rightarrow 3$  simplement ajoutés, puis de générer des événements selon le terme de double comptage et de leurs donner un poids négatif. La figure 6.1 montre la section efficace différentielle de la production directe du Higgs chargé en fonction de l'impulsion transverse  $p_T^b$  et de la pseudorapidité  $\eta_b$  du quark  $b$  accompagnant le Higgs chargé. Les différentes courbes représentent les contributions des processus  $2 \rightarrow 2$  et  $2 \rightarrow 3$ , le terme de double comptage et la distribution combinée. On peut y remarquer que le processus  $2 \rightarrow 2$  produit surtout un quark  $b$  de faible impulsion transverse et de grande pseudorapidité, ce qu'on attend typiquement d'un quark provenant de la fragmentation de gluon. D'autre part, le processus  $2 \rightarrow 3$  produit un quark  $b$  plus central

et de plus grande impulsion transverse. On remarque aussi que le terme de double comptage vient surtout compenser le processus  $2 \rightarrow 3$  dans la partie de faible impulsion et de grande pseudorapidité, zone de l'espace des phases décrite par le processus  $2 \rightarrow 2$ .

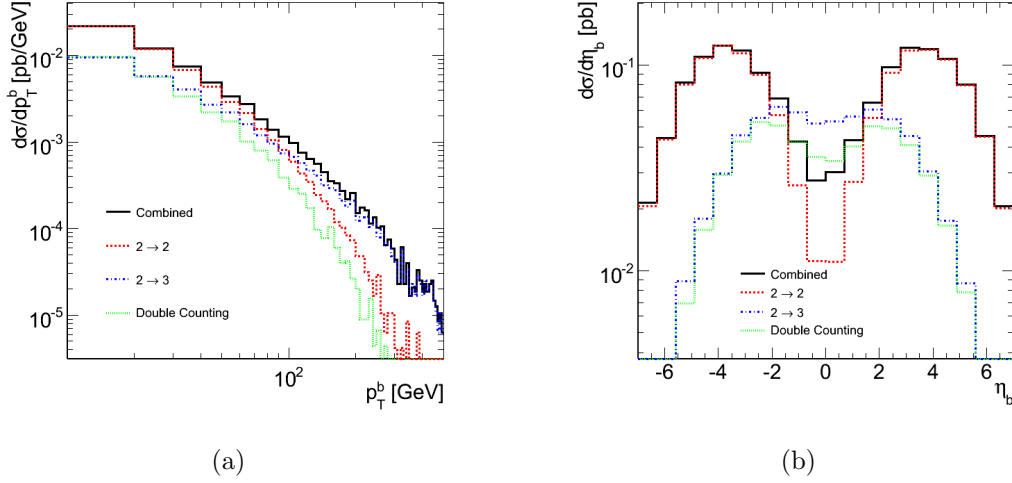


FIG. 6.1 – Section efficace différentielle en fonction de  $p_T^b$  (a) et  $\eta_b$  (b) pour les contributions des processus  $2 \rightarrow 2$  (rouge) et  $2 \rightarrow 3$  (bleu), le terme de double comptage (vert), et le résultat combiné (noir). Les courbes sont obtenues pour des valeurs de  $\tan \beta = 30$  et  $m_{H^+} = 250 \text{ GeV}/c^2$ .

Pour l'hadronisation et la simulation de l'événement sous-jacent, le logiciel Pythia [28] est utilisé pour le signal. Quatres lots de données sont générés pour des masses du boson de Higgs chargé de  $200 \text{ GeV}/c^2$ ,  $250 \text{ GeV}/c^2$ ,  $400 \text{ GeV}/c^2$  et  $600 \text{ GeV}/c^2$ . Chaque lot comporte  $\sim 15000$  événements de poids positif et  $\sim 4000$  événements de poids négatif. Le tableau 6.1 résume les caractéristiques des lots de signal disponibles.

Trois lots d'événements de bruits de fond ont été générés correspondant au processus  $gg/qq \rightarrow t\bar{t} + jets$  et au processus  $gg/qq \rightarrow t\bar{t}b\bar{b}$  où on a distingué la production QCD de la production électro-faible.

Le logiciel Pythia a été utilisé pour la production des lots  $gg/qq \rightarrow t\bar{t}b\bar{b}$  alors que Herwig [29] a été utilisé pour le lot  $gg/qq \rightarrow t\bar{t} + jets$ .

Pour le lot  $gg/qq \rightarrow t\bar{t} + jets$ , un filtre a été utilisé demandant un lepton et 6 jets d'au moins 14 GeV avec au moins 4 jets ayant une pseudorapidité  $|\eta| < 2.7$  et 6 jets ayant  $|\eta| < 5$ . Ce filtre permet d'éviter de simu-

$m_{H^+}$	$N_{pos}$	$N_{neg}$	$f_{neg/pos}$	$\sigma(gb \rightarrow tH^+)[pb]$	$f_{Sim/Data}$
200	14750	3687	0.262	2.156	12
250	12500	3750	0.271	1.388	6
400	14000	4250	0.265	0.432	18
600	13161	4196	0.239	0.118	52

TAB. 6.1 – Lots d'événements de signal générés. Sont présentés la masse  $m_{H^+}$  du boson de Higgs chargé, les nombres d'événements de poids positif ( $N_{pos}$ ) et de poids négatif ( $N_{neg}$ ), le rapport théorique  $f_{neg/pos}$  entre le nombre d'événements de poids négatif et positif, la section efficace de production du boson de Higgs chargé selon le processus  $gb \rightarrow tH^+$  et le rapport entre le nombre d'événements simulés et le nombre d'événements attendus à une luminosité intégrée de  $30 \text{ fb}^{-1}$  et pour une valeur de  $\tan \beta = 35$ .

ler l'interaction avec le détecteur et de reconstruire des événements qui de toute façon vont être éliminés lors de l'analyse, permettant ainsi d'économiser considérablement du temps et de la puissance de calcul. Le filtre possède une efficacité de  $\sim 14\%$ .

Notons que le lot  $gg/qq \rightarrow t\bar{t} + jets$  contient des événements du type  $gg/qq \rightarrow t\bar{t}b\bar{b}$ . Ces événements ne doivent pas être analysés et sont donc éliminés avant l'analyse en regardant l'information contenue dans la vérité Monte-Carlo fournie par le générateur.

Le tableau 6.2 résume les propriétés des lots de bruits de fond utilisés pour l'analyse.

Processus	$N_{evt}$	$\sigma_{MS} \times \epsilon_{filtre} [pb]$	$f_{Sim/Data}$
$gg/qq \rightarrow t\bar{t}b\bar{b}$ (QCD)	45000	2.24	0.67
$gg/qq \rightarrow t\bar{t}b\bar{b}$ (ELW)	6250	0.244	0.85
$gg/qq \rightarrow t\bar{t} + jets$	550000	112	0.17

TAB. 6.2 – Lots d'événements de bruits de fonds utilisés. Sont présentés pour chaque lot le type de processus, le nombre  $N_{evt}$  d'événements générés, l'efficacité  $\epsilon_{filtre}$  du filtre appliqué lors de la génération multipliée par la section efficace  $\sigma_{MS}$  prédite par le Modèle Standard et la fraction  $f_{Sim/Data}$  du nombre d'événements simulés par rapport au nombre d'événements attendus pour  $30 \text{ fb}^{-1}$  de données.

Nous avons également généré des lots d'événements signal avec une simulation semi-détaillée. Cette simulation utilise une simulation détaillée pour



décrire le détecteur interne et une simulation rapide pour décrire les calorimètres et le système à muons. Ce genre de simulation permet de reproduire avec une meilleure fidélité les performances de l'étiquetage des jets  $b$  grâce à la simulation détaillée du détecteur interne tout en optimisant les ressources informatiques nécessaires pour la production. Nous avons généré avec la simulation semi-détaillée, six lots de signal pour des masses du boson de Higgs chargé de : 200, 250, 300, 350, 400 et 600 GeV/c<sup>2</sup>. Chaque lot contient 70000 événement de poids positifs et 20000 événements de poids négatifs. Ces lots ne seront utilisés que pour générer les histogrammes de référence qui seront utilisés par les fonctions de vraisemblance que nous allons définir dans la suite (c.f. sections 6.5 et 6.6). Les performances de l'analyse seront évaluées uniquement sur les lots faits avec la simulation détaillée.

## 6.2 Association entre l'événement reconstruit et la vérité Monte-Carlo

Pour pouvoir évaluer les performances de l'analyse, nous utilisons comme référence l'information rendue disponible par le générateur sur la vérité de ce qui a été simulé. Nous parlerons de vérité Monte Carlo quand il s'agit de cette information.

L'information sur la vérité Monte Carlo est complète, toutefois il n'existe pas un lien entre les particules générées et les objets reconstruits correspondants. Ce lien doit être créé au niveau de l'analyse. Plusieurs critères sont utilisés selon le type d'objet reconstruit.

Pour les objets élémentaires tels que les électrons, les muons et les jets, le critère utilisé est la distance  $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\varphi^2}$  entre l'objet reconstruit et l'objet généré. On associe à chaque objet reconstruit l'objet généré du même type le plus proche pourvu que la distance qui les sépare soit inférieure à une certaine valeur. Comme objets générés, sont utilisés uniquement les leptons et les partons après radiation provenant de l'événement principal, à savoir un lepton ( $e$  ou  $\mu$ ) et un neutrino provenant d'un boson  $W$ , deux quarks légers provenant d'un boson  $W$  et quatre quarks  $b$  dont trois provenant de la désintégration des deux quarks top et du boson de Higgs chargé. Le quatrième s'il est présent est produit en même temps que le boson de Higgs chargé.

Pour le lepton, la coupure utilisée pour l'association est de  $\Delta R < 0.1$  alors que pour les jets cette coupure est de  $\Delta R < 0.4$ . L'association pour les jets est faite de façon qu'au plus un jet peut être associé à un même parton.

La figure 6.2 montre pour le lepton et pour les jets, les distributions de la

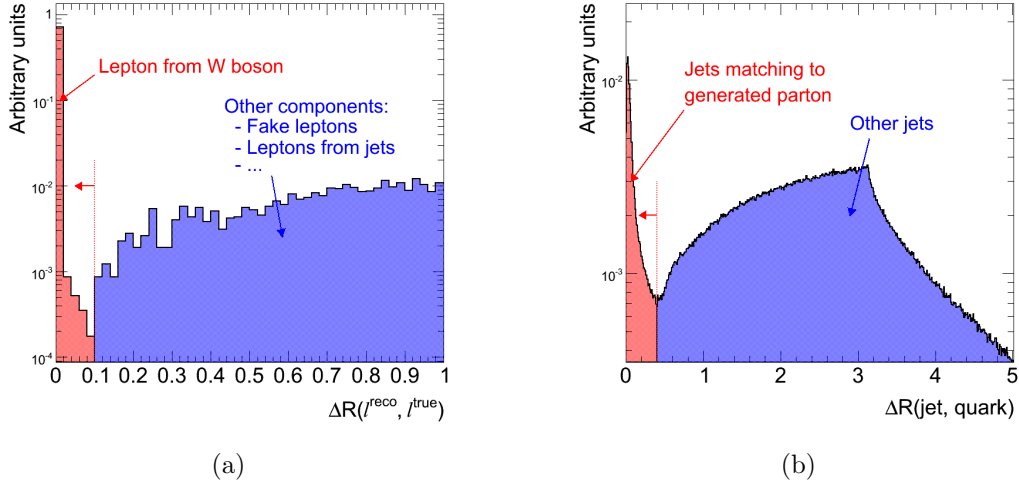


FIG. 6.2 – Distribution de la distance  $\Delta R$  entre un lepton (a) ou un parton (b) généré et les objets reconstruits du même type.

distance  $\Delta R$  entre un lepton ou un parton de la vérité Monté Carlo et tous les objets reconstruits du même type dans l'événement. Ces distributions montrent clairement une structure à deux composantes : une composante qui présente un pic à zéro et qui correspond aux objets reconstruits qui proviennent vraiment du lepton ou du parton considéré, et une composante qui ressemble plutôt à une distribution isotrope qui correspond aux objets reconstruits provenant d'autres sources.

Il est utile de noter une source d'ambiguïté affectant l'association des quarks aux jets. A cause de la radiation de gluons avant hadronisation, les quarks changent légèrement de direction et perdent une partie de leur énergie. Sachant que la radiation de gluons se fait en général de façon collinéaire à la direction du quark, ce dernier ne change que très légèrement de direction. Il existe tout de même une ambiguïté dans  $\sim 5\%$  des cas où le jet reconstruit peut être associé au parton après radiation mais pas au même parton avant radiation. Nous avons choisi d'utiliser le quark après radiation pour effectuer l'association étant donné que ce quark emporte toujours une grande partie de l'énergie qu'il avait avant radiation. C'est donc une bonne approximation de considérer que c'est le quark après radiation qui définit la direction du jet. Toutefois, pour les études de résolution des jets, l'énergie du jet reconstruit est comparée à celle du quark avant radiation étant donné que l'essentiel des gluons rayonnés restent dans le cône du jet.

Les objets composés tels que le boson  $W$ , le quark top et le boson de Higgs chargé, sont considérés comme correctement reconstruits si tous les objets élémentaires utilisés pour leur reconstruction sont correctement associés aux partons correspondants.

## 6.3 Déclenchement

Comme nous l'avons déjà vu au chapitre 2, le système de déclenchement d'ATLAS est un système à trois niveaux (L1, L2 et EF) dont l'objectif est de réduire le taux de prise de données d'environ 40 MHz à 200 Hz. Au niveau L1, des régions d'intérêt sont identifiées et passées au niveau L2. Les niveaux L2 et EF utilisent toute la granularité du détecteur dans les régions d'intérêt pour reconstruire des objets tels que : électrons, muons, leptons  $\tau$ , jets, jets  $b$  et énergie transverse manquante. Des signatures de déclenchement sont définies en utilisant les propriétés des objets reconstruits. Plusieurs signatures peuvent être combinées pour définir des signatures de déclenchement complexes.

Pour cette analyse nous avons choisi de déclencher sur un lepton isolé de grande impulsion transverse. Les signatures utilisées au niveau EF sont :

- e25i : Un électron isolé est reconstruit et identifié au niveau EF avec une impulsion transverse de  $p_T > 25$  GeV/c.
- mu20 : Un muon est reconstruit au niveau EF avec une impulsion transverse de  $p_T > 20$  GeV/c.
- x30 : Une énergie transverse manquante de  $E_T^{miss} > 30$  GeV est mesurée au niveau EF.

Le taux de déclenchement sur un leptons étant très élevé, nous avons choisi de combiner les signatures ci-dessus de la façon suivante :

$$\text{x30 AND (e25i OR mu20)} \quad (6.2)$$

L'efficacité de ce déclenchement sur les événements de signal est de l'ordre de 56%. Cette efficacité est très corrélée à l'efficacité de l'analyse elle-même de façon que le résultat final de l'analyse n'est pratiquement pas affecté par cette perte d'événements au niveau du déclenchement. Plus précisément, cette efficacité s'élève à environ 85% pour les événements ayant un leptons sélectionné et à 93% pour les événements ayant passé toute la présélection (c.f. section 6.4).

## 6.4 Présélection

La première étape de l'analyse est une présélection dont l'objectif est de garantir une bonne suppression du bruit de fond du Modèle Standard. Dans cette étape de l'analyse nous sélectionnons les événements ayant une topologie compatible avec un événement "signal" ayant passé le déclenchement.

Un tel événement doit posséder :

- exactement 1 lepton isolé ( $e$  ou  $\mu$ ) avec  $p_T^e > 25$  GeV/c ou  $p_T^\mu > 20$  GeV/c et  $|\eta| < 2.5$ .
- au moins 5 jets avec  $p_T > 25$  GeV/c et  $|\eta| < 5$ .
- au moins 3 parmi les 5 jets sont étiquetés comme jets  $b$  avec  $|\eta| < 2.5$ .

Les coupures imposées sur l'impulsion transverse garantissent la compatibilité de notre sélection avec le système de déclenchement et le seuil de reconstruction des jets.

Tandis que les coupures sur la pseudo-rapacité des différents objets garantissent la compatibilité de la sélection avec l'acceptance du détecteur, à savoir  $|\eta| < 5$  pour le système de calorimétrie et  $|\eta| < 2.5$  pour le détecteur interne.

### 6.4.1 Sélection des leptons

Les électrons ainsi que les photons dans ATLAS sont reconstruits et identifiés à partir des gerbes dans le calorimètre électromagnétique. Les électrons sont distingués des photons par la présence d'une trace spatialement associée à la gerbe.

Les muons eux sont reconstruits à l'aide des impacts laissés dans les chambres à muons et dans le détecteur interne.

Une description détaillée des algorithmes de reconstruction des leptons est présentée au chapitre 2.

#### 6.4.1.1 Les critères de sélection

**Sélection cinématique :** La première étape de sélection des leptons est la sélection cinématique. Durant cette étape, on sélectionne les candidats électrons et muons ayant vérifié les critères cinématiques cités ci-dessus, à savoir :  $|\eta| < 2.5$  et  $p_T > 25$  GeV/c pour les électrons et  $p_T > 20$  GeV/c pour les muons. Les spectres en  $p_T$  et en  $\eta$  des électrons et des muons provenant du boson  $W$  dans les événements de signal sont montrés dans la figure 6.3 pour un boson de Higgs chargé de masse  $m_{H^\pm} = 250$  GeV/c<sup>2</sup>.

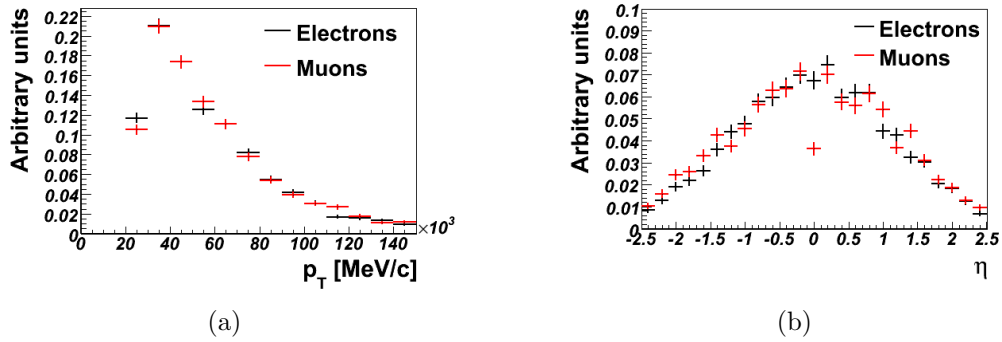


FIG. 6.3 – Spectres en impulsion transverse (a) et en pseudorapidity (b) des électrons (noir) et des muons (rouge) provenant d'un boson  $W$  pour une hypothèse sur la masse u boson de Higgs chargé de  $m_{H^+} = 250 \text{ GeV}/c^2$ .

**Identification :** Lors de la reconstruction, un critère d'identification des électrons est défini à partir d'un nombre de paramètres décrivant la forme de la gerbe électromagnétique ainsi que la qualité de la trace associée. L'algorithme de reconstruction fournit à l'utilisateur une variable d'identification qui consiste en un nombre entier portant sous forme binaire, les décisions d'une série de coupures.

Certaines de ces coupures sont trop strictes et ne sont intéressantes que pour des analyses exigeant un lot très pur d'électrons. En effet, il existe trois séries prédéfinies de coupures qui correspondent à trois niveaux de performances dits *loose*, *medium* et *tight*. Nous utilisons pour cette analyse la série de coupures *medium*. Une description détaillée de la nature exacte de ces coupures a été présentée au chapitre 2.

Les muons sont indentifiés par le simple fait qu'ils laissent une trace dans le spectromètre à muons. Aucun critère d'indentification supplémentaire n'est appliqué dans cette analyse.

**Isolation** A ce stade de la sélection, le lot d'électrons et de muons qu'on a sélectionné dans les événements de signal est déjà suffisamment pur dans le sens que les candidats sélectionnés sont en très grande majorité des vrais électrons et des vrais muons<sup>1</sup>. Mais les critères d'identification décrits ci-dessus, ne disent rien sur l'origine de ces leptons. Il nous faut donc un critère

<sup>1</sup>Ceci est également vrai pour les événements de bruit de fond  $t\bar{t}b\bar{b}$  et  $t\bar{t} + jets$ , mais tombe en défaut pour les événements de production multi-jets. Ce bruit n'a pas été étudié par manque de statistique dans les lots disponibles.

qui nous permet de distinguer entre les leptons provenant de la désintégration d'un boson  $W$  et ceux provenant de la désintégration semi-leptonique de hadrons de saveurs lourdes, c'est à dire les leptons à l'intérieur des jets. Pour cela, nous exploitons le fait que les leptons provenant des bosons  $W$  sont isolés dans le détecteur. Comme critère d'isolation nous utilisons à la fois pour les électrons ou pour les muons, l'énergie déposée dans les calorimètres dans un certain cône autour du leptons et qui ne provient pas du lepton lui même. Plusieurs valeurs du cône utilisé pour définir l'isolation ont été testées et le cône  $\Delta R = 0.2$  semble être la valeur optimale (cf. figure 6.4).

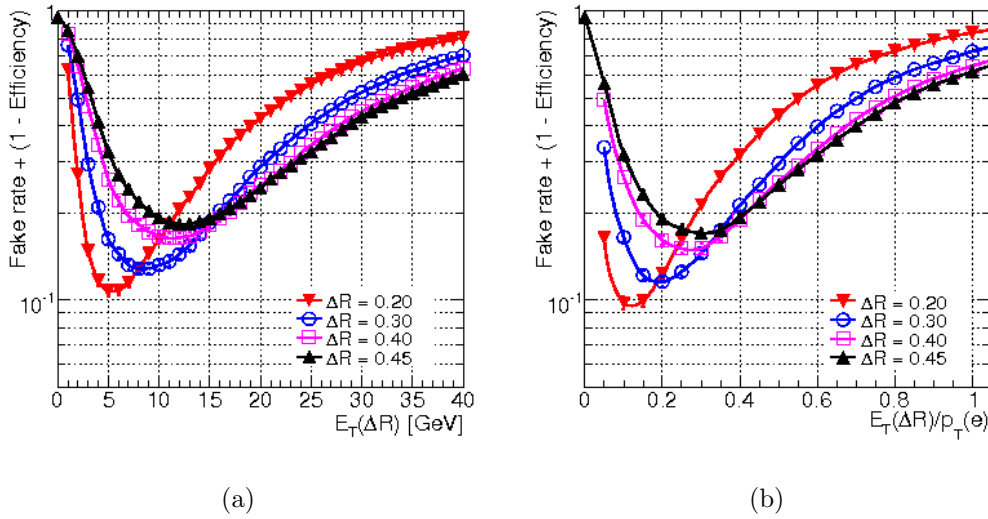


FIG. 6.4 – Taux de mauvaises sélection en fonction de la coupure d'isolation pour des événement de signal avec un boson de Higgs chargé de masse  $m_{H^+} = 250 \text{ GeV}/c^2$ . Le taux de mauvaises sélection est défini comme étant le taux de mauvais leptons sélectionnés auquel est ajouté le taux de bons électrons rejetés. Sont comparés plusieurs valeurs du cône d'isolation ainsi que l'isolation absolue (a) et relative (b).

En général, l'énergie déposée dans les calorimètres autour des leptons provenant de la désintégration semi-leptonique de hadrons de saveurs lourdes croît presque linéairement en fonction de leur énergie (cf. figure 6.6). En effet, dans ce cas, cette énergie est un indicateur de l'énergie du jet qui contient le lepton qui est elle-même corrélée à l'énergie du lepton.

Ce fait nous laisse espérer avoir une meilleure discrimination si nous définissons un critère d'isolation relatif qui utilise la même énergie telles que définie ci-dessus divisée par l'impulsion transverse du lepton. La figure 6.4 montre

les performances de cette étape de sélection. Plusieurs courbes correspondant aux différents critères d'isolation, montrent en fonction de la coupure appliquée, le taux de mauvaises sélections défini comme étant le taux de leptons sélectionnés qui ne proviennent pas du boson  $W$  ajouté au taux de leptons rejetés qui proviennent du boson  $W$ . Le critère d'isolation finalement choisi compte tenu de cette étude est l'isolation relative définie avec un cône de  $\Delta R = 0.2$ .

La figure 6.5 montre la distribution de l'isolation relative définie avec un cône de  $\Delta R = 0.2$  pour les électrons provenant du boson  $W$  et pour les autres électrons. La même distribution pour les muons est très similaire. Nous avons choisi d'appliquer une coupure de 0.1 sur l'énergie d'isolation relative ainsi définie.

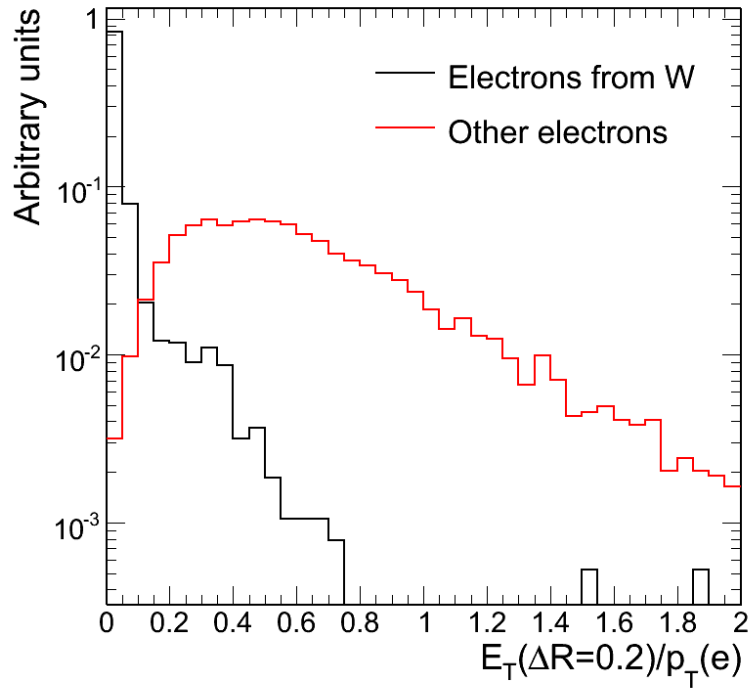


FIG. 6.5 – Energie d'isolation relative des électrons provenant de la désintégration du boson  $W$  (noir) et ceux ne provenant pas de la désintégration du boson  $W$  (rouge) pour des événements de signal avec un boson de Higgs chargé de masse  $m_{H^+} = 250 \text{ GeV}/c^2$ .

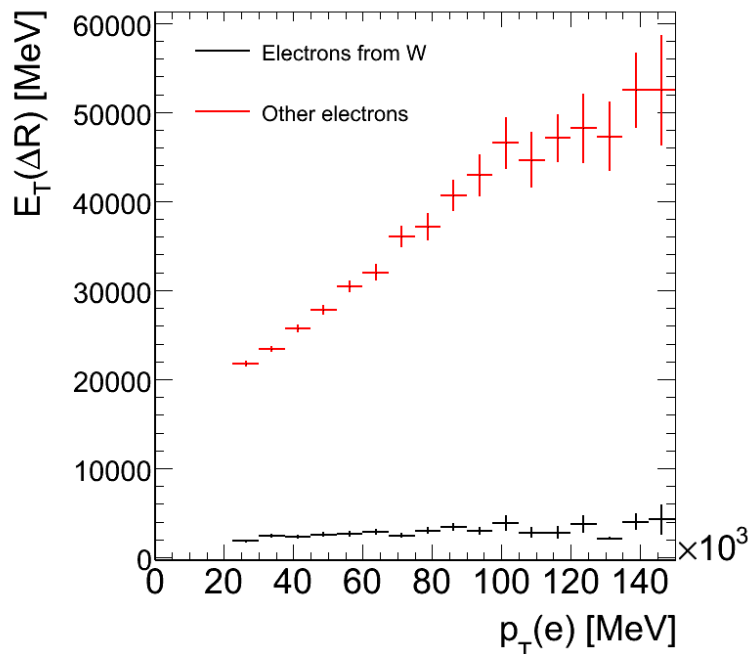


FIG. 6.6 – Energie d’isolation des électrons en fonction de l’impulsion transverse pour les électrons provenant de la désintégration du boson W (noir) et ceux ne provenant pas de la désintégration du boson W (rouge) pour des événements de signal avec un boson de Higgs chargé de masse  $m_{H^+} = 250 \text{ GeV}/c^2$ .

#### 6.4.1.2 Performances de la sélection des leptons

Après toutes les étapes de sélection décrites ci-dessus, nous obtenons pour la sélection des leptons une efficacité de  $(71.4 \pm 0.7)\%$  pour les électrons et de  $(88.7 \pm 0.5)\%$  pour les muons. Ces efficacités correspondent à une pureté de  $(97.3 \pm 0.3)\%$  pour les électrons et de  $(97.5 \pm 0.2)\%$  pour les muons. Le tableau 6.3 montre l’efficacité et la pureté de la sélection des leptons après chaque étape de sélection. Ces chiffres sont obtenus pour un boson de Higgs chargé de masse  $m_{H^+} = 250 \text{ GeV}/c^2$ , sachant que ces performances sont pratiquement indépendante de la masse du boson de Higgs chargé.

Notons que pour ce qui nous intéresse, un bon lepton est un lepton qui provient du boson W. Compte tenu de ce fait, l’efficacité est définie comme



Coupure		Cinématique	Identification	Isolation
Electrons	Efficacité (%)	$89.2 \pm 0.5$	$74.6 \pm 0.6$	$71.4 \pm 0.7$
	Pureté (%)	$32.8 \pm 0.4$	$95.1 \pm 0.7$	$97.3 \pm 0.3$
Muons	Efficacité (%)	$93.7 \pm 0.3$	-	$88.7 \pm 0.5$
	Pureté (%)	$81.5 \pm 0.5$	-	$97.5 \pm 0.2$

TAB. 6.3 – Efficacité et pureté de la sélection des électrons et des muons après les différentes coupures appliquées, à savoir : coupures cinématiques, coupure d'identification et coupure d'isolation.

étant la fraction de leptons provenant du boson  $W$  qui ont été sélectionnés et la pureté est définie comme la fraction de leptons sélectionnés qui provient du boson  $W$ .

L'efficacité ainsi que la pureté présentent une dépendance en fonction des caractéristiques cinématiques du lepton. La figure 6.7 montre l'efficacité des électrons et celle des muons en fonction de l'impulsion transverse et de la pseudorapacité.

La dépendance des performances en pseudo-rapacité est essentiellement dictée par la géométrie du détecteur. On peut particulièrement remarquer les baisses de l'efficacité des électrons dans la zone où le tonneau du détecteur rejoint le bouchon, ainsi qu'un "trou" à  $\eta = 0$  dans l'efficacité des muons qui correspond à une zone non-instrumentée.

### 6.4.2 Sélection des jets

Les jets qu'on utilise dans cette analyse sont reconstruits à partir des dépôts d'énergie dans les calorimètres électromagnétique et hadroniques à l'aide d'un algorithme de cône de 0.4 utilisant les amas topologiques. Une description plus détaillée de la reconstruction des jets a été présentée au chapitre 2.

La première étape de sélection des jets consiste à sélectionner les candidats jets avec  $p_T > 25$  GeV et  $|\eta| < 5$ .

Vu que l'algorithme de reconstruction des jets est indépendant de celui des électrons, il peut arriver qu'un même objet physique soit reconstruit à la fois en tant qu'électron et en tant que jet. Pour éviter toute confusion, on enlève des candidats jets tout ceux qui sont à une distance  $\Delta R < 0.4$  d'un électron isolé ayant passé les critères de présélection cités précédemment, et tels que le rapport de l'impulsion transverse du candidat jet à celle de l'électron soit supérieure à 0.7.

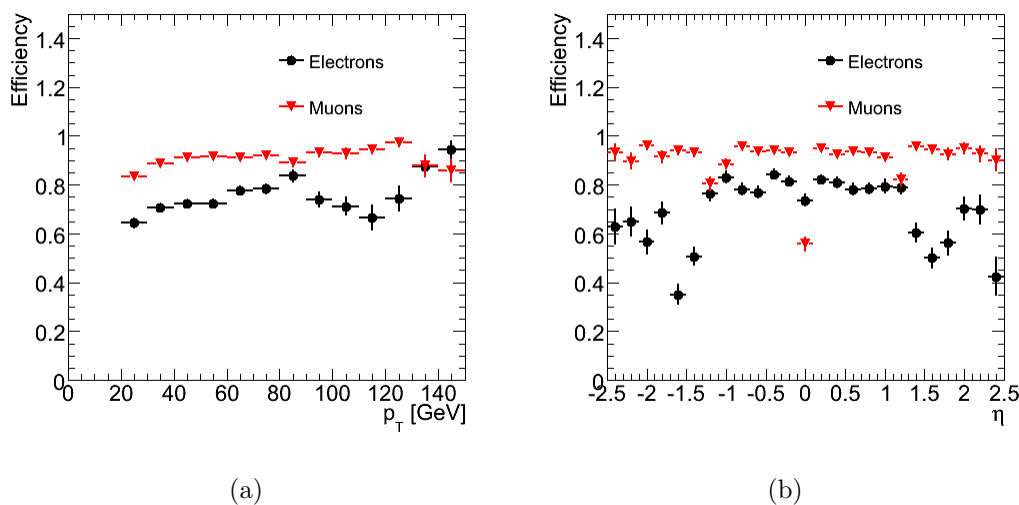


FIG. 6.7 – Efficacité de la sélection des électrons (noir) et des muons (rouge) en fonction de l'impulsion transverse (a) et de la pseudorapidité (b).

#### 6.4.2.1 Etiquetage des jets $b$

Afin d'identifier parmi les jets sélectionnés ceux qui sont des jets de saveur  $b$ , on utilise l'algorithme d'étiquetage IP3D+SV1 qui exploite le fait que les hadrons contenant un quark  $b$  ont une durée de vie suffisamment grande pour être mesurable. Cette méthode est basée d'une part sur la présence dans un jet  $b$  d'un vertex secondaire qu'on arrive à reconstruire et exploiter les propriétés (SV1), et d'autre part sur la présence dans le jet  $b$  de traces de grand paramètre d'impact (IP3D). Une description assez détaillée des méthodes d'étiquetage des jets  $b$  a été présentée au chapitre 3.

Le paramètre de sortie de l'algorithme d'étiquetage des jets  $b$  est un poids  $w$  sur lequel on applique une coupure pour décider si un jet est de saveur  $b$ . Cette coupure sera optimisée dans la suite pour obtenir une signification statistique maximale.

A ce stade de l'analyse, on suppose que les méthodes d'étiquetage des jets  $b$  ont été comprises et maîtrisées. Toutefois, les systématiques liées à la mauvaise estimation des performances de l'étiquetage des jets  $b$  seront étudiées dans la section 6.8.

#### 6.4.2.2 Correction de l'énergie des jets

Même après la calibration effectuée au niveau de la reconstruction des jets (cf. chapitre 2), plusieurs effets font que l'énergie des jets est systématiquement sous-estimée comparée à l'énergie des quarks avant hadronisation. En général, et surtout pour les jets de basses énergies, une partie des particules issues du jet déposent leur énergie en dehors du cône du jet. A cela s'ajoute l'existence dans les jets de saveur lourde, de muons et de neutrinos, issus de la désintégration semi-leptonique des hadrons beaux et charmés, qui déposent très peu ou pas d'énergie dans les calorimètres.

Cette sous-estimation de l'énergie des jets peut devenir très importante à basses énergies (typiquement de l'ordre de 40% pour un jet de  $p_T = 20$  GeV/c), étant donné que les particules issues du jet sont de moins en moins collimées et échappent plus facilement au cône du jet. Il faut donc corriger l'énergie des jets pour tenir compte de ces effets.

La figure 6.8 montre pour les jets  $b$  et les jets légers, le rapport entre l'énergie du parton avant radiation au niveau de la vérité Monte Carlo et l'énergie du jet reconstruit qui lui est associé en fonction de l'impulsion transverse du jet. Pour décrire ce rapport, un ajustement est effectué avec une fonction exponentielle de la forme :

$$f(p_T) = a_0 + e^{a_1 + a_2 p_T} \quad (6.3)$$

Cet ajustement est utilisé pour corriger l'énergie des jets. La figure 6.9 montre la résolution en impulsion transverse des jets  $b$  et des jets légers avant et après calibration. La résolution est calculée en effectuant la différence entre l'impulsion transverse du jet et celle du parton avant radiation qui lui est associé normalisé par rapport à l'énergie du parton :

$$\text{Résolution} = \frac{p_T^{\text{jet}} - p_T^{\text{quark}}}{p_T^{\text{quark}}} \quad (6.4)$$

#### 6.4.2.3 Performance de la sélection des jets

L'efficacité de reconstruction des jets dans les événements de signal est, pour un boson de Higgs de masse  $m_{H^+} = 250$  GeV/c<sup>2</sup>, de  $(91.9 \pm 0.1)\%$  pour les jets  $b$  et de  $(91.0 \pm 0.1)\%$  pour les jets légers. Cette efficacité présente une certaine dépendance de la cinématique du jet qu'on peut voir dans la figure 6.10.

L'efficacité d'étiquetage des jets  $b$  est ajustable et dépend de la coupure qu'on choisit d'appliquer sur le poids  $w$  des jets. On peut donc en principe choisir

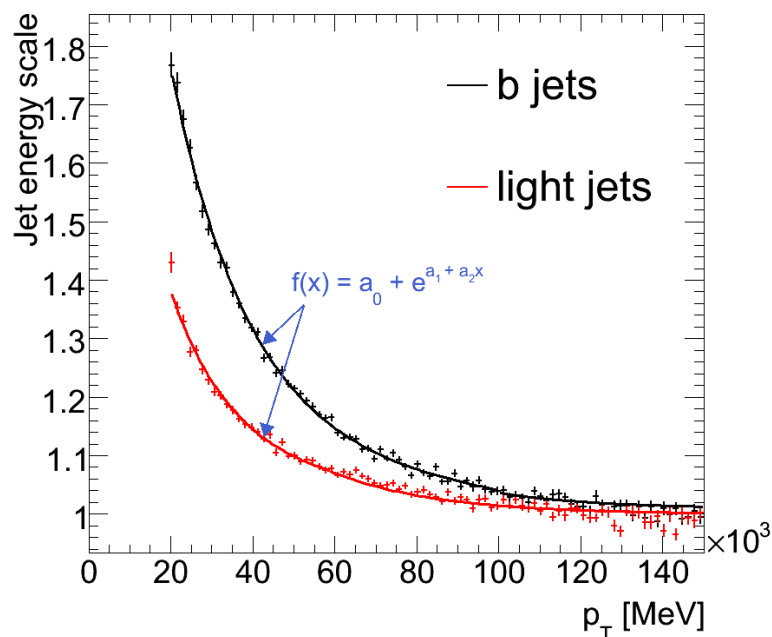


FIG. 6.8 – Facteur de correction de l'échelle d'énergie des jets en fonction de l'impulsion transverse des jets pour les jets légers (rouge) et les jets  $b$  (noir). L'ajustement est effectué avec une fonction exponentielle de la forme :  $f(p_T) = a_0 + e^{a_1 + a_2 p_T}$

l'efficacité à laquelle on aimerait travailler. Toutefois, le prix à payer pour choisir une efficacité élevée est un faible pouvoir de rejet des jets légers et surtout des jets  $c$ . Un faible rejet des jets légers se traduit par une acceptation élevée pour le bruit  $t\bar{t} + jets$ . En effet, la présence plutôt fréquente de jets  $c$  qui peuvent accompagner la paire  $t\bar{t}$  ou encore provenir de la désintégration du boson  $W$ , rend la tâche de rejeter ce bruit encore plus difficile. La figure 6.11 montre la distribution du poids des jets légers, des jets  $c$  et des jet  $b$  et la figure 6.12 montre le rejet des jets légers et des jets  $c$  en fonction de l'efficacité d'étiquetage des jets  $b$ .

La coupure sur le poids d'étiquetage des jets  $b$  est choisie de façon à optimiser la signification statistique du signal (c.f. section 6.6). La valeur optimale de la coupure sur le poids d'étiquetage des jets  $b$  est de l'ordre de  $w = 6$ . Avec cette valeur, nous obtenons une efficacité d'étiquetage des jets  $b$  de  $(63.5 \pm 0.2)\%$  et un rejet de  $(6.0 \pm 0.2)$  pour les jets  $c$  et de  $(71 \pm 3)$  pour les jets légers. Les performances de l'étiquetage des jets  $b$  présentent une dépendance en

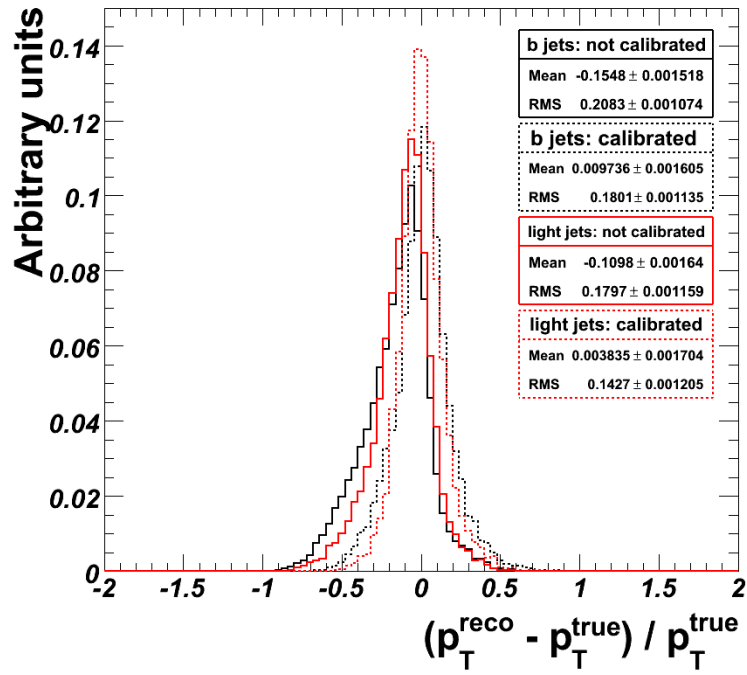


FIG. 6.9 – Résolution en impulsion transverse des jets légers (rouge) et des jets  $b$  (noir) avant (traits pleins) et après (traits pointillés) la correction de leur énergie.

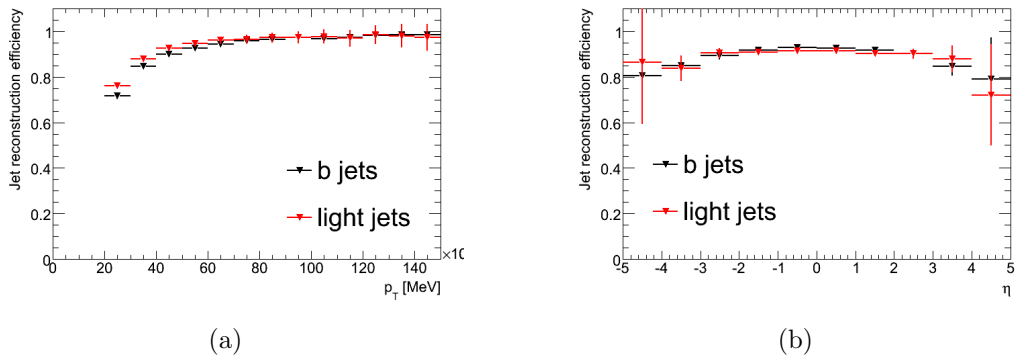


FIG. 6.10 – Efficacité de reconstruction des jets légers (rouge) et des jets  $b$  (noir) en fonction de l'impulsion transverse (a) et de la pseudorapidité (b) du jet.

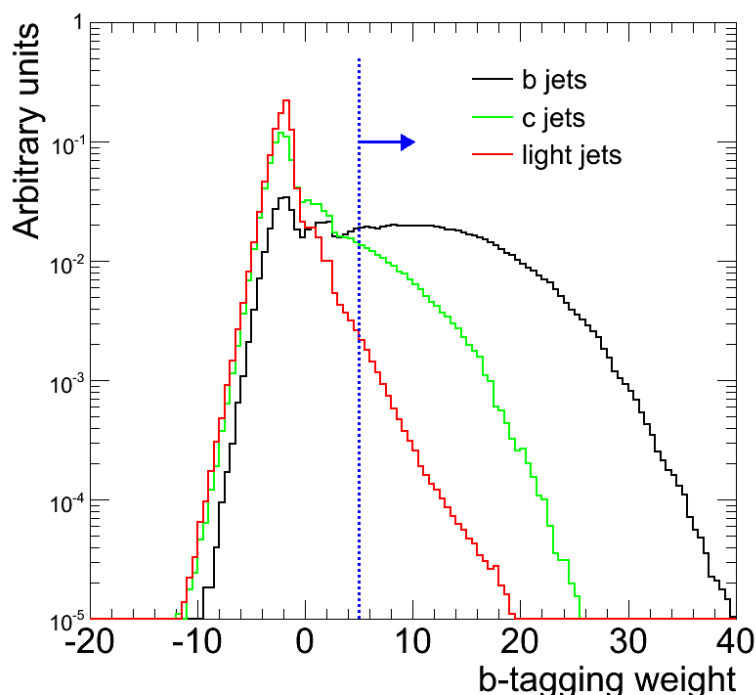


FIG. 6.11 – Distribution du poids fourni par l'algorithme d'étiquetage des jets  $b$  IP3D+SV1, pour les jets  $b$  (noir),  $c$  (vert) et légers (rouge).

fonction de la cinématique du jet. La figure 6.13 montre l'efficacité d'étiquetage des jets  $b$  en fonction de l'impulsion transverse et de la pseudorapidité du jet. Cette dépendance en fonction de la cinématique du jet a été expliquée en détail au chapitre 3. Rappelons qu'à basses impulsions transverses et à grandes pseudo-rapidités, les effets dus aux diffusions multiples et aux interactions nucléaires des particules chargées avec la matière du détecteur sont responsables d'une dégradation des performances d'étiquetage des jets  $b$ . Tandis qu'à hautes impulsions transverses, les effets de collinéarité des traces augmentent les ambiguïtés lors de la reconstruction des traces. A cela s'ajoute les désintégrations tardives des hadrons  $B$  qui ont lieu après la première couche de détection contribuant ainsi à la baisse des performances de l'étiquetage des jets  $b$ .

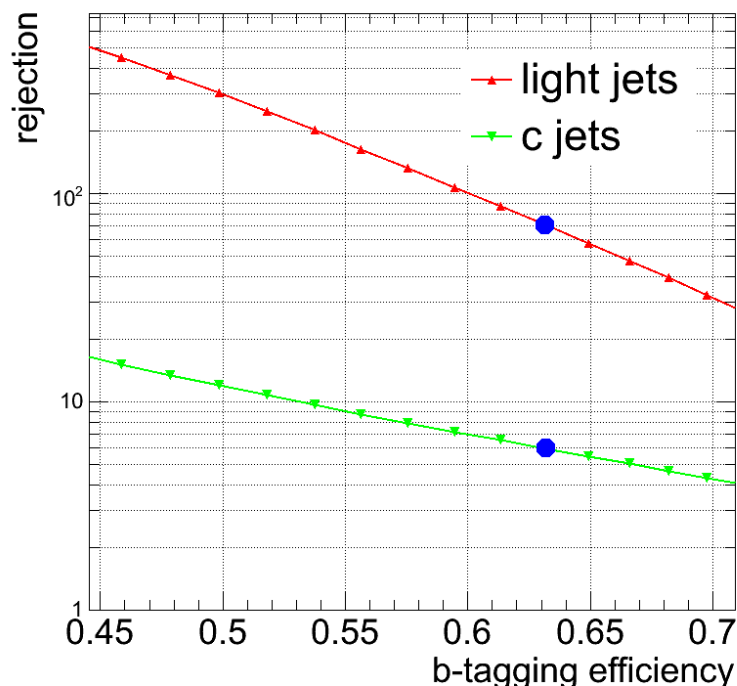


FIG. 6.12 – Rejet des jets  $c$  (vert) et légers (rouge) en fonction de l'efficacité des jets  $b$ . Les différents points sur la courbe sont obtenus pour différentes coupures sur le poids IP3D+SV1. Les points bleus sont ceux obtenus pour la coupure que nous avons choisie pour l'analyse :  $w > 6$ .

### 6.4.3 Performances de la présélection

Le tableau 6.4 montre l'efficacité après chaque étape de présélection pour les différentes hypothèses de masses du boson de Higgs chargé.

L'efficacité de présélection dépend de la masse du boson de Higgs chargé compte tenu des différents spectres, surtout en impulsion transverse.

Un des effets qui influence l'efficacité de présélection est l'étiquetage des jets  $b$ . La figure 6.14 montre l'efficacité d'étiquetage des jets  $b$  en fonction de la masse du boson de Higgs chargé. On observe une amélioration en performances pour les grandes masses qui est corrélée avec une distribution en impulsion transverse plus dure des jets  $b$ . A très grandes masses, l'efficacité d'étiquetage des jets  $b$  diminue légèrement à cause du fait que l'étiquetage des jets  $b$  perd en performance à très grand  $p_T$ .

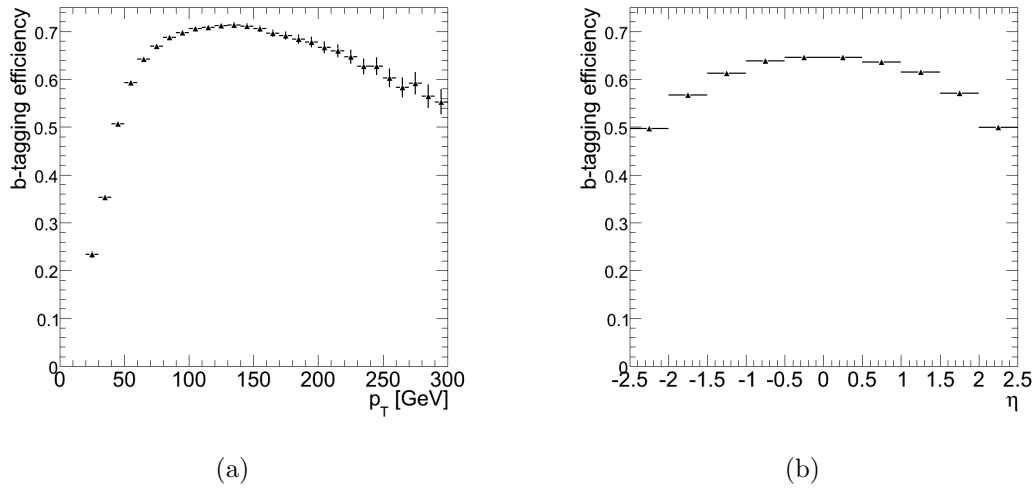


FIG. 6.13 – Efficacité de l'étiquetage des jets  $b$  en fonction de l'impulsion transverse (a) et de la pseudorapidité (b).

$m_{H^+}$	I	II	III	IV
200 GeV/c <sup>2</sup>	55.8%	53.72%	44.0%	4.8%
250 GeV/c <sup>2</sup>	56.4%	53.52%	47.9%	8.9%
400 GeV/c <sup>2</sup>	57.2%	53.62%	49.9%	11.9%
600 GeV/c <sup>2</sup>	56.8%	53.32%	50.1%	12.2%

TAB. 6.4 – Fraction absolue des événements de signal sélectionnés après chaque étape de présélection pour les quatre points de masse du boson de Higgs chargé. Les différentes étapes sont : (I) le déclenchement, (II) l'exigence d'un lepton, (III) l'exigence d'au moins 5 jets et (IV) l'exigence de 3 jets  $b$ .

Un autre effet qui joue un rôle également important est le spectre en impulsion transverse des jets. En effet, pour les petites masses, une fraction plus importantes des jets de l'événement signal ne sont pas suffisamment énergétiques pour passer la coupure sur l'impulsion transverse. La figure 6.15 montre la fraction de jets de l'événement signal qui passent la coupure sur l'impulsion transverse en fonction de la masse du boson de Higgs chargé.

Ces deux effets font que l'efficacité globale de présélection augmente avec la masse du boson de Higgs chargé. La figure 6.16 montre l'efficacité de la présélection en fonction de la masse du boson de Higgs chargé.



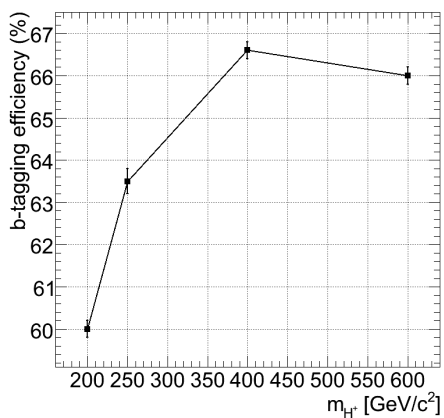


FIG. 6.14 – Efficacité d'étiquetage des jets  $b$  en fonction de la masse du boson de Higgs chargé.

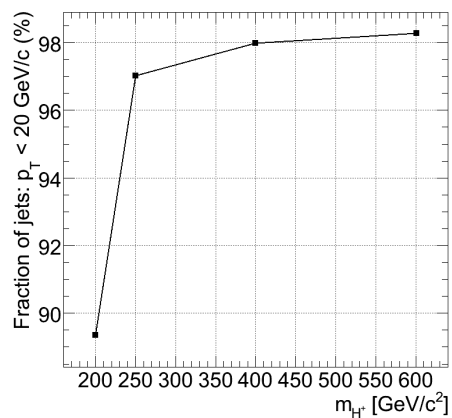


FIG. 6.15 – Fraction de jets de l'événement signal qui passent la coupure sur l'impulsion transverse en fonction de la masse du boson de Higgs chargé.

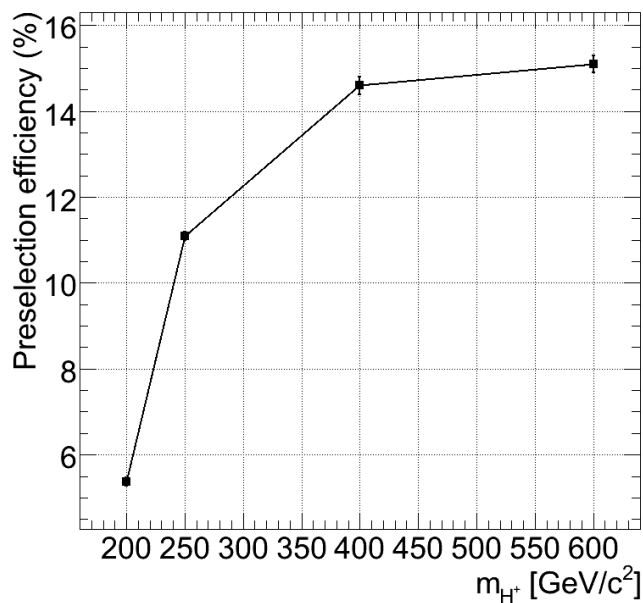


FIG. 6.16 – Efficacité globale de la présélection en fonction de la masse du boson de Higgs chargé.

## 6.5 Reconstruction

A ce stade de l'analyse, on suppose qu'on a bien identifié au moins deux jets légers, trois jets  $b$ , un lepton et de l'énergie transverse manquante qu'on suppose égale à la composante transverse d'un neutrino. Ces objets constituent les particules élémentaires au bout de la chaîne de désintégration de l'événement étudié.

L'étape suivante consiste à associer correctement ces différents objets pour reconstruire toute la chaîne de désintégration afin de pouvoir remonter au boson de Higgs chargé. Plus précisément, la reconstruction a pour but de :

- Reconstruire le boson  $W$  qui se désintègre leptoniquement. Pour cela, on associe le lepton et le neutrino dont la composante longitudinale est déterminée en imposant une contrainte sur la masse invariante du système lepton-neutrino. Cette masse invariante doit être égale à la masse connue du boson  $W$ .
- Identifier parmi les jets légers deux candidats pour reconstruire le boson  $W$  qui se désintègre hadroniquement.
- Identifier parmi les jets  $b$  un candidat qu'on associe au boson  $W$  leptonique et un autre qu'on associe au boson  $W$  hadronique afin de reconstruire la paire de quarks top.
- Identifier un candidat quark top et un candidat jet  $b$  pour former le boson de Higgs chargé.

### 6.5.1 Reconstruction du $W$ leptonique

L'ingrédient qui manque pour pouvoir reconstruire le boson  $W$  leptonique est la composante longitudinale du neutrino. Ce dernier, échappant complètement à toute détection directe, est identifié en effectuant un bilan énergétique de tous les dépôts d'énergie dans le détecteur. Le neutrino est ainsi indentifié à la composante manquante de ce bilan. Cette procédure suppose trois ingrédients :

- Une bonne calibration du détecteur, une bonne maîtrise des systèmes calorimétriques et du spectromètre à muons.
- Une hermiticité parfaite du détecteur.
- Une connaissance exacte de l'état initiale avant la collision.

Or dans un collisionneur hadronique, les deux derniers points ne peuvent être réalisés que dans la projection transverse de l'événement. En effet, la fraction d'énergie longitudinale emportée par les partons contribuant à l'événement dur est inconnue et ne peut pas être mesurée vue que l'essentiel de l'événement sous-jacent échappe à la détection dans le tube à vide. On suppose par

contre une bonne mesure de l'énergie manquante transverse qu'on assimile à l'énergie transverse du neutrino.

Pour déterminer la composante longitudinale  $p_z^\nu$  du neutrino, on utilise une contrainte cinématique qui exige que la masse invariante du système formé par l'électron et le neutrino soit égale à la masse du boson  $W$  :

$$m_W^2 = (E^\ell + E^\nu)^2 - (\vec{p}^\ell + \vec{p}^\nu)^2 \quad (6.5)$$

Ceci conduit à une équation du second degré en  $p_z^\nu$  de la forme :

$$Ap_z^{\nu 2} + Bp_z^\nu + C = 0 \quad (6.6)$$

avec :

$$A = 4(p_z^{\ell 2} - E^{\ell 2}) \quad (6.7)$$

$$B = 4(m_W^2 p_z^\ell + 2(\vec{p}_T^\ell \cdot \vec{p}_T^\nu) p_z^\ell) \quad (6.8)$$

$$C = m_W^4 + 4(\vec{p}_T^\ell \cdot \vec{p}_T^\nu + m_W^2)(\vec{p}_T^\ell \cdot \vec{p}_T^\nu) - 4E^{\ell 2} p_T^{\nu 2} \quad (6.9)$$

L'équation (6.6) possède en général deux solutions réelles distinctes ce qui conduit à deux candidats boson  $W$  reconstruits.

Toutefois, comme on le voit sur la figure 6.17, dans  $\sim 30\%$  des cas, on a  $\Delta = B^2 - 4AC < 0$  et donc l'équation ne possède aucune solution réelle. Ceci arrive accidentellement à cause des effets de résolution. Pour récupérer ces événements, une approximation est faite qui consiste à négliger la partie complexe, ce qui revient à supposer  $\Delta = 0$ . Dans ce cas, on reconstruit un seul candidat  $W$ .

### 6.5.2 Les combinatoires

Nous avons à ce stade, tous les ingrédients pour pouvoir reconstruire l'événement en remontant la chaîne complète de désintégration. Il s'agit de l'étape la plus difficile de l'analyse étant donné que le nombre de combinaisons possibles pour associer les différents objets élémentaires et reconstruire l'état initial recherché est très grand. Ce nombre est donné par :

$$N = 2 \times N_\nu \times \binom{2}{N_j} \times N_b! \quad (6.10)$$

Où  $N_\nu$  est le nombre de solutions pour les neutrinos,  $N_j$  est le nombre de jets légers et  $N_b$  est le nombre de jets  $b$ . Le facteur deux est le nombre de

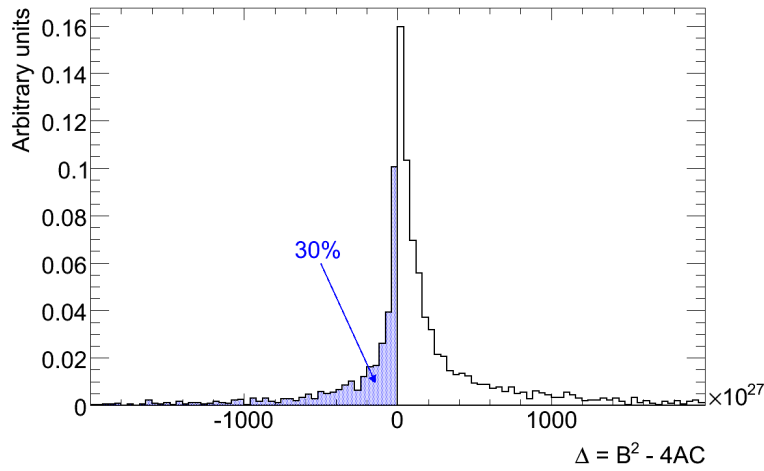


FIG. 6.17 – Distribution du discriminant  $\Delta = B^2 - 4AC$  de l'équation du second degré utilisée pour calculer l'impulsion longitudinale du neutrino. On peut remarquer la partie négative qui correspond aux cas où aucune solution réelle n'existe.

candidats quarks top.

Le nombre total de combinaisons par événement est très grand pouvant atteindre les 1000 combinaisons.

Le grand nombre de combinaisons possibles est une source de bruit de fond combinatoire. Pour lutter contre ce bruit et essayer de choisir la bonne combinaison, une fonction de vraisemblance qui exploite les propriétés cinématiques de l'événement signal, est utilisée.

### 6.5.2.1 Formalisme de vraisemblance

Le formalisme de vraisemblance utilisé pour cette analyse a pour objectif de discriminer entre  $n$  classes d'événements en exploitant  $m$  variables discriminantes.

Pour chaque variable  $i = 1, \dots, m$ , on suppose connue la densité de probabilité  $f_j^i(x_i)$  d'observer la valeur  $x_i$  pour un événement de classe  $j$ . La probabilité qu'un événement soit de classe  $j$  sachant qu'on a observé la valeur  $x_i$  de la

variable  $i$  est alors donnée par :

$$p_j^i(x_i) = \frac{f_j^i(x_i)}{\sum_{k=1}^n f_k^i(x_i)} \quad (6.11)$$

L'information sur l'ensemble des  $m$  variables est combinée pour définir la fonction de vraisemblance qu'un événement soit de classe  $j$  :

$$\mathcal{L}_j = \frac{\prod_{l=1}^m p_l^j(x_l)}{\sum_{k=1}^n \prod_{l=1}^m p_l^k(x_l)} \quad (6.12)$$

Lorsque les variables  $i = 1, \dots, m$  sont indépendantes, cette fonction de vraisemblance peut être interprétée comme la probabilité qu'un événement appartienne à la classe  $j$  lorsqu'on mesure les valeurs  $x_i$  des variables  $i = 1, \dots, m$ . Lorsque de faibles corrélations sont présentes entre les différentes variables, l'interprétation en terme de probabilité n'est plus valide, toutefois, la fonction de vraisemblance garde un certain pouvoir discriminant qui permet de reconnaître un événement d'un certain type  $j$  parmi les événements d'autres types.

#### 6.5.2.2 Reconstruction à l'aide d'une fonction de vraisemblance

Pour lutter contre le bruit combinatoire, nous utilisons le formalisme que nous venons de décrire pour discriminer entre deux classes d'événements : les événements où l'on a associé correctement les différents objets élémentaires pour reconstruire la chaîne de désintégration du boson de Higgs chargé (les bonnes combinaisons), et les événements où cette association n'est pas correcte (les mauvaises combinaisons).

Comme variables discriminantes, nous utilisons huit variables cinématiques :

- $M_{jj}$  : la masse invariante des deux jets légers utilisés pour reconstruire le boson  $W$  qui se désintègre hadroniquement.
- $M_{jjb}$  : la masse invariante du système formé par deux jets légers et un jet  $b$  qu'on a associé pour reconstruire un quark top.
- $M_{\ell\nu b}$  : La masse invariante du système formé par le lepton, un neutrino et un jet  $b$  qu'on a associé pour reconstruire un quark top.
- $p_T(b_H)$  : l'impulsion transverse du jet  $b$  associé à la désintégration du boson de Higgs chargé.

- $\Delta R(j, j)$  : la distance  $\Delta R$  entre les deux jets légers utilisés pour reconstruire le boson  $W$  hadronique.
- $\Delta R(jj, b)$  : la distance  $\Delta R$  entre le système des deux jets légers qu'on a choisi pour reconstruire le  $W$  hadronique et le jet  $b$  qui lui est associé pour reconstruire le quark top.
- $\Delta R(\ell, b)$  : la distance  $\Delta R$  entre le lepton et le jet  $b$  qui lui est associé pour reconstruire un quark top.
- $\Delta R(b_H, t_H)$  : la distance  $\Delta R$  entre le jet  $b$  et le quark top utilisés pour reconstruire le boson de Higgs chargé.

Pour les combinaisons correctement reconstruites, les masses  $M_{jj}$ ,  $M_{jjb}$  et  $M_{\ell vb}$  sont censés avoir des valeurs proches des valeurs connues de la masse du boson  $W$  pour  $M_{jj}$  et du quark top pour  $M_{jjb}$  et  $M_{\ell vb}$ . Quand aux variables angulaires, elles sont motivées par le fait que deux particules provenant de la désintégration d'une même particule mère ne doivent pas être trop séparées mais plutôt proches. La variable  $p_T(b_H)$  rend compte du fait que le jet  $b$  provenant de la désintégration du boson de Higgs chargé doit être plus énergétique que les autres jets compte tenu de la masse du boson de Higgs chargé.

Les distributions de ces variables pour les bonnes et les mauvaises combinaisons sont montrées dans la figure 6.18 pour un boson de Higgs chargé de masse  $m_{H^+} = 250 \text{ GeV}/c^2$ . Pour déterminer si une combinaison est correctement reconstruite, nous nous basons sur la vérité Monté Carlo telle que décrite dans la section 6.2.

Selon la variable, ces distributions dépendent plus ou moins de la masse du boson de Higgs chargé.

Les variables  $M_{jj}$ ,  $M_{jjb}$  et  $M_{\ell vb}$  ne dépendent quasiment pas de la masse du boson de Higgs chargé quand il s'agit d'une bonne combinaison, toutefois, une légère dépendance est observée pour les mauvaises combinaisons. Ces distributions ont une valeur moyenne légèrement plus grande lorsque  $m_{H^+}$  augmente à cause de la présence de jets énergétiques dans l'événement.

Les variables angulaires  $\Delta R(j, j)$ ,  $\Delta R(jj, b)$  et  $\Delta R(\ell, b)$  présentent une légère dépendance en  $m_{H^+}$  lorsqu'il s'agit de bonnes combinaisons. Cette dépendance est due essentiellement au boost du quark top produit lors de la désintégration d'un boson de Higgs chargé de grande masse.

Les variables  $p_T(b_H)$  et  $\Delta R(b_H, t_H)$  présentent une dépendance très forte de la masse du boson de Higgs chargé lorsqu'il s'agit de bonnes combinaisons. En particulier, lorsque  $m_{H^+}$  est proche de la masse du top, le jet  $b$  produit lors de la désintégration du boson de Higgs chargé est très peu énergétique. La distribution de  $p_T(b_H)$  possède alors une valeur moyenne plus petite que celle

de la distribution du  $p_T$  des autres jets dans l'événement. Pour les grandes masses, on observe l'effet contraire tandis que pour des masses intermédiaires proches de  $250 \text{ GeV}/c^2$ , cette variable devient très peu discriminante.

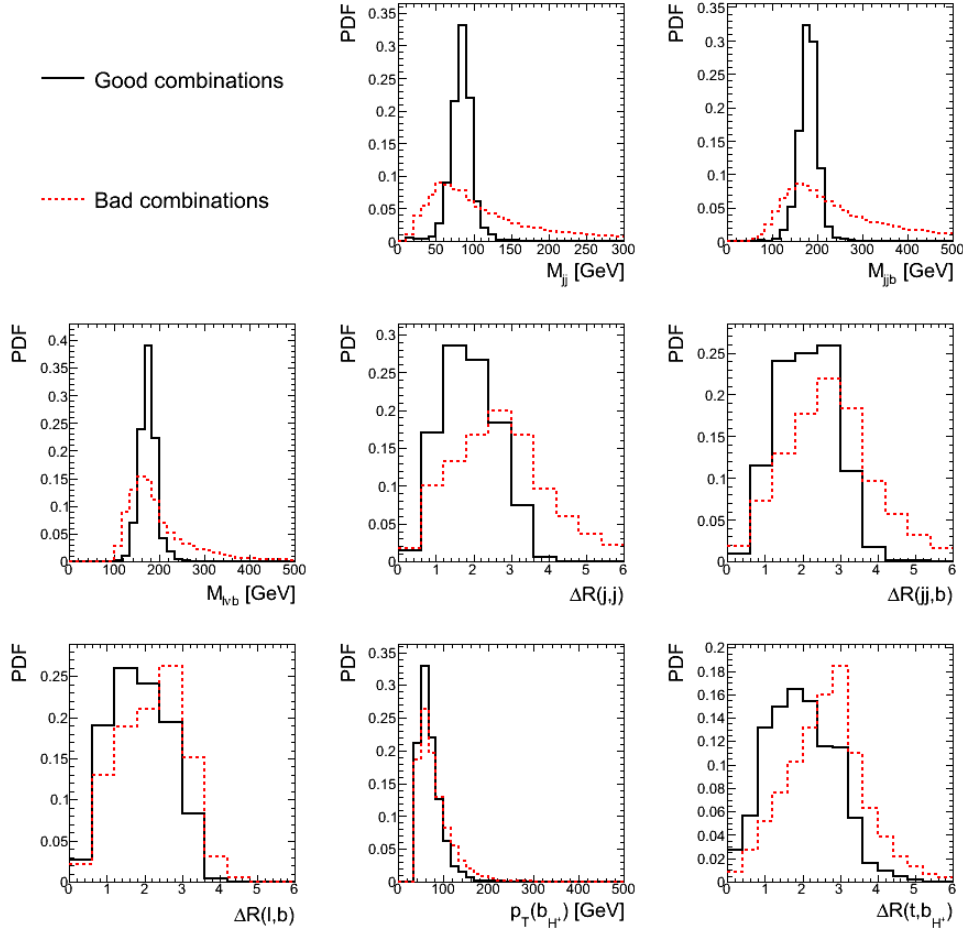


FIG. 6.18 – Les distributions des variables utilisées par la fonction de vraisemblance contre le bruit de fond combinatoire pour les bonnes (noir) et mauvaises (rouge) combinaisons, pour une hypothèse sur la masse du boson de Higgs de  $m_{H^+} = 250 \text{ GeV}/c^2$ . Les distributions sont normalisés au même nombre d'entrées.

La figure 6.19 montre la distribution de la vraisemblance pour les bonnes et mauvaises combinaisons. Comme prévu, la distribution pour les bonnes combinaisons présente un pic à 1 alors que celle des mauvaises combinaisons présente un pic à 0. Un petit pic à 1 est également présent pour les mauvaises

combinaisons et un autre à 0 pour les bonnes combinaisons. Ceci est dû aux corrélations qui existent entre les variables utilisées pour définir la fonction de vraisemblance. En effet, les variables angulaires  $\Delta R(j, j)$ ,  $\Delta R(jj, b)$  et  $\Delta R(\ell, b)$  sont respectivement corrélées aux masses invariantes  $M_{jj}$ ,  $M_{jjb}$  et  $M_{\ell\nu b}$  pour les mauvaises combinaisons (figure 6.20). Ceci s'explique par le fait que la masse invariante de deux quadri-vecteurs est plus petites lorsque les deux quadri-vecteurs sont collinéaires.

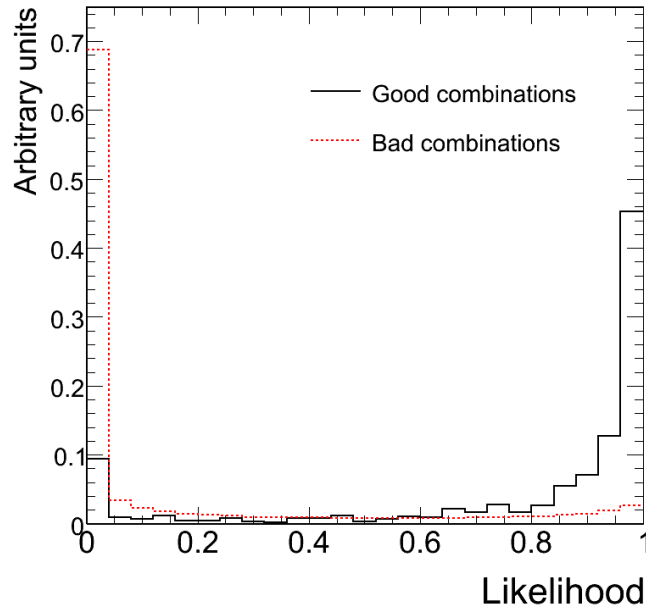


FIG. 6.19 – Distributions de la vraisemblance pour les bonnes (noir) et mauvaises (rouge) combinaisons.

Pour reconstruire l'état final recherché, nous choisissons parmi toutes les combinaisons possibles, celle qui possède la plus grande valeur de la fonction de vraisemblance. Cette combinaison est considérée comme la bonne combinaison. Afin d'améliorer la pureté de la reconstruction du boson de Higgs chargé, l'événement est rejeté si la combinaison choisie possède une valeur de la fonction de vraisemblance inférieure à 0.8. La valeur de cette coupure n'a pas de grands effets sur le potentiel de découverte et donc elle n'est pas optimisée. L'efficacité de cette coupure<sup>2</sup> varie entre 77% pour un boson de Higgs chargé de masse  $m_{H^+} = 250 \text{ GeV}/c^2$  et 82% pour  $m_{H^+} = 600 \text{ GeV}/c^2$ .

<sup>2</sup>Dans ce contexte, l'efficacité est la fraction d'événements qui passent la coupure.



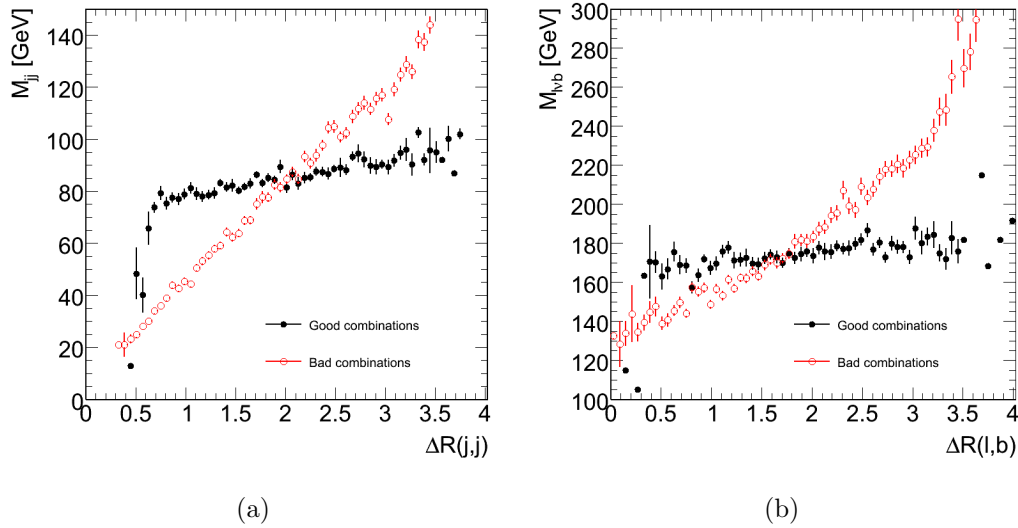


FIG. 6.20 – Les masses invariantes  $M_{jj}$  (a) et  $M_{\ell\nu b}$  (b) en fonction des distances  $\Delta R(j, j)$  et  $\Delta R(l, b)$  respectivement. Les variables  $M_{jjb}$  et  $\Delta R(jj, b)$  présentent également le même genre de corrélation.

Pour les événements de bruit, cette efficacité est de l'ordre de 71%.

A cause du très grand nombre de mauvaises combinaisons par événement, on trouve souvent une mauvaise combinaison qui possède une vraisemblance plus élevée que celle de la bonne combinaison. Cependant, nous arrivons à obtenir une pureté de reconstruction<sup>3</sup> du boson de Higgs chargé qui varie entre 12% et 23% selon la masse du boson de Higgs chargé. Le tableau 6.5 montre les puretés de reconstruction du boson  $W$  hadronique, des deux quarks top et du boson de Higgs chargé.

La figure 6.21 montre les distributions des masses du boson  $W$  hadronique, des deux quarks top et du boson de Higgs chargé tels que reconstruites par la méthode de vraisemblance pour un boson de Higgs de  $m_{H^+} = 250 \text{ GeV}/c^2$ .

Le fait que les distributions d'une partie des variables utilisées dans la fonction de vraisemblance dépendent de la masse du boson de Higgs chargé, une hypothèse de masse doit être faite lors de la construction des histogrammes de références pour ces variables. Ceci introduit un biais dans la masse reconstruite des événements de bruit de fond pour des hypothèses de masse

<sup>3</sup>Dans ce contexte, la pureté est définie comme la fraction d'objets qui sont correctement reconstruits.

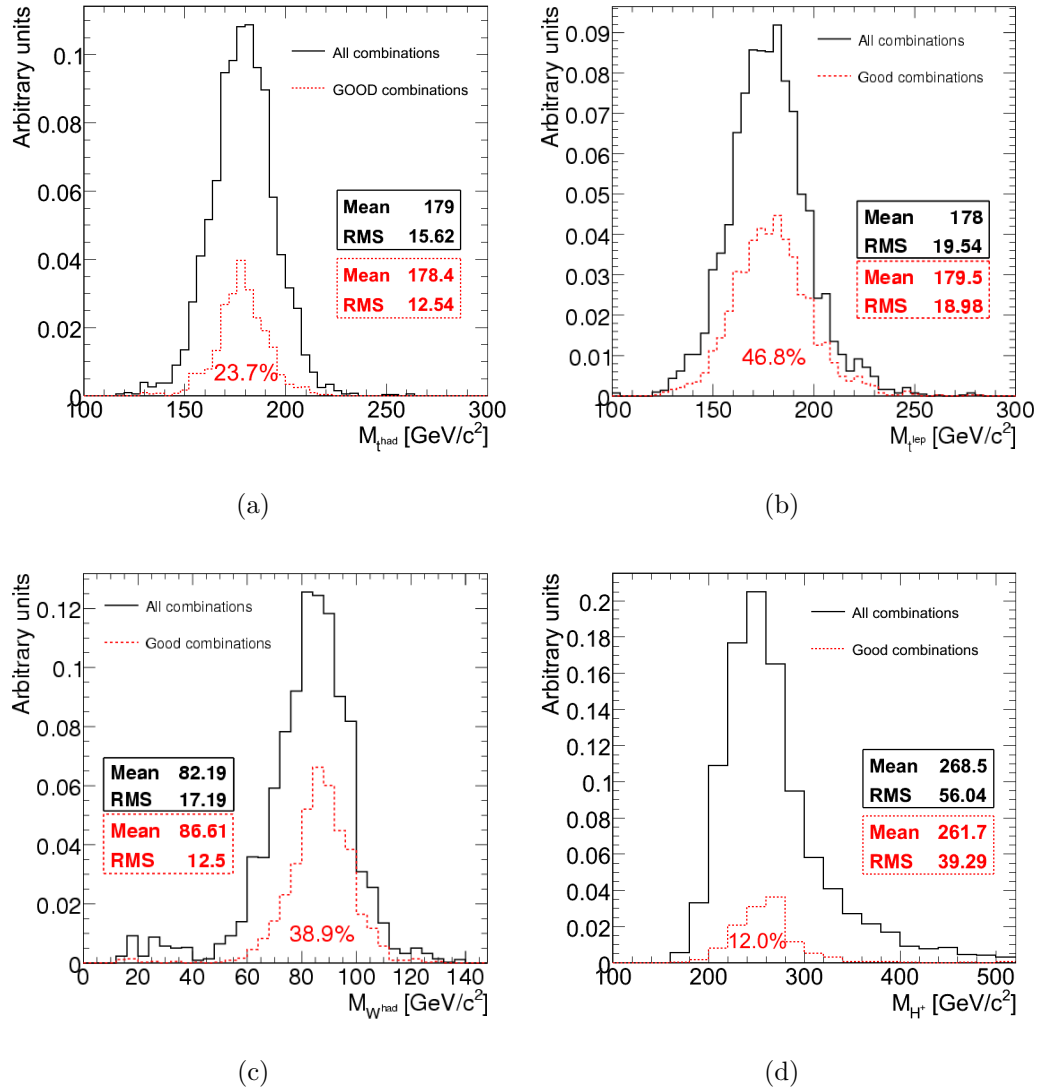


FIG. 6.21 – Masse des différents objets pour les combinaisons ayant un maximum de vraisemblance (noir) et parmi celles-ci, pour celles qui sont correctement reconstruites (rouge) : quark top hadronique (a), quark top leptonique (b), boson  $W$  hadronique (c) et boson de Higgs chargé (d).

masse ( $\text{GeV}/c^2$ )	200	250	400	600
Pureté du boson $W$ hadronique	36.5%	38.9%	38.2%	37.4%
Pureté du top hadronique	28.5%	23.7%	28.6%	29.9%
Pureté du top leptonique	59.0%	46.8%	54.9%	62.8%
Pureté du boson de Higgs chargé	21.7%	12.0%	16.0%	23.0%

TAB. 6.5 – Pureté de reconstruction des différents objets de la chaîne de désintégration d'un événement signal. La pureté est définie comme étant la fraction d'objets reconstruits qui ont été correctement reconstruits.

inférieures à  $400 \text{ GeV}/c^2$ . La figure 6.22 montre la valeur moyenne de la masse reconstruite du boson de Higgs chargé dans les événements  $t\bar{t}b\bar{b}$  et  $t\bar{t} + jets$  en fonction de l'hypothèse de masse utilisée pour la reconstruction.

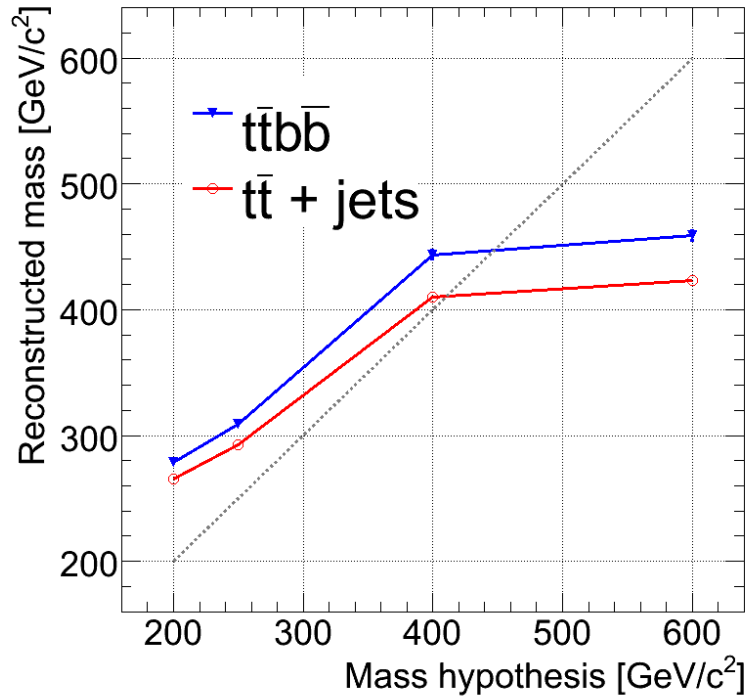


FIG. 6.22 – Biais sur la masse reconstruite du boson de Higgs chargé introduit par la reconstruction des événements de bruits de fond  $t\bar{t}b\bar{b}$  (bleue) et  $t\bar{t} + jets$  (rouge) en fonction de l'hypothèse sur la masse du boson de Higgs chargé.

Le biais qu'on observe fait que le pic de la distribution de la masse du boson de Higgs chargé reconstruit dans les événements de signal soit superposé à celui dans les événements de bruits de fond.

## 6.6 Dernières sélections

### 6.6.1 Description de la sélection

A ce stade de l'analyse, le bruit de fond dominant est le bruit  $t\bar{t} + jets$  (cf. tableau 6.7). Pour supprimer ce bruit, exiger la présence d'un quatrième jet  $b$  dans l'événement s'avère utile. Toutefois, le quatrième jets  $b$  est étiqueté avec une coupure plus relâchée sur le poids  $w$  d'étiquetage des jets  $b$ . Cette coupure est optimisée pour maximiser la signification statistique. La signification statistique est donnée, en supposant un comportement gaussien du signal et du bruit de fond, par :

$$S = \frac{N_{signal}}{\sqrt{N_{bruit}}} = A \frac{\epsilon_b^s}{\sqrt{\epsilon_b^b}} \quad (6.13)$$

où  $A$  est un facteur qui dépend de la luminosité intégrée et des sections efficaces du bruit et du signal et de l'acceptance de l'analyse mise à part l'étiquetage des jets  $b$ . Les paramètres  $\epsilon_b^s$  et  $\epsilon_b^b$  sont respectivement les acceptances du signal et du bruit lorsqu'on applique l'étiquetage des jets  $b$ . Ces acceptances sont déterminées par la coupure qu'on choisi sur le poids  $w$  des jets. Pour estimer la valeur optimale de cette coupure, nous avons effectué un balayage de la coupure sur le poids entre  $w = 0$  et  $w = 10$ . Pour chaque valeur de la coupure,  $\epsilon_b^s$  et  $\epsilon_b^b$  sont mesurés. La figure 6.23 montre le rapport  $\frac{\epsilon_b^s}{\sqrt{\epsilon_b^b}}$  qui représente la signification statistique à un facteur  $A$  près, en fonction des coupures sur le poids  $w$  qu'on applique sur le troisième et le quatrième jets  $b$ . Le test est réalisé pour une masse du boson de Higgs de  $m_{H^+} = 250 \text{ GeV}/c^2$ . La valeur optimale de la signification est obtenue lorsqu'on exige 3 jets avec un poids supérieur à  $w = 6$  et un quatrième avec un poids supérieur à  $w = 0$ . Les valeurs optimales de ces coupures sont pratiquement indépendantes de la masse du boson de Higgs chargé.

Les événements passant cette sélection sont soumis à la dernière étape de l'analyse dont l'objectif est de réduire le bruit de fond physique.

Pour cela, nous avons défini une deuxième fonction de vraisemblance dont le but est de discriminer entre trois types d'événements : le signal et les deux bruits de fonds principaux, à savoir  $t\bar{t}b\bar{b}$  (selon les deux modes de production

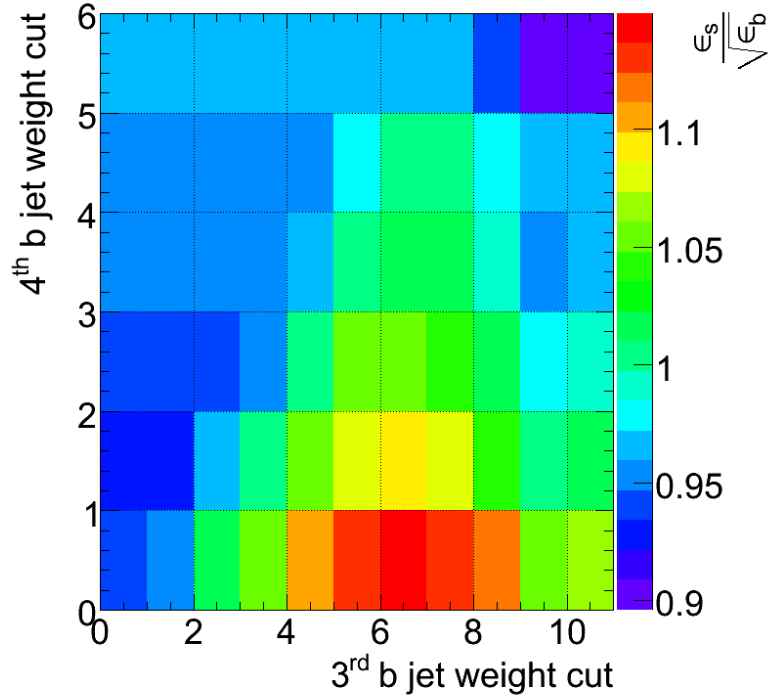


FIG. 6.23 – Optimisation de la coupure sur le poids pour l'étiquetage des jets  $b$ .

QCD et électro-faible) et  $t\bar{t} + jets$ . La fonction de vraisemblance est définie à l'aide de sept variables :

- $w_{b_3}$  : le poids d'étiquetage du troisième jet  $b$  dans l'ordre décroissant du poids.
- $w_{b_4}$  : le poids d'étiquetage du quatrième jet  $b$  dans l'ordre décroissant du poids. Cette variable ainsi que la précédente  $w_{b_3}$ , permettent de lutter contre le bruit de fond  $t\bar{t} + jets$ . En effet, dû à l'absence de vrais jets  $b$  dans ces événements, ces poids doivent être relativement petits.
- $\langle \mathcal{L} \rangle$  : la valeur moyenne de la fonction de vraisemblance combinatoire sur toutes les combinaisons possibles par événement.
- $L_{max}$  : la valeur de la fonction de vraisemblance combinatoire pour la combinaison choisie par l'algorithme de reconstruction. Cette variable ainsi que  $\langle \mathcal{L} \rangle$  sont motivées par l'absence de bonnes combinaisons dans les événements de bruit de fond. Nous avons constaté une corrélation relativement faible entre ces deux variables. Nous avons donc choisi de les utiliser ensemble dans la fonction de vraisemblance.

- $\cos \theta(b_H, b_4)$  : le cosinus de l'angle entre le jet  $b$  associé à la désintégration du boson de Higgs chargé et le quatrième jet  $b$  dans l'événement. Cette variable est motivée par le fait que dans les événements  $t\bar{t}b\bar{b}$  les deux quarks  $b$  proviennent de la fragmentation de gluons et sont donc colinéaires. Par contre pour les événements de signal, cette distribution doit être plate.
- $\cos \theta(t^{boost}, H^+)$  : le cosinus de l'angle formé entre le quark top associé à la désintégration du boson de Higgs chargé et le boson de Higgs chargé. La quadri-impulsion du quark top étant rapportée au référentiel de repos du boson de Higgs chargé. Étant donné que le boson de Higgs chargé est une particule scalaire, la distribution de cette variable dans les événements de signal doit être plate. Pour le bruit on s'attend à un pic à un : en effet, les deux quarks top possèdent une impulsion beaucoup plus grande que celle des deux quarks  $b$ , et par conséquent, lorsqu'on associe un quark top à un quark  $b$ , c'est le quark top qui détermine la direction du système formé.
- $M_{b_H, b_4}$  : la masse invariante du jet  $b$  associé à la désintégration du boson de Higgs chargé et du quatrième jet dans l'événement. Cette masse doit être petite pour des jets de quarks  $b$  provenant de la fragmentation de gluons dans les événements  $t\bar{t}b\bar{b}$ . Pour les événements signal, la présence d'un jet  $b$  de grande impulsion provenant de la désintégration du boson de Higgs chargé, rend cette distribution plus grande.

La figure 6.24 montre les distributions de ces variables pour un boson de Higgs de masse  $m_{H^+} = 250 \text{ GeV}/c^2$ . Certaines de ces variables ne présentent pas la discrimination attendue. Ceci est essentiellement dû au bruit de fond combinatoire. La section 6.6.2 étudie en détails les effets du bruit de fond combinatoire sur l'analyse.

La figure 6.25 montre la distribution de la fonction de vraisemblance définie à partir de ces variables pour deux hypothèses de masse du boson de Higgs chargé :  $m_{H^+} = 250 \text{ GeV}/c^2$  et  $m_{H^+} = 600 \text{ GeV}/c^2$ . Les événements ayant une vraisemblance supérieure à une certaine coupure sont sélectionnés. La valeur de cette coupure est optimisée pour maximiser la signification statistique sur la découverte d'un boson de Higgs chargé. La figure 6.26 montre le gain en signification statistique apporté par la fonction de vraisemblance en fonction de la coupure appliquée pour différentes valeurs de la masse du boson de Higgs chargé. Les performances de cette sélection sont meilleures pour les grandes masses du boson de Higgs chargé à cause de certaines variables comme  $M_{b_H, b_4}$  qui sont plus discriminantes à grandes masses. Le gain en signification statistique induit par cette étape de sélection varie entre 1.5% pour  $m_{H^+} = 200 \text{ GeV}/c^2$  et 35% pour  $m_{H^+} = 600 \text{ GeV}/c^2$ , et ceci pour une

coupure sur la fonction de vraisemblance allant de 0.2 à 0.45. Cette étape de sélection induit un léger biais sur la distribution de la masse reconstruite du boson de Higgs chargé. Le biais est mesuré comme étant l'écart relatif entre la valeur moyenne de la masse reconstruite du boson de Higgs chargé après et avant la sélection :

$$\text{Biais} = \frac{\langle \text{masse} \rangle_{\text{après coupure}} - \langle \text{masse} \rangle_{\text{avant coupure}}}{\langle \text{masse} \rangle_{\text{avant coupure}}} \quad (6.14)$$

La figure 6.27 montre le biais en fonction de la coupure sur la fonction de vraisemblance pour les événements de signal et des deux bruits de fond principaux pour deux hypothèses de masses du boson de Higgs chargé :  $m_{H^+} = 250 \text{ GeV}/c^2$  et  $m_{H^+} = 600 \text{ GeV}/c^2$ . Pour la majorité des cas, le biais est inférieur à 15% pour une coupure sur la fonction de vraisemblance inférieure à 0.45.

Le tableau 6.6 montre la coupure optimale sur la fonction de vraisemblance, le gain en signification statistique et le biais sur la masse reconstruite du boson de Higgs chargé induit sur les événements de bruit de fond ( $t\bar{t}b\bar{b}$  et  $t\bar{t} + jets$ ) correspondant à cette coupure pour différentes hypothèses de la masse du boson de Higgs chargé.

$m_{H^+} \text{ (GeV}/c^2\text{)}$	200	250	400	600
Coupure optimale	0.2	0.3	0.35	0.45
Gain en signification	1.5%	10%	20%	35%
Biais sur $t\bar{t}b\bar{b}$	-3.7%	-9%	2%	12%
Biais sur $t\bar{t} + jets$	-4.2%	-7%	5%	16.5%

TAB. 6.6 – Tableau résumant, en fonction de la masse du boson de Higgs chargé, les coupures optimales sur la fonction de vraisemblance, le gain en signification et le biais sur la masse reconstruite du boson de Higgs chargé induit sur les événements de bruit de fond.

Une dernière étape permet de réduire encore d'avantage le bruit de fond  $t\bar{t} + jets$ . Cette étape consiste à appliquer une coupure plus dure sur le poids d'étiquetage du quatrième jet  $b$  dans l'événement. Cette coupure ne permet pas d'améliorer la signification statistique, au contraire, elle la réduit de  $\sim 10\%$ . Toutefois, elle permet d'améliorer le rapport signal sur bruit d'un facteur  $\sim 10$ , ce qui rend l'analyse moins sensible aux erreurs systématiques sur la prédiction du bruit de fond. Nous reviendrons avec plus de détails sur ce sujet dans la section 6.7.

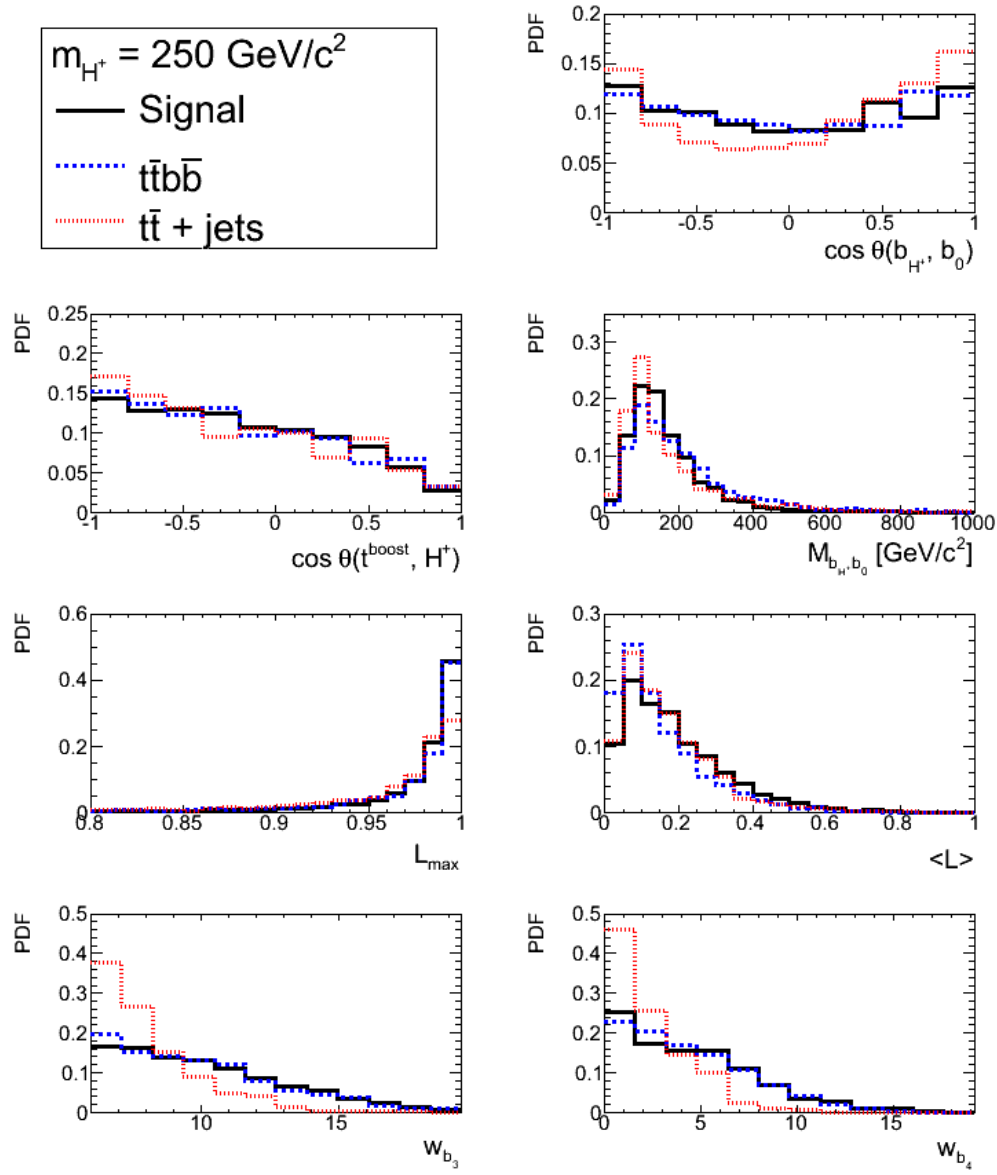


FIG. 6.24 – Distributions des variables utilisées par la fonction de vraisemblance contre le bruit de fond physique pour le signal (noir) et les deux bruits de fond principaux :  $t\bar{t}b\bar{b}$  (bleu) et  $t\bar{t} + jets$  (rouge).



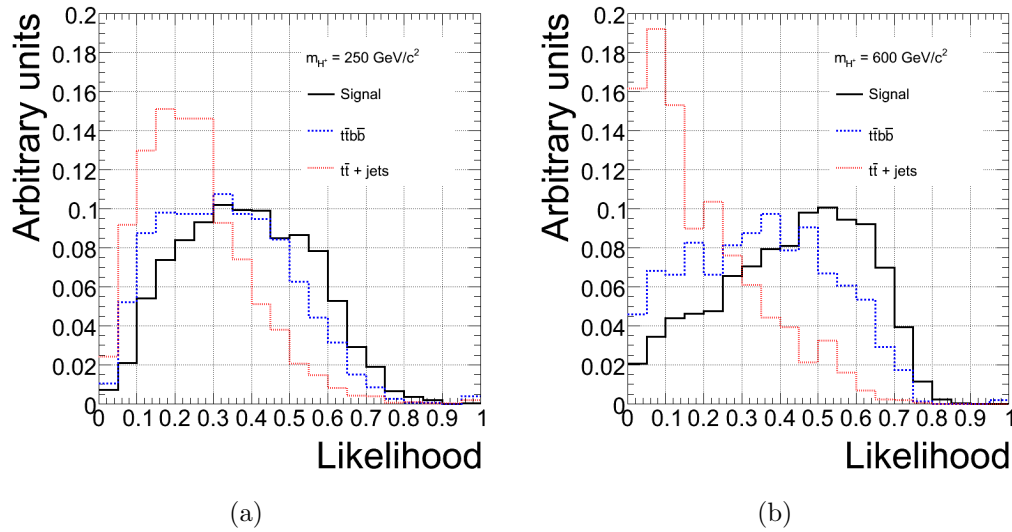


FIG. 6.25 – Distributions de la vraisemblance pour deux hypothèses de masse,  $m_{H^+} = 250 \text{ GeV}/c^2$  (a) et  $m_{H^+} = 600 \text{ GeV}/c^2$  (b), pour le signal (noir) et les deux bruits de fond principaux :  $t\bar{t}b\bar{b}$  (bleu) et  $t\bar{t} + jets$  (rouge).

### 6.6.2 Effet du bruit de fond combinatoire

Le bruit de fond combinatoire constitue le problème majeur de cette analyse. En effet, même avec un très bon pouvoir de rejet, la pureté obtenue avec la fonction de vraisemblance que nous avons définie pour résoudre la combinatoire, est inférieure à 23% pour le boson de Higgs chargé. La figure 6.28 montre la vraie origine d'un jet qu'on détermine à l'aide de la vérité Monte Carlo, en fonction de l'origine du jet telle que déterminée à l'aide de l'algorithme de reconstruction. On peut y constater surtout un échange entre le jet  $b$  provenant du boson de Higgs et les jets  $b$  provenant des deux quarks top. Les jets provenant de l'événement sous-jacent et de fragmentation de gluons sont relativement bien rejetés (jusqu'à  $\sim 75\%$ ). La contamination avec ces jets affecte surtout la reconstruction du boson  $W$  hadronique.

Pour quantifier l'effet des combinatoires sur l'analyse, nous avons effectué l'analyse en reconstruisant l'événement en se basant sur la vérité Monte Carlo, éliminant ainsi complètement le bruit de fond combinatoire. Pour les événements de bruit de fond, nous avons forcé la bonne reconstruction de la paire  $t\bar{t}$ , la bonne combinaison pour le boson de Higgs chargé n'étant pas définie. Il reste alors quatre combinaisons possibles par événement pour re-

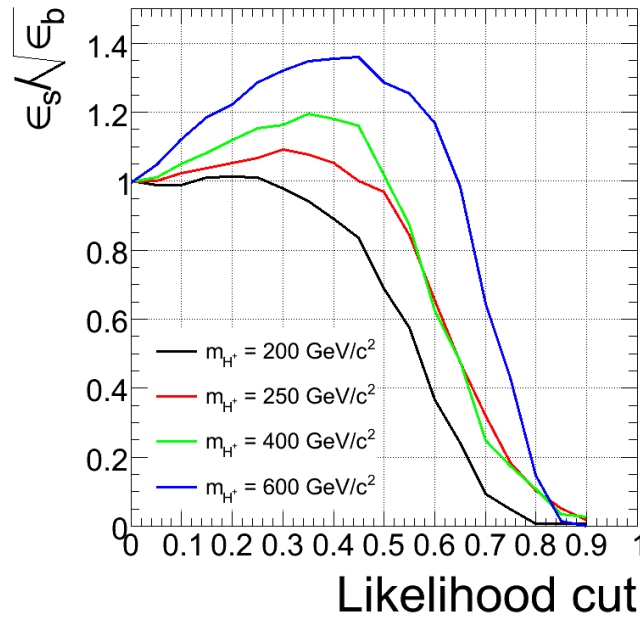


FIG. 6.26 – Variation de la signification statistique en fonction de la coupure sur la fonction de vraisemblance de sélection pour les différentes hypothèses sur la masse du boson de Higgs chargé.

construire la masse du boson de Higgs chargé. Les quatre événements sont considérés avec un poids égal comme quatre événements distincts.

Les variables comme  $\cos \theta(b_H, b_4)$ ,  $M_{b_H, b_4}$  et  $\cos \theta(t^{boost}, H^+)$  sont fortement affectées par le bruit de fond combinatoire. A titre d'exemple, nous montrons dans la figure 6.29 la distribution de la variable  $\cos \theta(t^{boost}, H^+)$  pour les événements de signal et des deux bruits de fond principaux lorsqu'on force la reconstruction de la bonne combinaison à l'aide de la vérité Monte Carlo.

Comme on peut le remarquer, par exemple en comparant la distribution de  $\cos \theta(t^{boost}, H^+)$  dans les figures 6.29 et 6.24, le bruit de fond combinatoire modifie radicalement l'allure de cette variable. La figure 6.30 montre la distribution de la fonction de vraisemblance pour une hypothèse de masse du boson de Higgs de  $m_{H^\pm} = 250 \text{ GeV}/c^2$  lorsqu'on force la bonne reconstruction. Le gain en signification statistique induit par la coupure sur la fonction de vraisemblance en fonction de la valeur de cette coupure est montré dans la figure 6.31 en comparant la reconstruction normale à la reconstruction forcée à l'aide de la vérité Monte Carlo. Le bruit de fond combinatoire réduit

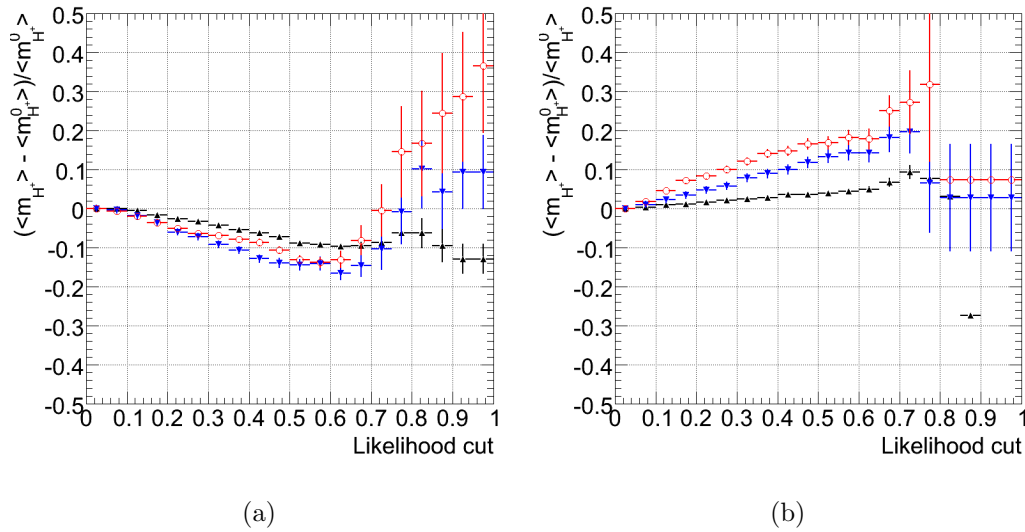


FIG. 6.27 – Biais sur la masse reconstruite du boson de Higgs chargé induit par la coupure sur la fonction de vraisemblance en fonction de la valeur de cette coupure. Le biais est montré pour les événements de signal (noir) et des deux bruits de fond principaux  $t\bar{t}b\bar{b}$  (bleu) et  $t\bar{t} + jets$  (rouge), pour les deux hypothèses de masse du boson de Higgs chargé :  $m_{H^+} = 250 \text{ GeV}/c^2$  (a) et  $m_{H^+} = 600 \text{ GeV}/c^2$  (b).

le gain en signification de  $\sim 90\%$  à  $\sim 10\%$  pour un boson de Higgs chargé de masse  $m_{H^+} = 250 \text{ GeV}/c^2$ .

## 6.7 Résultats

### 6.7.1 Présentation des résultats

L'efficacité de sélection des événements après toutes les étapes de l'analyse sur les événements de signal varie entre 0.4% pour un boson de Higgs chargé de masse  $m_{H^+} = 200 \text{ GeV}/c^2$  et 1.0% pour  $m_{H^+} = 600 \text{ GeV}/c^2$ . Pour le bruit de fond cette efficacité est de 0.5 à 0.8% pour le bruit  $t\bar{t}b\bar{b}$  et de 0.003 à 0.007% pour le bruit  $t\bar{t} + jets$ . Le tableau 6.7 résume l'efficacité de l'analyse après chaque étape de sélection pour les quatre points de masse et les trois bruits de fond physiques étudiés. Le tableau 6.8 montre les efficacités globales de l'analyse sur les événements de signal et de bruit de fond physique pour les quatre hypothèses de masses étudiées.

jet matched to	j from W	16	3.5	7.2	5.3	60.1
	b from $H^+$	3.5	25.3	23.6	35.7	2.3
	b from $t_{\text{had}}$	3.5	15.1	47.3	21.9	2.8
	b from $t_{\text{lep}}$	3.6	48.4	15.2	22.6	1.7
	Other	73.2	7.4	6.4	14.2	32.9
		jet used for				
		Other	b from $t_{\text{lep}}$	b from $t_{\text{had}}$	b from $H^+$	j from W

FIG. 6.28 – Origine selon la vérité Monte Carlo des jets utilisés pour reconstruire les différents objets de l'état final, pour une hypothèse sur la masse du boson de Higgs de  $m_{H^+} = 250 \text{ GeV}/c^2$ . Sont montrés les pourcentage des jets utilisés pour reconstruire chaque objet de l'état final associés à chacun des objets de la vérité Monte Carlo.

Pour estimer les performances de l'analyse, nous utilisons la distribution de la masse du boson de Higgs reconstruit. La figure 6.32 montre la masse du boson de Higgs chargé reconstruit pour le signal et les bruits de fond physiques. Le pic du signal n'est pas séparable du pic du bruit de fond. Ceci est dû essentiellement au biais introduit par la reconstruction sur cette distribution. L'extraction du bruit de fond à partir des données est donc très difficile et par conséquent, l'analyse nécessitera une bonne prédiction du bruit de fond.

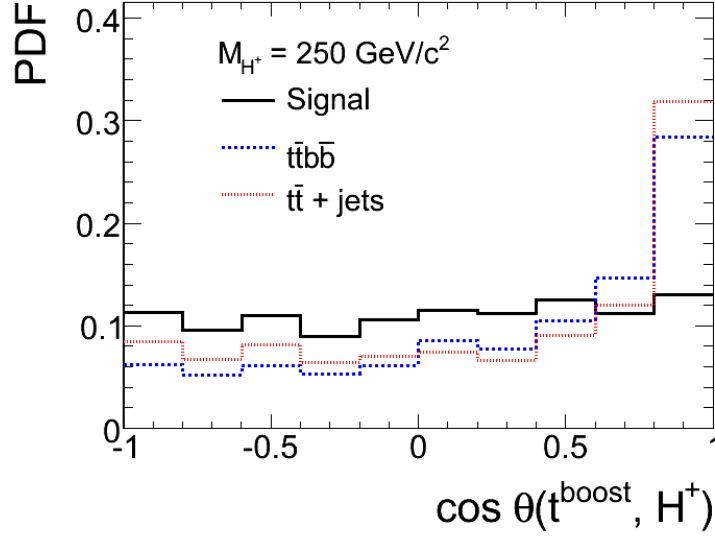


FIG. 6.29 – Distribution de  $\cos \theta(t^{\text{boost}}, H^+)$  pour les événements de signal (noir) et pour les deux bruits de fond principaux :  $t\bar{t}b\bar{b}$  (bleu) et  $t\bar{t} + \text{jets}$  (rouge), pour les bonnes combinaisons reconstruites en se basant sur la vérité Monte Carlo.

La signification statistique est calculée en supposant une fluctuation gaussienne pour le bruit de fond. Pour tenir en compte la forme du signal et du bruit, nous considérons chaque bin de la distribution de la masse du boson de Higgs chargé reconstruit comme une expérience indépendante. Les bins contenant un nombre insuffisant d'événements ( $< 20$  événements) pour être compatible avec l'hypothèse de distribution normale sont écartés. La signification statistique de chaque bin est donnée par :

$$S_{bin} = \frac{N_{bin}^s}{\sqrt{N_{bin}^b}} \quad (6.15)$$

où  $N_{bin}^s$  et  $N_{bin}^b$  sont respectivement le nombre d'événements de signal et de bruit dans le bin considéré. Les significances des bins individuels sont ensuite ajoutées quadratiquement comme s'il s'agissait d'expériences indépendantes. La signification totale est ainsi donnée par :

$$S = \sqrt{\sum_{bin} S_{bin}^2} \quad (6.16)$$

Le résultat final est présenté en terme de contours de significances constantes

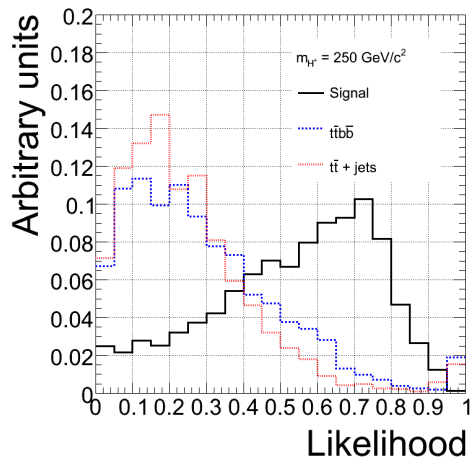


FIG. 6.30 – Distribution de la fonction de vraisemblance pour les événements de signal (noir) et des deux bruits de fond principaux :  $t\bar{t}b\bar{b}$  (bleu) et  $t\bar{t} + jets$  (rouge). Une hypothèse de masse du boson de Higgs chargé de  $m_{H^+} = 250 \text{ GeV}/c^2$  est supposée.

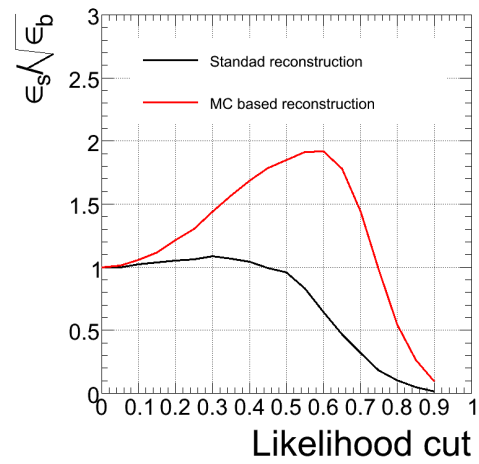


FIG. 6.31 – Le gain en signification statistique en fonction de la coupure sur la fonction de vraisemblance pour un boson de Higgs chargé de masse  $m_{H^+} = 250 \text{ GeV}/c^2$ . Nous comparons la reconstruction normale et la reconstruction à l'aide de la vérité Monte Carlo.

dans le plan  $(m_{H^+}, \tan \beta)$ . Les contours de découverte à  $5\sigma$ , d'évidence à  $3\sigma$  et d'exclusion à 95% de niveau de confiance sont présentés dans la figure 6.33 pour une luminosité intégrée de  $30 \text{ fb}^{-1}$ . Pour tracer ces contours, nous déterminons d'abord pour chaque valeur étudiée de la masse du boson de Higgs chargé, la section efficace nécessaire pour atteindre la signification désirée et nous calculons ensuite la valeur de  $\tan \beta$  qui permet d'obtenir cette section efficace. Les résultats présentés ne sont donc valides que sous l'hypothèse que les performances de l'analyse sont indépendantes de la valeur de  $\tan \beta$ . Nous discuterons la validité de cette hypothèse dans la section 6.8.

### 6.7.2 Discussions

Nous allons discuter dans ce paragraphe certains aspects de la dernière étape de l'analyse. Rappelons d'abord les critères de sélections appliqués dans cette étape :

- (I) Exigence d'un quatrième jet  $b$  dans l'événement. Le jet  $b$  est étiqueté avec une coupure lâche sur le poids d'étiquetage des jets  $b$ .
- (II) Coupure sur une fonction de vraisemblance.
- (III) Coupure dure sur le poids d'étiquetage du quatrième jet  $b$ .

La coupure (I) est nécessaire pour construire la fonction de vraisemblance, puisque celle-ci utilise les propriétés du quatrième jet  $b$  dans l'événement. La coupure (III) aurait très bien pu être appliquée comme coupure alternative aux coupures (I) et (II). En effet, le poids du quatrième jet  $b$  dans l'événement est l'une des variables les plus discriminantes utilisées dans la fonction de vraisemblance. La figure 6.34 montre le contour de découverte à  $5\sigma$  pour cinq scénarios de sélections différents :

- (A) Une analyse qui n'exige que trois jets  $b$  dans l'événement. Aucune des coupures (I), (II) et (III) ne sont appliquées.
- (B) Une analyse qui exige un quatrième jet  $b$  avec une coupure lâche sur le poids d'étiquetage des jets  $b$ . Seulement la coupure (I) est appliquée.
- (C) Une analyse utilisant une fonction de vraisemblance. Les coupures (I) et (II) sont appliquées.
- (D) Une analyse qui exige un quatrième jet  $b$  avec une coupure dure sur le poids d'étiquetage des jets  $b$ . Seulement la coupure (III) est appliquée.
- (E) Une analyse complète où les trois coupures (I), (II) et (III) sont appliquées.

Bien que les meilleures performances en termes de signification statistique sont obtenues pour l'analyse (A) qui n'exige que trois jets  $b$ , le rapport signal

Canal		I	II	III	IV	V	VI	VII
200 GeV/c <sup>2</sup>	[fb]	105	58.7	5.1	3.9	1.7	1.44	0.412
	[/]		<i>0.56</i>	<i>0.087</i>	<i>0.77</i>	<i>0.42</i>	<i>0.87</i>	<i>0.29</i>
250 GeV/c <sup>2</sup>	[fb]	170	96	15.2	12.3	5.43	3.63	1.39
	[/]		<i>0.56</i>	<i>0.16</i>	<i>0.81</i>	<i>0.44</i>	<i>0.67</i>	<i>0.38</i>
400 GeV/c <sup>2</sup>	[fb]	65	37	7.7	6.3	3.02	1.88	0.73
	[/]		<i>0.57</i>	<i>0.21</i>	<i>0.81</i>	<i>0.48</i>	<i>0.62</i>	<i>0.39</i>
600 GeV/c <sup>2</sup>	[fb]	22	12.5	2.7	2.2	1.1	0.56	0.23
	[/]		<i>0.57</i>	<i>0.21</i>	<i>0.82</i>	<i>0.50</i>	<i>0.50</i>	<i>0.41</i>
$t\bar{t}$ + jets	[fb]	112000	68200	1440	1080	270	82	6.4
	[/]		<i>0.61</i>	<i>0.02</i>	<i>0.75</i>	<i>0.25</i>	<i>0.30</i>	<i>0.08</i>
$t\bar{t}b\bar{b}$ (QCD)	[fb]	2240	1310	187	144	77	42.5	16.6
	[/]		<i>0.58</i>	<i>0.14</i>	<i>0.77</i>	<i>0.53</i>	<i>0.55</i>	<i>0.39</i>
$t\bar{t}b\bar{b}$ (EW)	[fb]	244	132	19.8	15.4	7.8	4.6	1.6
	[/]		<i>0.54</i>	<i>0.15</i>	<i>0.78</i>	<i>0.51</i>	<i>0.58</i>	<i>0.35</i>

TAB. 6.7 – Résumé des efficacités de sélection. Nous avons montré les sections efficaces en fb pour  $\tan\beta = 35$  ainsi que l'efficacité relative après chaque coupure : (I) Avant toute coupure, (II) déclenchement, (III) présélection, (IV) reconstruction, (V) 4 jets  $b$ , (VI) sélection et (VII) coupure dure sur le poids du 4<sup>ème</sup> jet  $b$ . Les bruits de fond sont présentés pour une analyse qui suppose un boson de Higgs chargé de masse  $m_{H^+} = 250$  GeV/c<sup>2</sup>.

Canal		Signal	$t\bar{t}$ + jets	$t\bar{t}b\bar{b}$ (QCD)	$t\bar{t}b\bar{b}$ (EW)
200 GeV/c <sup>2</sup>	[fb]	0.41	7.7	18.6	1.76
	[/]	$3.9 \times 10^{-3}$	$6.8 \times 10^{-5}$	$8.3 \times 10^{-3}$	$7.2 \times 10^{-3}$
250 GeV/c <sup>2</sup>	[fb]	1.39	6.4	16.6	1.6
	[/]	$8.1 \times 10^{-3}$	$5.7 \times 10^{-5}$	$7.4 \times 10^{-3}$	$6.6 \times 10^{-3}$
400 GeV/c <sup>2</sup>	[fb]	0.73	6.0	16.4	1.54
	[/]	$1.1 \times 10^{-2}$	$5.3 \times 10^{-5}$	$7.3 \times 10^{-3}$	$6.3 \times 10^{-3}$
600 GeV/c <sup>2</sup>	[fb]	0.23	3.4	10.6	0.95
	[/]	$1.0 \times 10^{-2}$	$3.1 \times 10^{-5}$	$4.7 \times 10^{-3}$	$3.9 \times 10^{-3}$

TAB. 6.8 – Résultats de la sélection finale des événements. Nous montrons la section efficace après toutes les coupures en fb pour  $\tan\beta = 35$  ainsi que l'efficacité globale de sélection.



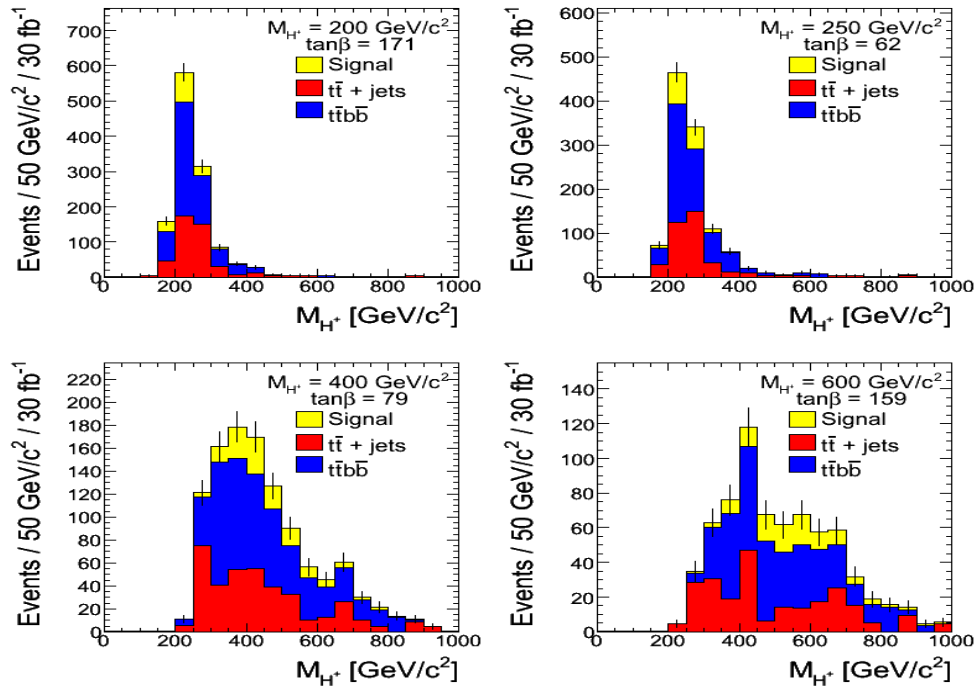


FIG. 6.32 – Distribution de la masse reconstruite du boson de Higgs chargé pour une analyse exigeant 4 jets  $b$  avec une coupure dure sur le quatrième jet  $b$  pour les différents points de masse étudiés. Les valeurs de  $\tan\beta$  sont choisies afin d'obtenir une signification statistique de  $5\sigma$ . Les distributions sont normalisées à une luminosité de  $30 \text{ fb}^{-1}$ .

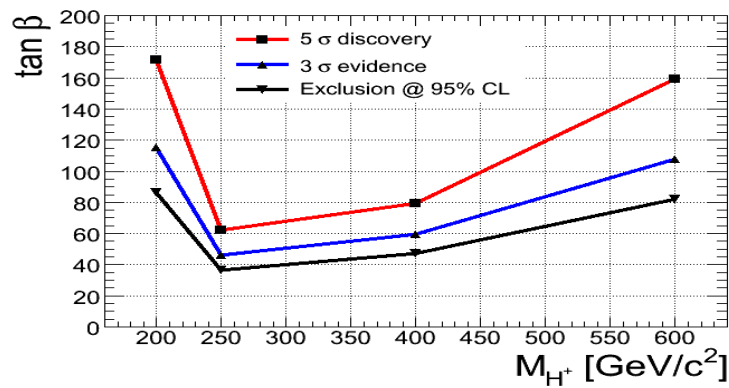


FIG. 6.33 – Contours de découverte à  $5\sigma$ , d'évidence à  $3\sigma$  et d'exclusion à 95% de niveau de confiance, pour une luminosité intégrée de  $30 \text{ fb}^{-1}$ . Ces contours de sensibilité sont purement statistiques : aucune incertitude systématique n'est prise en compte.

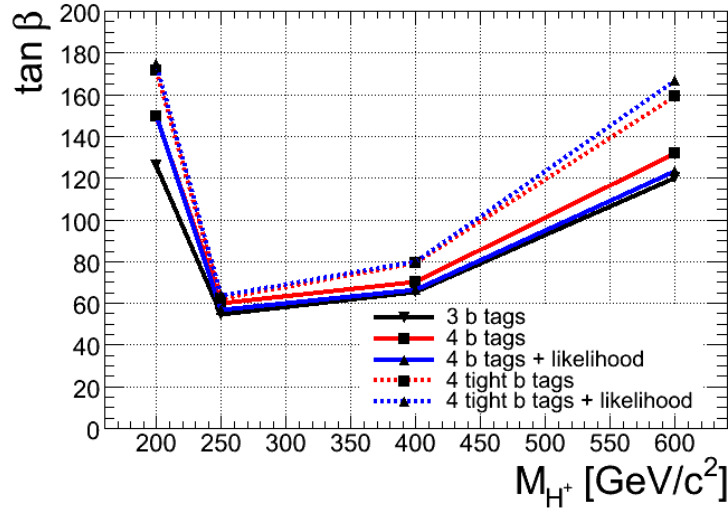


FIG. 6.34 – Contours de découverte à  $5\sigma$  pour une luminosité intégrée de  $30 \text{ fb}^{-1}$ , pour les cinq scénarios d'analyse : (A) (trait plein noir), (B) (trait plein rouge), (C) (trait plein bleu), (D) (trait pointillé rouge) et (E) (trait pointillé bleu).

sur bruit obtenu avec cette analyse est le moins élevé. La figure 6.35 montre la masse du boson de Higgs chargé reconstruit pour le signal et les bruits de fond physiques pour une analyse qui n'exige que trois jets  $b$ .

L'effet des erreurs systématiques sur la prédiction du bruit de fond est estimé en ajoutant un terme à l'erreur sur le nombre d'événements de bruit de fond lors du calcul de la signification. La formule (6.15) pour calculer la signification statistique est alors remplacée par la formule :

$$S_{bin} = \frac{N_{bin}^s}{\sqrt{N_{bin}^b + (\delta N_{bin}^b)^2}} \quad (6.17)$$

où  $\delta N_{bin}^b$  est l'erreur systématique sur la prédiction du bruit de fond physique. La figure 6.36 montre l'effet des erreurs systématiques sur la prédiction du bruit de fond sur une découverte à  $5\sigma$  pour les différents scénarios d'analyses et pour deux valeurs de la masse du boson de Higgs chargé :  $m_{H^+} = 250 \text{ GeV}/c^2$  et  $m_{H^+} = 600 \text{ GeV}/c^2$ . La figure 6.37 montre les contours de découverte à  $5\sigma$  pour une analyse qui n'exige que trois jets  $b$  (scénario A) et une analyse complète en supposant 0% puis 5% d'erreurs systématiques. Nous pouvons immédiatement voir l'intérêt d'effectuer des sélections qui a priori diminuent la sensibilité.

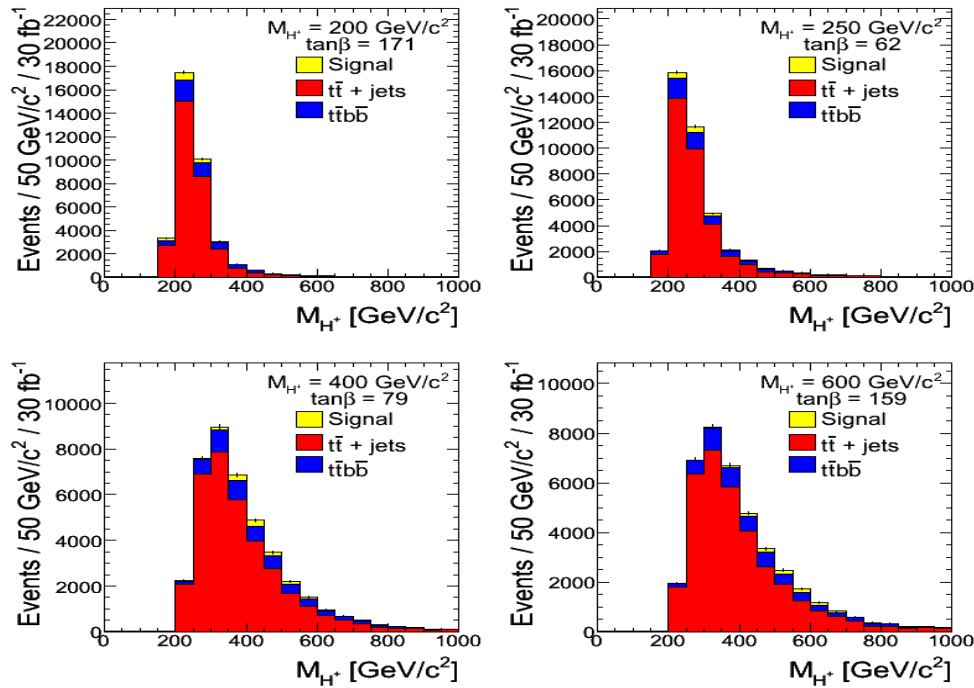


FIG. 6.35 – Distribution de la masse reconstruite du boson de Higgs chargé pour une analyse qui n'exige que 3 jets  $b$ . Les valeurs de  $\tan\beta$  et de la luminosité sont les mêmes que dans la figure 6.32 afin de faciliter la comparaison.

## 6.8 Etude des systématiques

Les erreurs systématiques pouvant affecter l'observation d'un signal de boson de Higgs chargé peuvent provenir de sources théoriques, de sources expérimentales ou de la méthode d'analyse elle-même.

### 6.8.1 Les incertitudes systématiques théoriques

Les systématiques théoriques sont essentiellement dues aux échelles de factorisation et de normalisation lors du calcul des sections efficaces du signal et du bruit. Pour le signal, une incertitude sur le rapport d'embranchement de la désintégration du boson de Higgs chargé est aussi présente. Les incertitudes théoriques sur le bruit de fond sont estimées être de l'ordre de 12% alors que pour le signal ces incertitudes sont estimées inférieures à 20% [23].

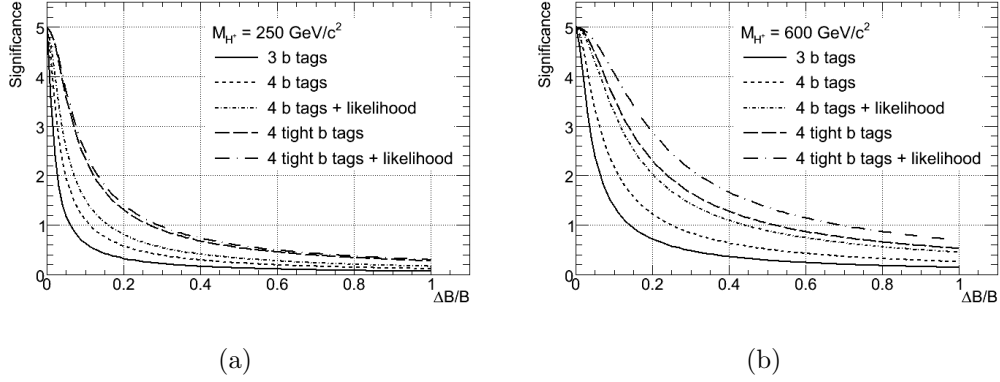


FIG. 6.36 – Variation de la signification en fonction de l'incertitude systématique sur la prédiction du bruit de fond, pour les différents scénarios d'analyse, pour  $m_{H^+} = 250 \text{ GeV}/c^2$  (a) et  $m_{H^+} = 600 \text{ GeV}/c^2$  (b). Nous avons supposé une signification purement statistique de  $5\sigma$  pour tous les scénarios étudiés.

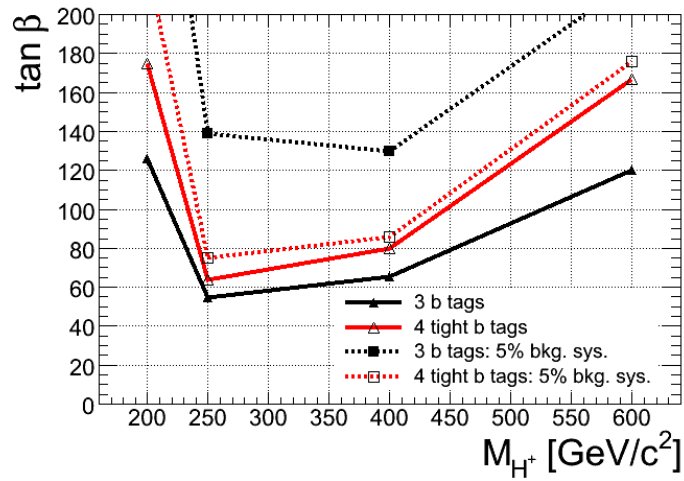


FIG. 6.37 – Contours de découverte à  $5\sigma$  pour une luminosité intégrée de  $30 \text{ fb}^{-1}$ , pour une analyse qui n'exige que trois jets  $b$  (noir) et une analyse complète (rouge). Ces contours supposent 0% (trait plein) et 5% (trait pointillé) d'erreurs systématiques sur la prédiction du bruit de fond.

### 6.8.2 Les incertitudes systématiques expérimentales

Les principales sources d'erreurs systématiques expérimentales étudiées pour cette analyse sont :

- Incertitudes sur les performances (efficacité et taux de mauvais étiquetage) de l'étiquetage des jets  $b$ , de l'identification des leptons et de la reconstruction des jets.
- Incertitudes sur l'échelle d'énergie des leptons et des jets.
- Incertitudes sur la résolution des leptons et des jets.
- Incertitude sur l'énergie transverse manquante.
- Incertitudes sur la détermination de la luminosité intégrée et des sections efficaces des bruits de fond lorsque celles-ci sont mesurées sur les données.

Les valeurs des différentes incertitudes systématiques sont recommandées par les groupes de performances au sein de la collaboration ATLAS [15, 31, 32, 33, 16] et sont résumées dans le tableau 6.9.

L'effet des différentes sources d'incertitude systématique est évalué en introduisant les modifications adéquates événement par événement.

Pour les effets de résolution, nous utilisons les fonctions de résolution pour modifier l'énergie des jets, l'énergie transverse des électrons ou l'impulsion transverse des muons.

Pour l'échelle d'énergie, nous multiplions par le facteur recommandé l'énergie des jets,  $E_T$  des électrons ou  $p_T$  des muons.

L'incertitude sur les efficacités est étudiée en rejetant aléatoirement une fraction des objets concernés pour simuler une baisse en efficacité compatible avec l'incertitude systématique supposée.

Pour chaque effet introduit qui modifie l'énergie des électrons ou des jets, l'énergie manquante est corrigée.

Finalement, une incertitude sur la luminosité est ajoutée.

Les différentes sources d'incertitudes systématiques sont résumées dans le tableau 6.9. Comme le canal  $H^+ \rightarrow tb$  est riche en jets et exige l'étiquetage de quatre jets  $b$ , les effets systématiques dominants sont l'échelle d'énergie des jets et les performances de l'étiquetage des jets  $b$ .

### 6.8.3 Les incertitudes systématiques liées à l'analyse

Deux grandes sources d'incertitude systématiques sont dues à l'analyse elle-même.

La première source d'incertitude est liée au fait que l'analyse exige une hy-

Source d'incertitude	Valeur	S (%)	B (%)
Résolution sur l'énergie des jets	$\sigma = 0.45 \times \sqrt{E}$ for $ \eta  < 3.2$ $\sigma = 0.63 \times \sqrt{E}$ for $ \eta  > 3.2$	-2	-4
Echelle d'énergie des jets	+7% for $ \eta  < 3.2$ +15% for $ \eta  > 3.2$	+9	+8
	-7% for $ \eta  < 3.2$ -15% for $ \eta  > 3.2$	-8	-6
Efficacité du <i>b-tagging</i>	-5%	-8	-10
Rejet des jets légers	-10%	-4	+6
	+10%	0	-5
Résolution sur l'énergie des $\mu$	$\sigma = 0.011/P_T \oplus 0.00017$	-4	-5
Echelle d'énergie des $\mu$	-1%	-4	-6
	+1%	+4	+7
Efficacité des $\mu$	-1%	-2	-1
Résolution sur l'énergie des $e$	$\sigma = 0.0073 \times E_T$	-4	-4
Echelle d'énergie des $e$	-0.5%	-4	-5
	+0.5%	+4	+6
Efficacité des $e$	-0.2%	0	-1
Correction à l'énergie manquante	Effets indirects.	-	-
Luminosité	$\pm 3\%$	$\pm 3$	$\pm 3$

TAB. 6.9 – Valeurs des erreurs systématiques et les fonctions de résolution utilisées pour estimer les effets des systématiques expérimentales sur l'analyse. Les effets sur le signal (S) et le bruit de fond (B) sont présentés en terme de différences relatives (en pourcent) par rapport au taux d'événements après toutes les sélections. Les unités d'énergie sont en GeV.

pothèse sur la masse du boson de Higgs chargé. Cette hypothèse de masse est notamment nécessaire pour calibrer les deux fonctions de vraisemblance. Dans la pratique, pour analyser les vraies données, plusieurs hypothèses de masse doivent être faites. Ceci introduit, dans le cas de présence de signal, une source d'erreur systématique due à la différence qui existe entre la vraie masse du boson de Higgs chargé et l'hypothèse faite sur cette masse. Un choix convenable du pas choisi pour définir les différentes hypothèses de masse permet de réduire cette incertitude.

Pour étudier cet effet, nous avons choisi d'analyser un lot de référence qui correspond à un boson de Higgs chargé de masse  $m_{H^+} = 250 \text{ GeV}/c^2$ , en supposant sept hypothèses de masse :  $m_{H^+} = 200, 250, 300, 350, 400$  et  $600 \text{ GeV}/c^2$ . Pour quantifier l'incertitude systématique sur une grandeur donnée,

nous définissons le biais comme étant l'écart relatif entre la grandeur mesurée sur l'échantillon de référence avec une hypothèse de masse donnée et la même grandeur mesurée avec la bonne hypothèse de masse. La figure 6.38 montre en fonction de l'hypothèse de masse utilisée, le biais sur trois grandeurs : la masse reconstruite du boson de Higgs chargé sur l'échantillon de référence, l'efficacité de l'analyse et la signification statistique. Il est intéressant de noter que la signification statistique est affectée de moins de 20% quelque soit l'hypothèse de masse. Toutefois, un grand biais est introduit sur la masse observée du boson de Higgs chargé. Ceci est essentiellement dû au bruit de fond combinatoire dont la distribution est biaisée par l'hypothèse de masse utilisée. L'observation du signal reste donc possible même avec une hypothèse de masse incorrecte, toutefois, ce signal ne serait pas observé à la bonne masse.

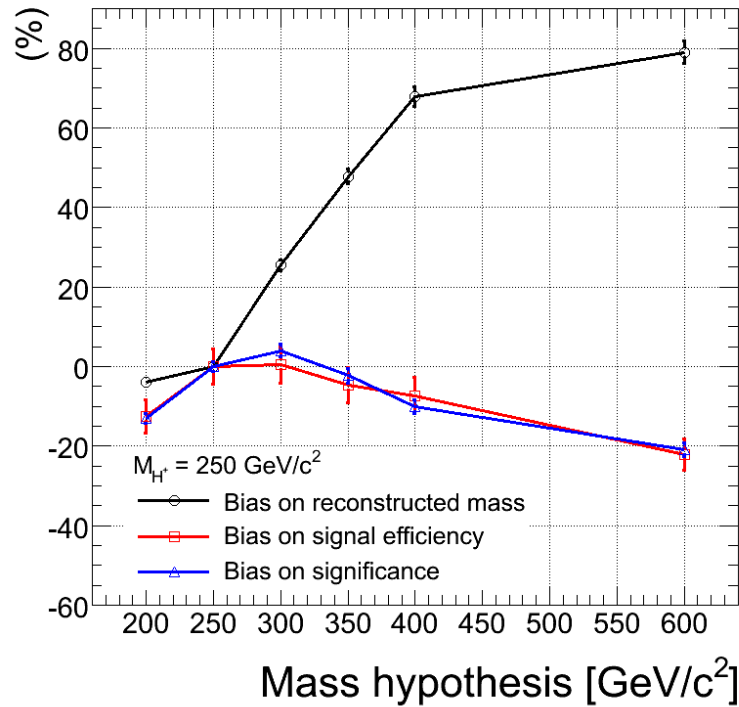


FIG. 6.38 – Incertitude systématique sur la masse reconstruite du boson de Higgs chargé (noir), l'efficacité de l'analyse (rouge) et la signification statistique (bleu), en fonction de l'hypothèse de masse utilisée. L'échantillon de référence correspond à  $m_{H^+} = 250 \text{ GeV}/c^2$ .

La deuxième source d'incertitude est liée à la largeur naturelle du boson de Higgs chargé. En effet, les lots utilisés ont été simulés en supposant une

valeur de  $\tan \beta = 30$  ce qui correspond à une largeur du boson de Higgs chargé allant de 0.75 GeV pour  $m_{H^+} = 200 \text{ GeV}/c^2$  jusqu'à 8.4 GeV pour  $m_{H^+} = 600 \text{ GeV}/c^2$ . La résolution expérimentale sur la masse du boson de Higgs chargé, essentiellement dominée par le bruit de fond combinatoire, varie entre  $75 \text{ GeV}/c^2$  pour  $m_{H^+} = 200 \text{ GeV}/c^2$  et  $150 \text{ GeV}/c^2$  pour  $m_{H^+} = 600 \text{ GeV}/c^2$ . La largeur naturelle du boson de Higgs chargé est donc complètement négligeable devant la résolution expérimentale pour les lots analysés. Toutefois, lors du calcul des limites, la section efficace de production du boson de Higgs chargé et le rapport d'embranchement du mode étudié sont calculés en fonction de  $\tan \beta$  alors que les performances de l'analyse sont supposés indépendantes de  $\tan \beta$ . Cette supposition reste valide tant que la largeur naturelle du boson de Higgs chargé reste négligeable devant la résolution expérimentale.

La figure 6.39 montre la largeur naturelle du boson de Higgs chargé en fonction de  $m_{H^+}$  et  $\tan \beta$ . Sur cette même figure nous montrons quatres courbes :

- Une courbe qui représente en fonction de la masse du boson de Higgs chargé, la valeur de  $\tan \beta$  pour laquelle la largeur naturelle devient égale à la résolution expérimentale.
- Une courbe qui représente en fonction de la masse du boson de Higgs chargé, la valeur de  $\tan \beta$  pour laquelle la largeur naturelle devient égale à la moitié de la résolution expérimentale.
- Le contour de découverte à  $5\sigma$  pour une analyse complète.
- La valeur de  $\tan \beta$  utilisée pour la simulation des lots analysés.

## 6.9 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre les différentes étapes d'une analyse pour la recherche du boson de Higgs chargé dans le canal :

$$gg \rightarrow \bar{t}bH^+ \rightarrow \bar{t}b\bar{t}\bar{b} \rightarrow W^\pm(\ell^\pm\nu)W \mp (q\bar{q}')b\bar{b}b\bar{b} \quad (6.18)$$

L'analyse est divisée en trois étapes principales :

- Une présélection qui permet une première suppression du bruit de fond physique et qui sélectionne les événements contenant un minimum d'éléments nécessaires pour la reconstruction de la masse du boson de Higgs chargé.
- Une reconstruction qui utilise une fonction de vraisemblance pour associer les différents objets de l'état final afin de reconstruire la masse du boson de Higgs chargé. Cette étape exploite les propriétés cinématiques des objets de l'état final. La pureté atteinte pour la reconstruction du



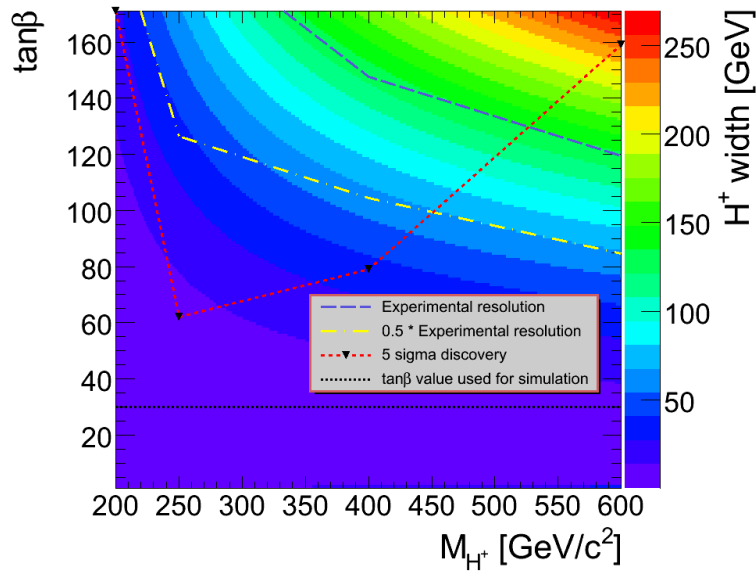


FIG. 6.39 – Largeur naturelle du boson de Higgs chargé en fonction de  $m_{H^+}$  et  $\tan\beta$ . Sont montrés également dans le plan  $(m_{H^+}, \tan\beta)$  les limites pour lesquelles la largeur naturelle devient égale à 100% et 50% de la résolution expérimentale, le contour de découverte à  $5\sigma$  et les valeurs de  $\tan\beta$  utilisée pour produire les lots utilisés pour cette analyse. La largeur naturelle du boson de Higgs chargé est calculée à l'aide du logiciel HDECAY [30].

boson de Higgs chargé varie entre 12% et 23% selon la masse du boson de Higgs chargé.

- Une dernière sélection qui a pour but de supprimer davantage le bruit de fond physique. Cette étape utilise l'étiquetage des jets  $b$  ainsi qu'une fonction de vraisemblance qui utilise l'étiquetage des jets  $b$  contre le bruit de fond  $t\bar{t}+jets$ , le résultat de la reconstruction et les propriétés cinématiques des objets reconstruits. Cette fonction de vraisemblance permet d'améliorer la signification statistique d'un facteur qui varie entre 1.5% pour  $m_{H^+} = 200 \text{ GeV}/c^2$  et 35% pour  $m_{H^+} = 600 \text{ GeV}/c^2$ .

Le facteur principal qui limite la sensibilité de découverte de cette analyse est le grand bruit de fond combinatoire dont elle souffre. Ce bruit entraîne un biais dans la distribution de la masse du boson de Higgs chargé reconstruit dans les événements bruit de fond et ramène le pic de cette distribution vers celui du signal. A cela s'ajoute le fait que les variables discriminantes qui auraient pu être utilisées pour construire une fonction de vraisemblance

pour supprimer le bruit de fond physique perdent leur pouvoir discriminant à cause du bruit de fond combinatoire.

Le pouvoir de découverte atteint avec ce canal est inférieur à celui atteint par le canal  $gg \rightarrow \bar{t}bH^+(H^+ \rightarrow \tau^+\nu)$  également étudié dans ATLAS pour le même domaine de masse du boson de Higgs chargé. Toutefois, ce canal contribue au pouvoir de découverte combiné d'ATLAS [23].

# Conclusion

Le boson de Higgs constitue la pièce manquante pour compléter le secteur électro-faible du Modèle Standard. La recherche de ce boson a été effectuée au LEP et au Tevatron, posant une limite directe sur sa masse de  $m_H > 114 \text{ GeV}/c^2$  (LEP) et excluant la région  $160 \text{ GeV}/c^2 < m_H < 170 \text{ GeV}/c^2$  (Tevatron). Malgré son succès, le Modèle Standard comporte des insuffisances qui laissent penser qu'une nouvelle physique doit être observée à une échelle d'énergie proche de l'échelle électro-faible.

La Supersymétrie est un cadre théorique qui permet d'élaborer de nouveaux modèles au-delà du Modèle Standard. Dans sa version minimale (MSSM), la Supersymétrie prédit l'existence de cinq bosons de Higgs dont deux sont chargés. Alors que la découverte d'un boson de Higgs neutre serait compatible à la fois avec la Supersymétrie et le Modèle Standard, la découverte d'un boson de Higgs chargé est un signe irréfutable de nouvelle physique au-delà du Modèle Standard.

Nous avons présenté dans ce manuscrit, une analyse pour rechercher un boson de Higgs chargé lourd dans le canal :

$$gg \rightarrow \bar{t}bH^+ \rightarrow \bar{t}bt\bar{b} \rightarrow W^+(\ell^\pm\nu)W^\mp(q\bar{q}')b\bar{b}b\bar{b} \quad (6.19)$$

Le bruit de fond principal de ce canal est la production de paires de quarks top à travers les processus :  $t\bar{t} + jets$  et  $t\bar{t}b\bar{b}$ . A ce bruit, s'ajoute la complexité de l'état final ce qui rend non triviale l'association des différents objets pour reconstruire la masse du Higgs.

Une fonction de vraisemblance a été utilisée pour résoudre les combinatoires et reconstruire la masse du boson de Higgs chargé. Toutefois, la pureté atteinte est inférieure à 23%.

Le grand bruit de fond combinatoire constitue un obstacle majeur de l'analyse. Ce bruit entraîne la superposition du pic du signal et celui du bruit, ce qui rend l'analyse très sensible aux erreurs systématiques liées à la prédiction du bruit de fond. De plus, des variables discriminantes qui auraient pu être utilisées pour définir une fonction de vraisemblance afin de réduire le bruit

de fond  $t\bar{t}b\bar{b}$ , perdent leurs pouvoir discriminant à cause du bruit de fond combinatoire.

Nous avons également montré que l'utilisation de l'étiquetage des jets  $b$  permet de réduire considérablement le bruit de fond  $t\bar{t}+jets$ .

La sensibilité de ce canal seul est nettement inférieure à celle du canal  $gg \rightarrow t\bar{t}H^+(H^+ \rightarrow \tau^+\nu)$  également étudié dans ATLAS pour le même domaine de masse. Toutefois, ce canal contribue de façon sensible au résultat combiné d'ATLAS [23].

L'étiquetage des jets  $b$  constitue un outil important pour notre analyse, mais aussi pour d'autres analyses de physique sur ATLAS. Une partie de ce travail a été consacrée à l'étude de l'étiquetage des jets  $b$ . Des études d'optimisation et de compréhension des performances ont été présentées.

Une nouvelle méthode d'association traces-jets a été mise au point et testée. Cette méthode consiste à exploiter le fait que les traces sont plus collimées dans les jets les plus énergétiques et à associer les traces aux jets à l'aide d'une coupure en  $\Delta R$  qui dépend du  $p_T$  du jet. Cette méthode permet de réduire en partie la perte en performance dans les événements à grande multiplicité de jets. Une amélioration du rejet des jets légers d'environ 60% est observée pour une efficacité d'étiquetage de 50% sur des événements  $t\bar{t}$ .

Nous avons également présenté des études faites dans le but de comprendre les performances de l'étiquetage des jets  $b$ .

L'effet de la quantité de matière a été étudié : une augmentation de la quantité de matière d'environ 25% (à  $\eta \approx 0$ ) entraîne une dégradation du rejet des jets légers d'environ 36%. Cette dégradation est due à deux effets : la dégradation de la résolution sur le paramètre d'impact à cause des diffusions multiples et l'augmentation du taux de traces secondaires produites lors des interactions nucléaires des particules avec la matière du détecteur.

Les performances des algorithmes de reconstruction des traces ont aussi leur effet sur l'étiquetage des jets  $b$ . La résolution sur les paramètres des traces et le calcul de la matrice d'erreur de ces paramètres ont un impact direct sur les performances de la reconstruction du vertex secondaire. D'un autre côté, le taux de fausses traces affecte les performances des méthodes d'étiquetage utilisant le paramètre d'impact.

Avant que les méthodes les plus performantes mais aussi les plus compliquées à mettre en œuvre soient prêtes, des méthodes d'étiquetage simples seront utilisées pour l'analyse des premières données. Nous avons présenté la mise en œuvre de l'une de ces méthodes : JetProb. JetProb utilise la distribution de la signification du paramètre d'impact transverse des traces de paramètre d'impact négatif mesurée dans les données et définit pour les jets un critère de compatibilité avec l'hypothèse selon laquelle le jet ne contient que des traces

qui proviennent de la fragmentation. Nous avons montré la nécessité d'utiliser un lot avec un faible contenu en saveurs lourdes pour extraire la fonction de résolution. Nous avons aussi montré l'intérêt de traiter différemment les traces à coups partagés soit en les rejetant, soit en utilisant pour ces traces une fonction de résolution dédiée. JetProb permet d'atteindre sur un lot d'événement  $t\bar{t}$ , un rejet des jets légers purifiés de  $64 \pm 1$  pour une efficacité d'étiquetage de 50%, à comparer avec un rejet de  $120 \pm 5$  obtenu pour la même efficacité et sur le même lot avec l'algorithme d'étiquetage IP2D (fonction de vraisemblance utilisant le paramètre d'impact transverse).



# Bibliographie

- [1] ALEPH Collaboration, DELPHI Collaboration, L3 Collaboration, OPAL Collaboration, the LEP Higgs Working Group, Search for Charged Higgs bosons : Preliminary Combined Results Using LEP data Collected at Energies up to 209 GeV, arXiv :hep-ex/0107031v1
- [2] D0 Collaboration, Search for charged Higgs bosons decaying to top and bottom quarks in  $p\bar{p}$  collisions, arXiv :0807.0859v1 [hep-ex]
- [3] Geumbong Yu, Un-Ki Yang, Yeonsei Chung, Arie Bodek, A search for charged Higgs in lepton + jets  $t\bar{t}$  events using  $2.2 \text{ fb}^{-1}$  of CDF data, CDF note 9322
- [4] M. Srednicki, Quantum Field Theory (2006), [http ://www.physics.ucsb.edu/~ mark/qft.pdf](http://www.physics.ucsb.edu/~mark/qft.pdf)
- [5] M. Shaposhnikov, Notes du cours sur les Champs Quantiques Relativistes (2006).
- [6] C. N. Yang, R. Mills, Conservation of Isotopic Spin and Isotopic Gauge Invariance, Phys. Rev. 96, 191 (1954)
- [7] E. Noether, " *Invariante Variationsprobleme*," Nachr. v. d. Ges. d. Wiss. zu Göttingen 1918, pp235-257. Translation en anglais : M.A. Tavel, "Transport Theory and Statistical Mechanics" 1(3), 183-207 (1971).
- [8] C. Amsler, *et al.*, *Review of Particle Physics*, Physics Letters B667, 1 (2008)
- [9] S. Martin, *A Supersymmetry Primer*, arxiv :hep-ph/9709356, 2008
- [10] L. Evans and P. Bryant, *The LHC Machine*, JINST 3 S08001, 2008
- [11] The ATLAS Collaboration, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, JINST 3 S08003, 2008
- [12] The ATLAS Collaboration, *Expected Performance of the ATLAS Experiment : Detector, Trigger and Physics*, arXiv :0901.0512; CERNOPEN-2008-020, 2008

- [13] A. Salzburger (Editor) et al, *Concepts, Design and Implementation of the ATLAS New Tracking (NEWT)*, ATLAS Public Note, ATL-SOFT-PUB-2007-007, 2007
- [14] R. Frühwirth, M. Regler, R.K. Bock, H.Grote and D. Notz, *Data Analysis Techniques for High-Energy Physics* Cambridge University Press, second edition, 2000.
- [15] The ATLAS Collaboration, *Reconstruction and Identification of Electrons*, CERN-OPEN-2008-020 p072-093 (2008)
- [16] The ATLAS Collaboration, *Performance of the ATLAS b-tagging Algorithms*, CERN-OPEN-2008-020 p398-431 (2008)
- [17] The ATLAS Collaboration, *ATLAS Inner Detector Technical Design Report*, ATLAS TDR 4, CERN/LHCC 97-16.
- [18] OPAL Collaboration, Search for Charged Higgs Bosons in e+e- Collisions at  $\sqrt{s} = 189\text{--}209$  GeV, OPAL Physics Note PN509
- [19] L3 Collaboration, Search for Charged Higgs Bosons at LEP, PLB 575, CERN-EP/2003-054 (2003)
- [20] DELPHI Collaboration, Search for Charged Higgs Bosons at LEP in General Two Higgs Doublet Models, arXiv :hep-ex/0404012v1 (2004)
- [21] ALEPH Collaboration, Search for charged Higgs bosons in e+e- collisions at energies up to  $\sqrt{s} = 209$  GeV, hep-ex/0207054, CERN-EP-2002-054 (2002)
- [22] D0 Collaboration, A search for charged Higgs bosons in  $t\bar{t}$  events, D0 Note 5715-CONF
- [23] The ATLAS Collaboration, *ATLAS Charged Higgs Boson Searches*, CERN-OPEN-2008-020 p (2008)
- [24] K.A. Assamagan and N.Gollub, *The ATLAS discovery potential for a heavy charged Higgs boson in  $gg \rightarrow tbH^\pm$  with  $H^\pm \rightarrow tb$* , SN-ATLAS-2004-042, 2004
- [25] S. Agostinelli, et. al., Nuclear Instrum. Methods Phys. Res. A A 506 (2003) 250.333.
- [26] J. Alwall, hep-ph/0503124 (2005).
- [27] Johan Alwall and Johan Rathsman, Improved description of charged Higgs boson production at hadron colliders, JHEP 12 (2004) 50
- [28] T. Sjostrand, S. Mrenna, P. Skands, JHEP 05 (2006) 026
- [29] G. Corella et al., *HERWIG 6.5 an event generator for Hadron Emission Reactions With Interfering Gluons (including supersymmetric processes)*, JHEP 01, 010 (2001), hep-ph/0011363



- [30] A. Djouadi, J. Kalinowski and M. Spira, *HDECAY : a Program for Higgs Boson Decays in the Standard Model and its Supersymmetric Extension*, (1997), hep-ph/9704448
- [31] The ATLAS Collaboration, *Muon Reconstruction and Identification : Studies with Simulated Monte Carlo Samples*, CERN-OPEN-2008-020 p162-184 (2008)
- [32] The ATLAS Collaboration, *Detector Level Jet Corrections*, CERNOPEN-2008-020 p298-326 (2008)
- [33] The ATLAS Collaboration, *Measurement of Missing Transverse Energy*, CERN-OPEN-2008-020 p368-396 (2008)





# Résumé :

La seule particule du Modèle Standard qui n'a toujours pas été découverte est le boson de Higgs, qui serait à l'origine de la masse des particules élémentaires.

Dans le Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM), le secteur de Higgs consiste en cinq bosons dont deux sont chargés. La recherche du boson de Higgs chargé dans le canal  $gg \rightarrow \bar{t}bH^+(H^+ \rightarrow t\bar{b})$ , constitue l'objet principal de cette analyse.

Nous présentons une analyse qui fait usage d'une fonction de vraisemblance pour résoudre les combinatoires et reconstruire la masse du boson de Higgs chargé, et de l'étiquetage des jets  $b$  pour la suppression du bruit de fond  $t\bar{t}+jets$ . Nous montrons aussi les difficultés apportées par le bruit de fond combinatoire et affectant le pouvoir de découverte de ce canal.

La présence de 4 quarks  $b$  dans l'état final que nous recherchons rend l'étiquetage des jets  $b$  très important pour l'analyse. Une partie de ce travail y a été consacrée.

Nous présentons dans le cadre de la préparation aux premières données, plusieurs études dédiées à l'optimisation et la compréhension des performances. Nous présentons aussi la mise en oeuvre d'un algorithme d'étiquetage simple (JetProb) qui sera utilisé pour les analyses qui seront faites avec les premières données.

Mots clé : LHC, ATLAS, reconstruction de traces, étiquetage des jets  $b$ , boson de Higgs chargé, MSSM.

# Summary :

The only particle of the Standard Model that has not yet been discovered is the Higgs boson, which explains the origin of the masses of elementary particles.

In the Minimal Supersymmetric extension to the Standard Model (MSSM), the Higgs sector consists of five bosons, two of which are charged. The search for a charged Higgs boson in the  $gg \rightarrow \bar{t}bH^+(H^+ \rightarrow t\bar{b})$  channel, is the main topic of this analysis.

We present an analysis that uses a likelihood function to resolve combinatorics while reconstructing the charged Higgs boson, and the  $b$ -tagging to suppress the  $t\bar{t}+jets$  background. We also present the difficulties due to the combinatoric background reducing the discovery potential of this channel.

The presence of 4  $b$  quarks in the final state that we are looking at, makes the  $b$ -tagging an important tool for the analysis. Therefore, a part of this work is dedicated to the study of  $b$ -tagging.

We present in the context of the preparation for the first data, several studies dedicated to the optimisation and the understanding of the  $b$ -tagging performance.

We also present the commissioning of a simple tagger (JetProb) to be used with first data analysis.

Key words : LHC, ATLAS, tracking,  $b$ -tagging, charged Higgs boson, MSSM.