

Calibration de l'étiquetage de jets issus de quarks beaux et recherche du boson de Higgs dans le canal $ttH \rightarrow l\nu b j j b b$ dans l'expérience ATLAS auprès du LHC

Sebastien Correard

► To cite this version:

Sebastien Correard. Calibration de l'étiquetage de jets issus de quarks beaux et recherche du boson de Higgs dans le canal $ttH \rightarrow l\nu b j j b b$ dans l'expérience ATLAS auprès du LHC. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université de la Méditerranée - Aix-Marseille II, 2006. Français. <tel-00076100>

HAL Id: tel-00076100

<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00076100>

Submitted on 18 Jul 2006

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

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



Université de la Méditerranée
Aix-Marseille II
Faculté des Sciences de Luminy
163 avenue de Luminy
13288 Marseille cedex 09

CPPM-T-2006-01

THÈSE DE DOCTORAT

présentée par

Sébastien CORRÉARD

pour l'obtention du grade de
Docteur de l'Université de la Méditerranée

Spécialité : Physique des particules, physique mathématique et modélisation

Calibration de l'étiquetage de *jets* issus de quarks beaux et recherche du boson de Higgs dans le canal $t\bar{t}H \rightarrow \ell\nu b \, j\bar{j}b \, b\bar{b}$ dans l'expérience ATLAS auprès du LHC

Soutenue le 9 février 2006 devant le jury composé de

M. R. ALEKSAN	Président
M. E. KAJFASZ	
M. E. ROS	Rapporteur
M. A. ROZANOV	Directeur de thèse
M. C. SANTONI	Rapporteur
M. M. TALBY	

Remerciements

Mes remerciements se dirigent d'abord vers mon directeur, Sasha Rozanov, qui m'a permis d'effectuer cette thèse au sein du groupe ATLAS du CPPM, encadré et guidé jusqu'au bout de cette aventure. J'ai particulièrement apprécié son grand sens physique et sa vive intelligence, qu'il a toujours su rendre accessibles lors de nos discussions.

Je tiens ensuite à remercier les membres du jury : Roy Aleksan, Eric Kajfasz, Mossadek Talby, et tout particulièrement Claudio Santoni et Eduardo Ros qui ont accepté la lourde tâche d'être les rapporteurs.

Cette thèse aurait certainement pris un tour plus difficile sans l'aide précieuse et constante de Jean-Baptiste De Vivie. Sa grande sagacité, et sa disponibilité de tous les instants m'ont considérablement facilité la tâche, et je lui en suis très reconnaissant.

Je sais gré à Jochen Cammin de son concours ; malgré le peu de temps dont il disposait, il m'a apporté une grande aide dans l'étude du canal $t\bar{t}H$.

De même, toute l'équipe ATLAS du CPPM mérite ma reconnaissance pour son soutien, parfois modeste, parfois important, mais toujours également apprécié : Vadim Koustioukhine (désormais à Gênes), Laurent Vacavant (qui prendra la relève de la calibration), Emmanuel Monnier, Fabrice Hubaut, Sylvain Tisserand, Fares Djama (un cruciverbiste hors pair, entre autres), Pascalou Pralavorio, Karim Bernardet, Eric Vigeolas, Jean-Claude Clemens et Dirk Hoffman.

Bien entendu, je remercie l'ensemble des thésards du laboratoire, grâce à qui mon travail a pu se dérouler dans des conditions meilleures (je pense notamment aux barbecues des débuts et aux pauses salutaires). Que ce soient les plus anciens : Pedro, K, Fred, Red Nick, Saint Benoît le Rouge, Steph et Sonia, Matti, Mimi et Chouchou ; les anciens (ou les Belges) : Vincent, Cédric et Valentin, ou les récents : Aurélien, Julien, Sam, Pascal, Mic-Max, Bernardo, Gabrielle, Guillaume, Anne-Fleur et les autres.

Au CPPM, nombreuses sont les personnes que je voudrais remercier, pour les quelques discussions auxquelles j'ai pu prendre part avec eux, ou tout simplement pour leur amitié. Parmi eux, et pêle-mêle : André Tilquin, Charling Tao, Thierry Mouthuy, Vincent Bertin, José Busto, Fares Djama, Magali Damoiseaux, Smain Kermiche, Mossadek Talby, Eric kajfasz, Emmanuel Sauvan, Jean-Baptiste De Vivie.

Une thèse, c’est parfois bien difficile, et la tentation d’abandonner peut se faire sentir. Certaines personnes ont pourtant la chance d’être extrêmement bien soutenues, et ce fut mon cas. Parmi ceux qui ont le plus insisté pour que je termine ce que j’avais commencé, je voudrais remercier Sasha, Jean-Baptiste, Laurent et Sylvain. Mais Stéphanie Escoffier a été la plus opiniâtre de tous. Je lui adresse mes remerciements sincères, pour son soutien, sa compagnie dans le bureau 313, sa bonne humeur, sa gentillesse, et pour son rôti de bœuf Orloff incomparable.

La recette pour une thèse parfaite n’existe sûrement pas. Toutefois, si je devais la concocter, j’y verrais deux ingrédients primordiaux : un, le labo, que je remercie dans son ensemble ; et deux, la maison, puisque le temps se partage fatalement entre ces deux lieux. J’ai eu la chance immense de passer trois années et quelques dans une colocation idyllique (le club 87), qui a déjà vu passer d’illustres thésards du CPPM (Pedro et Fred). Ce fut un véritable bonheur et honneur que de vivre, successivement, avec Tom-Tom (bonjour au Laos !), Romano (salut Brubru et autres poitevinasses), Nathalie (ma “petite” soeur et néanmoins grande amie), P’tit Seb (réincarnation de Diogène, version épurée), Lulu (filmez, vous êtes à Riez !), Alice (ou l’énergie du futur), et presque avec Cat’ et Ambroise. Furent Merci pour tout, les amis.

En parlant d’amis, on n’a pas toujours la chance de les avoir à domicile. Pourtant, même loin, ils sont là. Je voudrais remercier les Massis au sens large : Jean-Mary, Gisèle, Natha et Antoine, Ben, Boris et Julie, pour votre soutien sans faille. Merci à Béa et Natha pour les balades en roller, bien décompressantes. Les clowns/clownards également reçoivent toute ma gratitude : merci à Marie (la star), Bennou (le meilleur accordeur d’accordéon de la région), Barbu (cigarillos et Jack Daniel), Larvour, $\overline{\text{L}^{\text{A}}\text{T}_{\text{E}}\text{X}}$ race, Julius Maximus (remarquable critique musical) et Zitoune.

Et puis merci aussi à la diaspora isitévienne : Baptiste et Guillaume Reverdit, Nico Daz, Nico Moto, Xabrougne, Burnow et tous les autres surfeurs. Enfin, merci aux potes de Luminy, dont Thomas Vallier, chanteur de la charcuterie fine et autres délicatesses du palais, Arnaud et Jean-Fred. Se démarquent également les membres de l’IBDM (toujours au sens large) : Thien, Daweed, Pierre, Aitor, Jeff, Rémi, Seb “Mick” et Sandrine. Merci pour les soirées “homéoboîte”, les JdF (ou carnages totaux), les sorties en mer, et surtout pour votre humour et votre joie de vivre. Je suis aussi très reconnaissant à Aurélie, pour sa saine folie, sa maison ouverte à Lausanne, et sa famille déjantée géniale. Des remerciements particuliers vont à Claire, pour ce qu’elle a été et ce qu’elle est, et ce qu’elle sera : une grande amie, et une grande chercheuse ; bon courage pour la thèse !

Voilà, labo, amis, reste évidemment la famille. Celle d’origine, d’abord : merci à mes parents, à Nathalie, à Nico, Magda et Eva (la plus belle nièce du monde). Merci Christian, Régine, Pierre et Lucie. Vous étiez tous là quand j’ai eu besoin de vous.

Merci aussi à ceux que je considère désormais comme une partie de ma famille : Pat et Nath, Brigitte et Christian, ainsi que Cécile, Fanny, Nico, Alice et Antonin.

Merci enfin et surtout à celle qui m'a supporté plus que quiconque, et dans tous les sens du terme : Anaïs.

Table des matières

Table des matières	vii
I Introduction théorique	1
I.1 Le Modèle Standard	1
I.1.1 Les particules élémentaires	1
I.1.2 Les interactions fondamentales	3
I.2 Le boson de Higgs	4
I.2.1 Le mécanisme de Higgs	5
I.2.2 Indications sur la masse du boson de Higgs	6
II ATLAS et le LHC	13
II.1 Le LHC	13
II.2 ATLAS	17
II.2.1 Le détecteur interne	18
II.2.2 Les calorimètres	28
II.2.3 Spectromètre à muons	32
II.2.4 Système de déclenchement	36
III Simulation de ATLAS et du test combiné en faisceau	41
III.1 Simulation détaillée	42
III.1.1 Simulation du détecteur	42
III.1.2 Reconstruction des événements simulés	42
III.1.3 Exemples de simulations	43
III.2 Simulation rapide	45
III.2.1 Les <i>jets</i>	45
III.2.2 Les leptons	47
III.3 Tests combinés en faisceau	48
III.4 Géométrie initiale du détecteur	51
IV L'étiquetage des <i>jets</i> b	53
IV.1 Introduction	53
IV.2 Méthodes d'étiquetage	54

IV.2.1	Paramètre d'impact	56
IV.2.2	Vertex secondaires	61
IV.2.3	Leptons mous	63
IV.2.4	Combinaison des méthodes	64
IV.2.5	Améliorations diverses	64
IV.2.6	Étiquetage aléatoire à la ATLFAST	67
IV.3	Performances d'étiquetage	68
IV.3.1	Comparaison entre 2 ou 3 couches de pixels	68
IV.3.2	Pixels de 300 ou 400 μm	69
IV.3.3	Inefficacité des puces et des modules	71
IV.3.4	Bruit d'empilement	72
IV.3.5	Exploitation des vertex secondaires	73
V	Calibration de l'étiquetage des <i>jets</i> b	75
V.1	Calibration sur Monte Carlo	77
V.1.1	Calibration sur un canal spécifique	78
V.1.2	Calibration générique	79
V.2	Calibration grâce aux résolutions sur le paramètre d'impact	79
V.3	Calibration sur les données physiques	81
V.3.1	Canal $t\bar{t}$ semileptonique	81
V.3.2	Jets légers	96
V.3.3	Méthode à la D0 : <i>System8</i>	98
VI	Potentiel de découverte du boson de Higgs dans le canal $t\bar{t}H$	101
VI.1	Introduction sur le canal $t\bar{t}H$	101
VI.1.1	Signal	101
VI.1.2	Bruits de fond	102
VI.2	Simulation du canal $t\bar{t}H$	104
VI.2.1	Générateurs	105
VI.2.2	Simulation rapide	106
VI.2.3	Simulation détaillée	106
VI.3	Analyse avec méthode des coupures	107
VI.3.1	Sélection des événements	107
VI.3.2	Reconstruction complète de l'événement	108
VI.3.3	Résultats avec méthode des coupures	114
VI.4	Méthode avec fonctions de vraisemblance	118
VI.4.1	Résultats de l'analyse avec fonctions de vraisemblance	124
VII	Conclusions	137
	Bibliographie	139

Index	143
A Performances d'étiquetage dans les canaux $t\bar{t}H$, $t\bar{t}b\bar{b}$ et $t\bar{t}jj$	145
B Recherche du boson de Higgs : résultats	147
B.1 Inefficacité sur les leptons de 90 %	147
B.2 Pas d'inefficacité sur les leptons	148

Chapitre I

Introduction théorique

I.1 Le Modèle Standard

Le Modèle Standard est un cadre théorique décrivant les particules élémentaires et leurs interactions. Il synthétise notre compréhension actuelle de la physique des particules.

I.1.1 Les particules élémentaires

On distingue deux types de particules élémentaires : les particules de spin demi-entier, et celles de spin entier. Les premières obéissent à la statistique de Fermi-Dirac, et sont appelées *fermions* ; les secondes, à la statistique de Bose-Einstein, et sont appelées *bosons*.

Les fermions peuvent être vus comme les briques élémentaires, les constituants intimes de la matière. Ils sont répartis en deux catégories, les quarks et les leptons, auxquels on associe les nombres quantiques baryonique B et leptonique L . Six types de quarks sont connus à ce jour : les quarks u , d , s , c , t et b , respectivement pour *up*, *down*, *strange*, *charmed*, *top* et *bottom* (ou *beauty*). Ils portent une charge électrique fractionnaire de $2/3$ ou $-1/3$, et une charge dite de couleur (rouge, verte ou bleue). Les quarks se combinent en *hadrons*, dont on définit deux types :

- les baryons : qqq
- les mésons : $q\bar{q}$

Les hadrons doivent avoir une charge de couleur nulle (ou “blanche”, par analogie avec l’optique) : les quarks doivent être de type rouge-vert-bleu pour les baryons, et couleur-anticouleur pour les mésons. C’est parce qu’un baryon est composé de trois quarks que la charge baryonique de chaque quark est fractionnaire, et égale à $1/3$.

Les leptons portent une charge électrique entière de 0 ou 1 . À ce jour sont connus six types de leptons : trois leptons chargés, l’électron e^- , le muon μ^- et le tau τ^- , et trois leptons neutres associés : les *neutrinos* ν_e , ν_μ et ν_τ .

Les quarks u et d , avec l'électron et le neutrino électronique forment la première génération (ou famille) de fermions. Ils sont les constituants élémentaires de la matière qui nous entoure. Il existe deux autres générations de fermions, qui sont des répliques plus massives de la première famille – ce qui porte leur nombre à douze. Leurs caractéristiques, extraites de [1], sont résumées dans le tableau I.1.1. Chacune de ces particules possède un homologue de même masse et de même spin, mais de charge électrique (et éventuellement de couleur), et nombres baryonique et leptonique opposés : ce sont les anti-particules.

	Génération			Charge	L	B
	1 ^{re}	2 ^e	3 ^e			
quarks	u	c	t	$2/3$	0	$1/3$
	d	s	b	$-1/3$	0	$1/3$
leptons	e^-	μ^-	τ^-	-1	1	0
	ν_e	ν_μ	ν_τ	0	1	0

TAB. I.1.1 – Caractéristiques des fermions

Nom		Charge électrique	Masse	
Quarks	<i>up</i>	u	2/3	1, 5 - 4 MeV/c ²
	<i>down</i>	d	-1/3	4 - 8 MeV/c ²
	<i>charmed</i>	c	2/3	1, 15 - 1, 35 GeV/c ²
	<i>strange</i>	s	-1/3	80 - 130 MeV/c ²
	<i>top</i>	t	2/3	174, 3 ± 5, 1 GeV/c ²
	<i>bottom ou beauty</i>	b	-1/3	4, 1 - 4, 4 GeV/c ²
Leptons	électron	e ⁻	-1	511 keV/c ²
	neutrino électronique	ν _e	0	< 3 eV/c ²
	muon	μ ⁻	-1	105, 66 MeV/c ²
	neutrino muonique	ν _μ	0	< 0, 19 MeV/c ²
	tau	τ ⁻	-1	1, 78 GeV/c ²
	neutrino tauique	ν _τ	0	< 18, 2 MeV/c ²

TAB. I.1.2 – Caractéristiques des fermions

Dans chaque famille de quarks et de leptons, les constituants sont classés en multiplets d'isospin faible. Les fermions de chiralité gauche forment des doublets de $SU(2)_L$, dont les composantes sont identifiées par la valeur de la troisième composante de l'isospin T_3 . Ceux de chiralité droite sont des singlets ($T=0$). Il est à noter que, dans le Modèle Standard, les neutrinos n'ont pas de composante droite. On a

ainsi, pour la première famille

$$Q = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \quad L = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L \quad \begin{matrix} T_3 = +\frac{1}{2} \\ T_3 = -\frac{1}{2} \end{matrix}$$

ainsi que les singlets u_R , d_R et e_R^- .

I.1.2 Les interactions fondamentales

Dans le Modèle Standard, les particules interagissent entre elles par l'intermédiaire de particules : les bosons.

Le Modèle Standard décrit trois des quatre interactions fondamentales :

l'interaction électromagnétique est médiée par le photon(γ), et n'agit que sur les particules électriquement chargées. Elle régit les phénomènes les plus courants (cohésion des molécules, chimie, ...).

l'interaction faible agit sur tous les fermions, et ses médiateurs sont les bosons intermédiaires $W^\pm$ et Z^0 . Ces derniers peuvent interagir entre eux et, pour le $W^\pm$, également avec le photon. Cette interaction faible est responsable de la désintégration β .

l'interaction forte agit sur les particules porteuses d'une charge de couleur, c'est à dire les quarks. Elle est médiée par 8 bosons : les gluons. Ceux-ci portent également une charge de couleur et d'anticouleur, et peuvent donc interagir entre eux, mais pas avec les autres bosons.

l'interaction gravitationnelle n'est pas décrite par le Modèle Standard. Elle agit sur toutes les particules, et son médiateur supposé est le graviton.

Interaction	Boson(s)	Charge	Masse (en GeV/c)	Portée (m)
électromagnétique	γ	0	0	∞
faible	$W^\pm, Z^0$	$\pm 1, 0$	80,4, 91,2	$\sim 10^{-18}$
forte	g_i (i=1 à 8)	0	0	$\sim 10^{-15}$
gravitationnelle	graviton ?	0	0	∞

TAB. I.1.3 – Les bosons

I.1.2.1 L'interaction électro-faible

Les interactions électromagnétique et faible sont unifiées par la théorie électro-faible, développée par Glashow, Weinberg et Salam [2], [3] et [4]) dans les années 60.

La théorie électrofaible obéit à la symétrie de jauge $SU(2)_L \times U(1)$, et décrit les interactions des quarks et des leptons. Ces interactions sont médiées par quatre

bosons : B^0 correspond au générateur de $U(1)_Y$, et W^1 , W^2 et W^3 aux générateurs de $SU(2)_L$. Deux nouveaux nombres quantiques sont introduits : l'hypercharge Y_W , relative aux interactions avec B^0 , et l'isospin faible T , relatif aux interactions avec les champs W^i .

En l'état, les particules de cette théorie sont sans masse. Le mécanisme de Higgs (cf section I.2) donne une masse aux fermions, et mélange les champs B^0 et W^3 en un état sans masse A (le photon) et un état massif Z^0 (le boson Z^0) :

$$\begin{pmatrix} A \\ Z^0 \end{pmatrix} = \mathcal{R}(\theta_W) \begin{pmatrix} B \\ W^3 \end{pmatrix}$$

où $\mathcal{R}(\theta_W)$ est une rotation d'angle θ_W (angle de Weinberg).

Les bosons W^+ et W^- sont une combinaison des champs W^1 et W^2 :

$$W^\pm = \frac{W^1 \mp iW^2}{\sqrt{2}}$$

L'hypercharge et la troisième composante de l'isospin faible (T_3) sont reliées à la charge électrique par la relation de Gell-Mann-Nishijima : $Q = T_3 + Y_W/2$.

Le photon se couple aux fermions proportionnellement à leur charge électrique. Le couplage du boson Z^0 (courant neutre) est lié à la fois à la charge électrique et à la troisième composante de l'isospin faible. Enfin, les bosons $W^\pm$ se couplent (courant chargé) uniquement aux fermions de chiralité gauche ; le couplage est de la même intensité pour tous les fermions. Du fait de la masse des bosons $W^\pm$ et Z^0 , la force électrofaible a une portée faible ($\sim 10^{-18}$ m).

Les états propres de saveur ne sont pas exactement les mêmes que les états propres électrofaibles, les trois générations de quarks se mélangent donc. Ce mélange est décrit par la matrice unitaire Cabibbo-Kobayashi-Maskawa, dite matrice CKM :

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

I.2 Le boson de Higgs

Le Modèle Standard est une théorie élégante, mais qui ne fournit pas, en l'état, de masse aux particules. Or, il a été démontré expérimentalement que les fermions et les bosons intermédiaires sont massifs.

Pour corriger cette incompatibilité, on peut tenter d'introduire explicitement des termes de masse dans le lagrangien, mais cela brise son invariance de jauge, car les composantes gauche et droite se transforment différemment sous $SU(2)_L \times U(1)$.

Une autre approche permet d'expliquer la masse des particules : le mécanisme de Higgs, qui est décrit dans cette section. Si cette explication est correcte, une nouvelle particule, le boson de Higgs, devrait être observée expérimentalement.

Bien qu'aucune expérience à ce jour n'ait pu formellement mettre en évidence ce boson, des indications sur sa masse peuvent être déduites, et elles seront également détaillées ici.

1.2.1 Le mécanisme de Higgs

Le mécanisme de brisure spontanée de la symétrie électrofaible, aussi connu sous le nom de mécanisme de Higgs, est une solution possible au problème de l'origine de la masse des particules.

Elle consiste à introduire un nouveau doublet de $SU(2)_L$ de champs scalaires complexes, soient quatre champs scalaires réels :

$$\Phi = \begin{pmatrix} \varphi^+ \\ \varphi^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varphi_1 + i\varphi_2 \\ \varphi_3 + i\varphi_4 \end{pmatrix}$$

Le lagrangien de ce champ s'écrit

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

où D_μ est la dérivée covariante pour Φ , et V le potentiel, de la forme

$$V(\Phi) = \mu^2 |\Phi|^2 + \lambda |\Phi|^4$$

Dans cette expression, λ et μ^2 sont des paramètres réels libres. λ est choisi positif pour que l'énergie totale du champ soit bornée inférieurement.

Si μ^2 est positif, le potentiel est parabolique, avec un minimum pour $\Phi = 0$ (et les quatre champs sont dégénérés en masse). À l'inverse, si μ^2 est choisi négatif (voir figure I.2.1), le minimum ne sera pas un simple point, mais un cercle dans le plan complexe :

$$\frac{dV}{d|\Phi|^2} = \mu^2 + 2\lambda |\Phi|^2 = 0 \Rightarrow |\Phi|^2 = \frac{-\mu^2}{2\lambda}$$

La valeur moyenne dans le vide de la composante Φ^+ doit être nulle afin de conserver $U(1)$, et donc la QED, non brisée. Le champ $\varphi_{3,4}^{min}$ au minimum du potentiel est donné par

$$\varphi_{3,4}^{min} = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}} e^{i\theta}, \quad 0 \leq \theta \leq 2\pi$$

Pour obtenir les équations du mouvement, il faut développer le lagrangien autour du minimum, un point doit donc être fixé. La symétrie du vide est spontanément

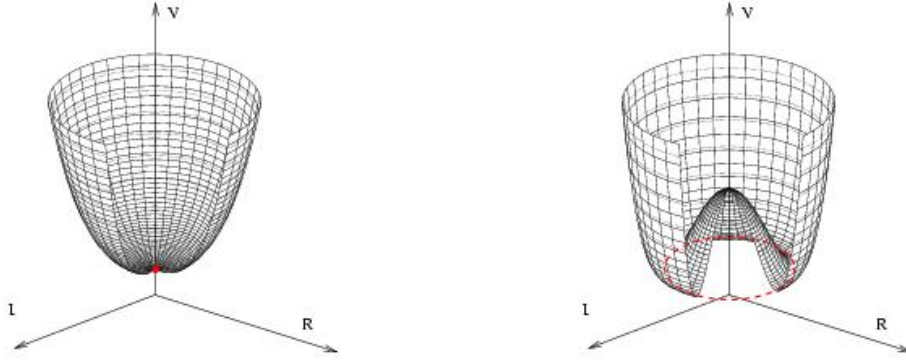


FIG. I.2.1 – Représentation simplifiée du potentiel de Higgs, pour $\Phi = \varphi_3 + i\varphi_4$: à gauche, si $\mu^2 > 0$, le minimum est atteint en un point ; à droite, si $\mu^2 < 0$, le minimum définit un cercle dans le plan complexe

brisée en choisissant une orientation particulière, alors que celle du lagrangien est préservée. Par exemple, pour $\theta = 0$, on obtient :

$$\Phi^{vide} = \begin{pmatrix} 0 \\ \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}} \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$$

où $v = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}}$ est la valeur attendue du vide (ou *vev* pour *vacuum expectation value*). Et le développement de Φ au voisinage du minimum devient

$$\Phi = \begin{pmatrix} \frac{\varphi_1 + i\varphi_2}{\frac{v+H}{\sqrt{2}} + i\varphi_4} \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix}$$

Par invariance de jauge locale, on peut montrer [5] que les trois composantes φ_1 , φ_2 et φ_4 sont absorbées pour donner leur masse aux bosons W^+ , W^- et Z^0 . La composante restante $H(\varphi_3)$ correspond à un degré de liberté restant dans la théorie, donc à une nouvelle particule, qui est appelée particule de Higgs.

I.2.2 Indications sur la masse du boson de Higgs

Le mécanisme de Higgs a été proposé en 1964. Depuis, de nombreuses expériences ont cherché à mettre en évidence la particule prédite, sans succès jusqu'à présent. Cependant, diverses études ont permis de contraindre la masse du boson de Higgs, que ce soit de manière directe ou indirecte.

I.2.2.1 Candidats LEP

Les expériences installées auprès du *Large Electron Positron collider* (LEP) ont observé plusieurs événements susceptibles de contenir une désintégration de boson de Higgs.

Ces événements ont été enregistrés pendant les derniers mois de prise de données, où l'énergie avait été poussée jusqu'aux limites extrêmes de l'accélérateur, délivrant ~ 210 GeV au centre de masse, et rendant ainsi possible l'exploration de plages de masses élevées (jusqu'à environ $115 \text{ GeV}/c^2$).

Un exemple de ces candidats, observé par ALEPH, est représenté figure I.2.2 page suivante : il pourrait s'agir d'un événement $ee \rightarrow ZH$, où $Z \rightarrow q\bar{q}$ (où q est un quark léger, c'est à dire non b) et $H \rightarrow b\bar{b}$. La masse de ce boson de Higgs potentiellement observé serait de $114 \pm 3 \text{ GeV}/c^2$. Cet événement est peu compatible avec le bruit de fond le plus probable $ee \rightarrow ZZ$ où un des Z se désintègre en paire $b\bar{b}$ et l'autre en paire $q\bar{q}$.

Le nombre de ces candidats étant toutefois assez restreint, la collaboration LEP a eu recours à un estimateur plus élaboré que le simple comptage des événements. Cet estimateur, noté $Q(m_H)$, regroupe des informations comme le nombre de *jets* b ou la masse reconstruite du boson de Higgs, et permet de comparer les hypothèses "bruit de fond + signal" et "bruit de fond seul".

La figure I.2.3 représente la valeur de $-2\ln(Q)$ en fonction de l'hypothèse sur m_H , pour l'expérience ALEPH seule (à gauche), et pour les données combinées des quatre expériences installées au LEP (à droite). Les zones verte et jaune représentent respectivement les écarts à 1 et 2σ autour du comportement "bruit de fond seul".

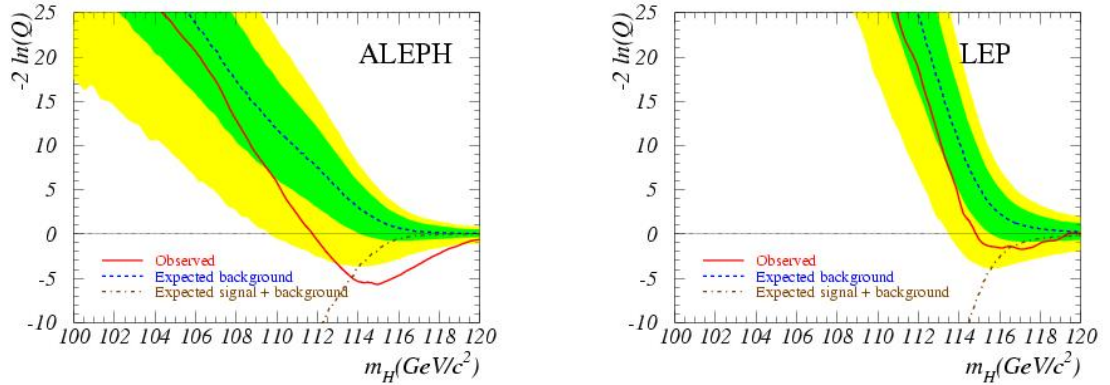


FIG. I.2.3 – Valeurs attendues et observées de l'estimateur $-2\ln(Q)$ en fonction de m_H , pour l'expérience ALEPH seule (à gauche), et pour la combinaison des quatre expériences du LEP (à droite). En pointillés, les comportements attendus en cas de présence ou d'absence de signal, et en trait plein, le comportement observé. Les bandes verte et jaune correspondent aux écarts à 1 et 2σ de l'hypothèse "bruit de fond seul".

Une valeur négative de $-2\ln(Q)$ favorise l'hypothèse de signal, alors qu'une va-



leur positive privilégie son absence. On peut noter sur ces deux figures une déviation indiquant un signal autour de $m_H = 115 \text{ GeV}/c^2$. Cette déviation, de l'ordre de $2,8\sigma$ pour ALEPH, est réduite à $1,7\sigma$ si l'on combine les données des quatre expériences du LEP (ALEPH, DELPHI, OPAL et L3), signe que seul ALEPH a peut-être observé un signal.

Avec une déviation si faible, aucune découverte n'a pu être annoncée. Toutefois, une limite inférieure sur la masse du boson de Higgs a pu être posée avec un niveau de confiance de 95 % : $m_H > 114,4 \text{ GeV}/c^2$.

I.2.2.2 Ajustement électrofaible

Le Modèle Standard est une théorie remarquable en ce qu'elle permet d'effectuer, à partir de paramètres bien mesurés, des prédictions sur les paramètres moins bien connus. Ainsi, la masse du boson $W^\pm$ est mieux contrainte par les prédictions du Modèle Standard que par les mesures directes.

La masse du boson de Higgs peut être déterminée indirectement grâce aux observables mesurées dans le secteur électrofaible. En effet, celles-ci peuvent être exprimées en fonction des constantes de couplages e , g et g' ainsi que des masses des fermions et du boson de Higgs. Leur valeur théorique, faisant intervenir m_H et m_t par le biais de corrections radiatives, peut ensuite être comparée à la valeur mesurée expérimentalement pour obtenir une détermination indirecte de m_H ou de m_t .

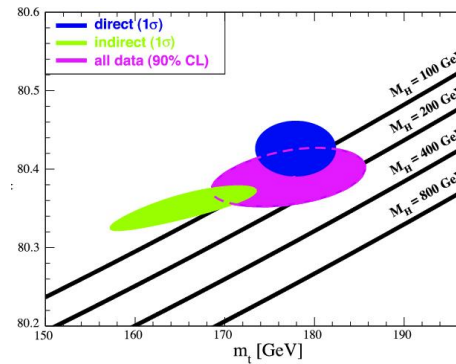


FIG. I.2.4 – Régions d'incertitude à 1σ (39,35 %) sur m_W en fonction de m_t pour les déterminations directes et indirectes, et région à 90 % de niveau de confiance permise par la combinaison de toutes les données.

La figure I.2.4 compare ainsi les valeurs des masses du boson W et du quark top, déterminées directement (en bleu) ou indirectement (en vert). La combinaison de ces résultats (ellipsoïde mauve, au centre) favorise un boson de Higgs de faible masse.

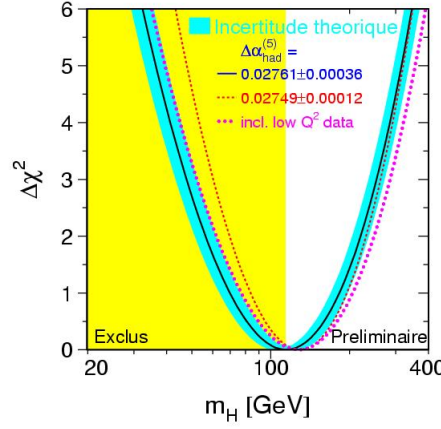


FIG. I.2.5 – χ^2 de l’ajustement des paramètres électrofaibles du Modèle Standard en fonction de l’hypothèse de masse m_H du boson de Higgs.

La figure I.2.5 montre quant à elle la variation $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi^2_{min}$ résultant de l’ajustement global de tous les paramètres du secteur électrofaible en fonction de la masse m_H du boson de Higgs. Le résultat de cet ajustement donne deux contraintes fortes sur m_H :

$$m_H = 96^{+60}_{-38} \text{ GeV}/c^2$$

et

$$m_H < 219 \text{ GeV}/c^2 \text{ (à 95\% de niveau de confiance)}$$

confirmant ainsi l’hypothèse de masse faible.

I.2.2.3 Préférence théorique MSSM

Bien que les succès du Modèle Standard soient éclatants, ce cadre théorique laisse en suspens plusieurs problèmes, dont voici une liste non exhaustive :

- l’unification des trois interactions en une seule symétrie est impossible dans le cadre du Modèle Standard, car pour de grandes échelles d’énergie, les constantes de couplage ne convergent pas vers un même point (figure I.2.6).
- si une telle unification est envisagée, il devient difficile de concilier l’échelle électrofaible avec l’échelle de grande unification, puisqu’environ 14 ordres de grandeur les séparent.
- les corrections radiatives à la masse du boson de Higgs divergent quadratiquement. Pour conserver m_H à une échelle inférieure au TeV/c^2 , les corrections en boucle doivent quasiment annuler la masse “nue” du boson de Higgs, ce qui suppose un ajustement sur 16 ordres de grandeurs.

- le Modèle Standard ne permet pas de décrire l'interaction gravitationnelle
- il n'explique pas non plus le nombre de générations de fermions

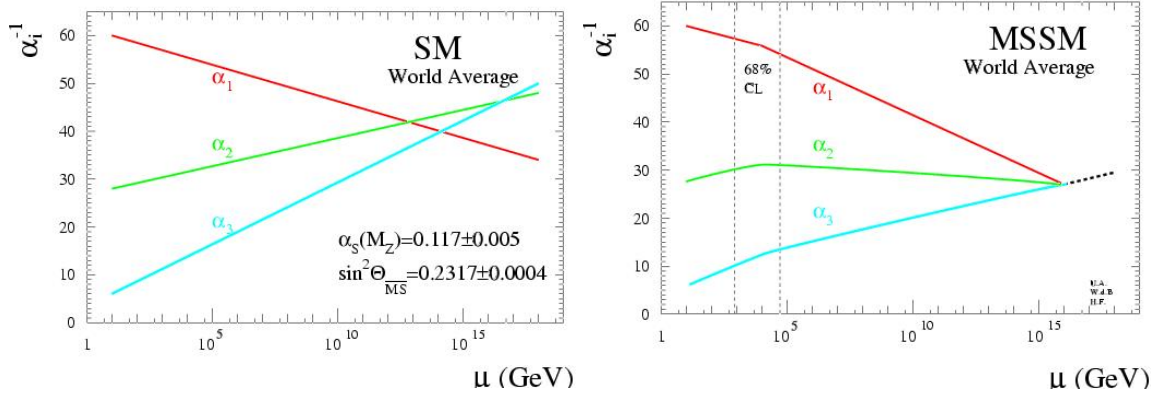


FIG. I.2.6 – Inverse des constantes de couplage en fonction de l'énergie, pour le Modèle Standard (à gauche) et SUSY (à droite).

La SuperSymétrie (SUSY) fait partie des différents modèles développés pour résoudre ces difficultés. Entre autres apports, l'unification des forces devient possible, comme le montre la figure I.2.6.

La SUSY postule l'existence d'une symétrie entre bosons et fermions : pour chaque particule de spin j , elle associe un partenaire supersymétrique de même masse et nombres quantiques, et de spin $j \pm 1/2$. Un nouveau nombre quantique est introduit : la R-parité, définie par

$$R = (-1)^{3B+L+2S}$$

Les particules du Modèle Standard auront une R-parité positive, et leur superpartenaires, une R-parité négative.

Cependant, puisque qu'aucune particule supersymétrique n'a été observée à la masse attendue, la supersymétrie doit être brisée.

L'extension SUSY minimale du Modèle Standard est nommée Modèle SuperSymétrique Minimal (MSSM). Ce modèle prédit l'existence de plusieurs bosons de Higgs : trois neutres, h , H et A , ainsi que deux chargés $H^\pm$.

Il est possible de déterminer assez précisément la valeur maximale de la masse de h , le plus léger de ces bosons, en incluant les corrections radiatives ([6]).

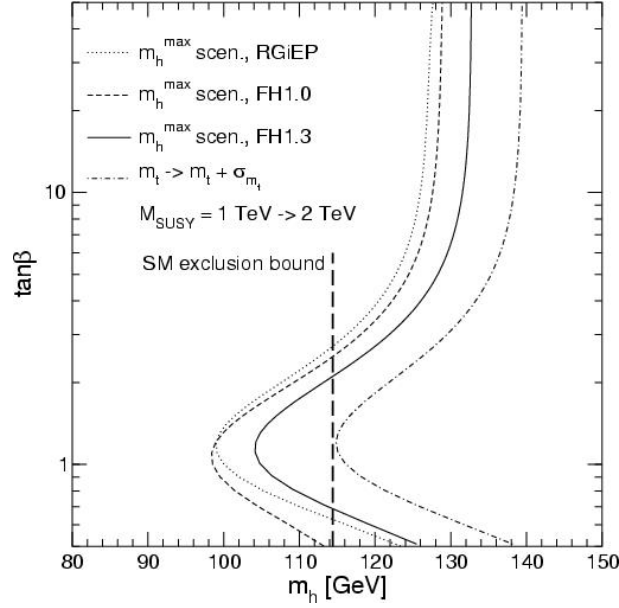


FIG. I.2.7 – Masse du boson de Higgs le plus léger du modèle MSSM, en fonction de $\tan\beta$. Les résultats ont été obtenus pour diverses méthodes, et avec $m_t = 174,3 \text{ GeV}/c^2$ et $M_{SUSY} = 1 \text{ TeV}/c^2$, sauf pour la courbe en tirets et pointillés, qui emploie $m_t = 179,4 \text{ GeV}/c^2$ et $M_{SUSY} = 2 \text{ TeV}/c^2$.

La figure I.2.7 représente m_h en fonction du paramètre $\tan\beta = v_1/v_2$, rapport entre les deux valeurs attendues du vides, dans le scénario m_h^{max} : il s'agit de la valeur maximale que peut prendre m_h pour chaque valeur de $\tan\beta$, avec $m_t = 174,3 \text{ GeV}/c^2$ et $M_{SUSY} = 1 \text{ TeV}/c^2$.

On observe que, dans tous les cas de figure envisagés, la masse m_h reste inférieure à $140 \text{ GeV}/c^2$. Et, dans une grande plage de valeurs pour $\tan\beta$, $m_h < 130 \text{ GeV}/c^2$. Cela tend donc à confirmer qu'au moins un boson de Higgs doit être léger, même si l'on envisage des scénarios supersymétriques.

Chapitre II

ATLAS et le LHC

II.1 Le Lhc

Le LHC ([7]) est l'acronyme de *Large Hadron Collider* : le grand collisionneur de hadrons.

Il s'agit d'un accélérateur de particules, actuellement en construction au CERN (Suisse), dans l'ancien tunnel du LEP, et dont la mise en service est prévue pour l'année 2007. Il accélérera deux faisceaux de protons dans un anneau de 27 km de circonférence jusqu'à une énergie de 7 TeV par faisceau, soit 14 TeV au centre de masse, avec une luminosité nominale de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Il est également prévu d'accélérer des faisceaux d'ions lourds pour atteindre 1150 TeV au centre de masse.

De par ses caractéristiques, il sera le plus puissant accélérateur jamais construit [8]. Il détrônera alors le Tevatron, qui est un collisionneur protons-antiprotons basé à Fermilab (États-Unis). Les paramètres de celui-ci sont comparés avec ceux du LHC dans le tableau II.1.1.

Des accélérateurs comme le LEP ou le Tevatron ont permis de vérifier de manière très fine les prédictions électrofaibles du Modèle Standard. Cependant, le boson de Higgs, qui permettrait de répondre au problème de l'origine de la masse des particules (*cf* section I.2), n'a toujours pas été observé. Le LEP a posé une limite sur la masse du boson de Higgs : $m_H > 114,4 \text{ GeV}/c^2$. Mais il faudrait une machine capable d'explorer un intervalle de masse allant de $100 \text{ GeV}/c^2$ à $1 \text{ TeV}/c^2$.

Il est généralement admis que le Modèle Standard pourrait n'être qu'une approximation à basse énergie d'une théorie plus fondamentale. Les recherches théoriques sont très actives dans ce domaine, et les théories nouvelles ne manquent pas : SUSY, dimensions supplémentaires, technicouleur... La plupart prédisent de nouveaux phénomènes à l'échelle du TeV, c'est pourquoi le LHC est particulièrement adapté pour tester ces théories.

Des mesures de précisions pourront être menées sur des particules connues, pour déceler d'éventuelles déviations par rapport aux prédictions du Modèle Standard.

Grandeur	Unité	LHC ($p - p$)	Tevatron Run II ($p - \bar{p}$)
Circonférence	km	26,66	6,28
Énergie d'injection	GeV	450	150
Énergie par faisceau	TeV	7	0,98
Angle de croisement des faisceaux	μrad	300	0
Champ des dipôles	T	8,33	4,4
Intervalle entre deux croisements	ns	24,95	396
Nombre de particules par paquet		$p : 1,1 \times 10^{11}$	$p : 2,4 \times 10^{11}$ $\bar{p} : 0,3 \times 10^{11}$
Nombre de paquets par faisceau		2808	36
Luminosité instantannée	$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	10^{33} à 10^{34}	$0,5 \times 10^{32}$
Temps de vie de la luminosité	h	10	11 à 13
Temps de remplissage par anneau	min	4,3	30

TAB. II.1.1 – Caractéristiques principales du LHC et du Tevatron.

Grâce à la grande section efficace de production de paires de quarks top, l'étude de ce secteur sera largement facilitée.

Enfin, le LHC permettra peut-être de répondre à des questions comme

- pourquoi existe-t-il trois familles de fermions ? En existe-t-il une quatrième ?
- existe-t-il d'autres bosons de jauge ?
- les quarks et les gluons étaient-ils déconfinés dans un plasma quarks-gluons aux premiers instants de l'univers ?
- ...

Au LHC, pour accélérer des particules à ces niveaux d'énergie, le CERN utilise un complexe d'accélérateurs déjà existants (voir figure II.1.1).

La chaîne d'injection est la suivante : après le Linac (accélérateur linéaire), les protons destinés au LHC traversent le synchrotron injecteur du PS, ou Booster (PSB), qui définit la section du faisceau, laquelle doit être suffisamment petite pour qu'il soit adapté au LHC et pour qu'un nombre suffisant de collisions se produisent dans les expériences.

De là, le faisceau part vers le PS (Synchrotron à protons), qui définit la longueur de chaque paquet de protons et leur espacement.

Le PS passe alors le relais au SPS (Supersynchrotron à protons), qui définit la configuration de remplissage et porte l'énergie du faisceau jusqu'à 450 GeV pour qu'il soit injecté dans le LHC.

Le LHC accélère ensuite ces protons jusqu'à une énergie de 7 TeV avant qu'ils n'entrent en collision dans les détecteurs.

Le LEP accélérail des électrons et des positons jusqu'à environ 100 GeV par faisceau. Le Tevatron fait entrer en collision des faisceaux de protons et d'antiprotons

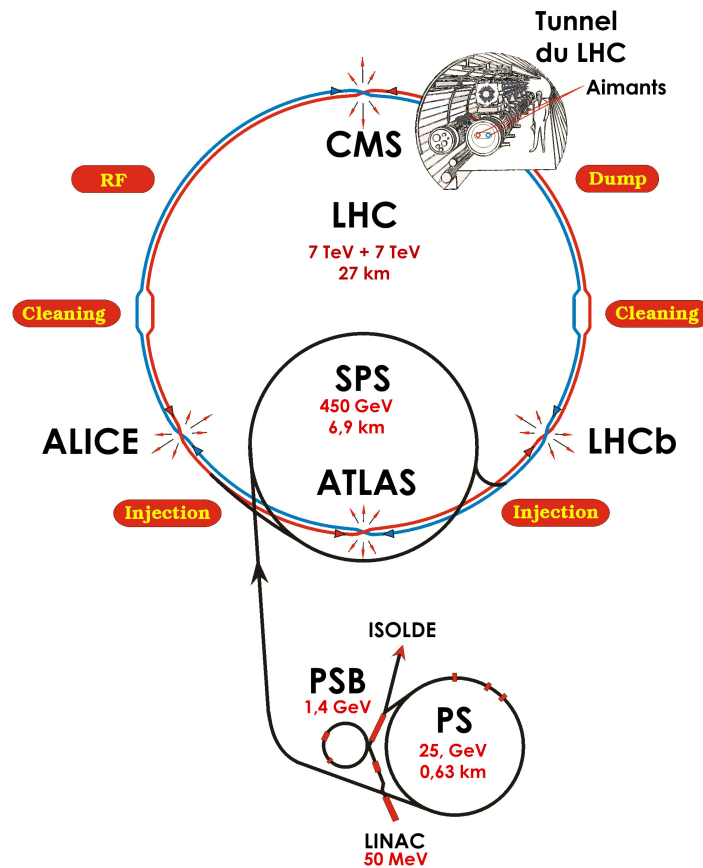


FIG. II.1.1 – Schéma du LHC, indiquant la chaîne d'accélération des faisceaux, ainsi que leurs quatre points de croisement.

à presque 1 TeV. Le LHC, quant à lui, utilisera uniquement des protons, principalement pour les deux raisons suivantes :

- Tout d'abord, accélérer des électrons jusqu'à 7 TeV aurait induit des pertes par rayonnement synchrotron beaucoup trop importantes.
- Par ailleurs, créer des antiprotons est une opération complexe : il faut en moyenne 300000 protons pour obtenir un antiproton. Les antiprotons obtenus doivent ensuite être stockés pendant plusieurs heures avant d'être injectés. Ceci aurait été incompatible avec la luminosité visée de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

Un collisionneur d'électrons possède toutefois d'autres avantages : la quasi-totalité de l'énergie au centre de masse est exploitable pour les réactions, car les interactions sont ponctuelles. L'environnement d'un tel collisionneur est également beaucoup plus "propre" : le bruit de fond QCD est plusieurs ordres de grandeurs plus faible. On a vu que le rayonnement synchrotron rendait inenvisageable un accélérateur circulaire d'électrons de haute énergie. La communauté scientifique internationale s'accorde

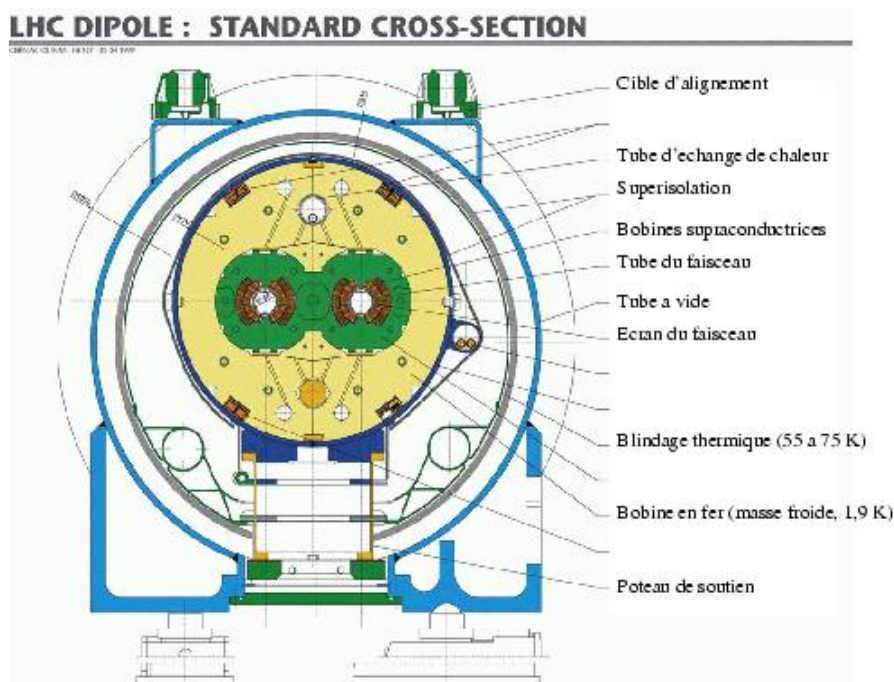


FIG. II.1.2 – Vue de coupe d'un dipôle du LHC.

toutefois à penser qu'un accélérateur linéaire constitue une priorité, une fois que le LHC sera en cours d'exploitation.

Pour accélérer deux faisceaux dans des sens opposés, il a été décidé d'inclure les deux systèmes d'aimants dans une même structure (figure II.1.2).

Quatre expériences seront installées aux points de croisement des faisceaux :

ATLAS ([9]) et **CMS** ([10]) sont deux expériences "généralistes". Elles couvriront un spectre d'études physiques aussi large que possible : recherche du boson de Higgs, signes de physique au-delà du Modèle Standard, mesures de précision, ...

LHCb ([11]) exploitera la désintégration des nombreux mésons beaux produits au LHC pour mesurer précisément la violation CP, et observer des phénomènes rares.

Alice ([12]) étudiera des collisions d'ions lourds. La densité extrême de l'environnement créé devrait permettre l'étude d'un nouvel état de la matière, le plasma quarks-gluons, et de mieux comprendre le confinement des quarks.

II.2 ATLAS

ATLAS (pour *A Toroidal LHC ApparatuS*) est l'un des quatre détecteurs qui vont être installés auprès du LHC. Cette expérience est à vocation “généraliste” : recherche du boson de Higgs et de signe de nouvelle physique, mais aussi étude dans le secteur du Modèle Standard : section efficace des *jets*, α_S , masse et polarisation du quark *top*, masse du boson *W*...

ATLAS est composé, de manière relativement classique, de plusieurs sous-détecteurs structurés en “peau d'oignon”, comme on peut le constater sur la figure II.2.1, où sont également définis les systèmes d'axes.

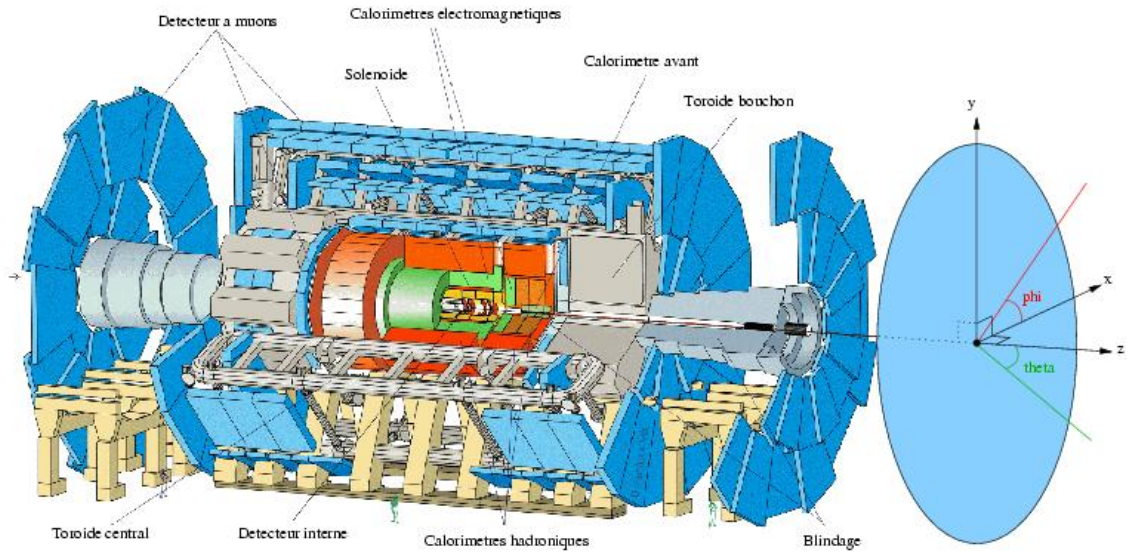


FIG. II.2.1 – Vue éclatée d'ATLAS.

L'axe du faisceau est désigné comme l'axe z . On définit dans le plan transverse à z deux axes orthogonaux, x et y , mais on utilisera préférentiellement les coordonnées polaires : r et ϕ . L'angle polaire formé par une droite et l'axe z est noté θ , mais on utilisera plutôt la pseudo-rapacité $\eta = -\ln \tan(\theta/2)$. Pour estimer la distance entre deux directions dans l'espace, on utilisera fréquemment la grandeur $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$.

Le point d'interaction des faisceaux sera connu avec une précision $\sigma_R \sim 15\mu\text{m}$ dans le plan transverse, et $\sigma_z \sim 5,6\text{ cm}$ pour la position longitudinale. Cela a guidé certains choix dans la conception du détecteur : l'accent a été mis sur une grande précision des mesures dans le plan transverse, parfois au détriment du plan longi-

tudinal ; l'idée sous-jacente étant qu'il est préférable de disposer de performances d'excellence dans un plan, plutôt que de performances plus moyennes dans les trois dimensions. Qui plus est, l'impulsion transverse de l'état initial est connue contrairement à l'impulsion longitudinale. Le plan transverse étant parfaitement contraint, il est plus intéressant de disposer de meilleures mesures dans ce plan.

II.2.1 Le détecteur interne

Le détecteur interne est un système de trajectographie des particules chargées, inséré dans un aimant solénoïde, dont le champ vaut 2 T au centre. Il s'agit de la partie la plus proche du faisceau.

Ce détecteur a été optimisé afin d'être sensible aux traces chargées avec $p_T > 0,5$ GeV/c et $|\eta| < 2,5$.

Plusieurs solutions technologiques ont été combinées, afin de satisfaire à des exigences parfois contradictoires :

- une grande granularité, pour d'obtenir d'excellentes résolutions sur les paramètres des traces dans un environnement extrêmement dense.
- une très bonne tenue aux radiations, car la luminosité nominale du LHC sera de 10^{34} cm⁻²s⁻¹.
- aussi peu de matière que possible, afin de réduire les diffusions multiples, et les interactions électromagnétiques et nucléaires.

On trouve ainsi, par ordre croissant de distance au faisceau, le détecteur à pixels, le détecteur à micropistes, et le trajectographe à rayonnement de transition (ou TRT). La figure II.2.2 permet d'avoir une vue d'ensemble de ces détecteurs, qui sont décrits dans les sections suivantes. La quantité de matière que représente l'ensemble du détecteur interne est représentée sur la figure III.1.3 page 44. Seuls les paramètres les plus importants sont indiqués ici, et pour plus de détails, on se réfèrera à [13].

II.2.1.1 Les pixels

Le détecteur à pixels est la partie la plus interne du détecteur ATLAS, et fait l'objet d'une description rigoureuse dans [14]. C'est un trajectographe de très grande précision, qui doit contribuer à la mesure des paramètres des traces (notamment le paramètre d'impact), et doit également permettre de reconstruire le point d'interaction primaire, appelé *vertex primaire*, et les points de désintégration des particules, appelés *vertex secondaires*.

Pour ce faire, il doit être placé aussi près que possible du point de collision des faisceaux, et donc présenter une excellente tenue aux radiations. Il doit, en outre, offrir une très grande *granularité*, c'est à dire un très grand nombre de points de mesure par unité de surface.

Le système à pixels fournit, dans l'acceptance $|\eta| < 2,5$, trois points de mesure.

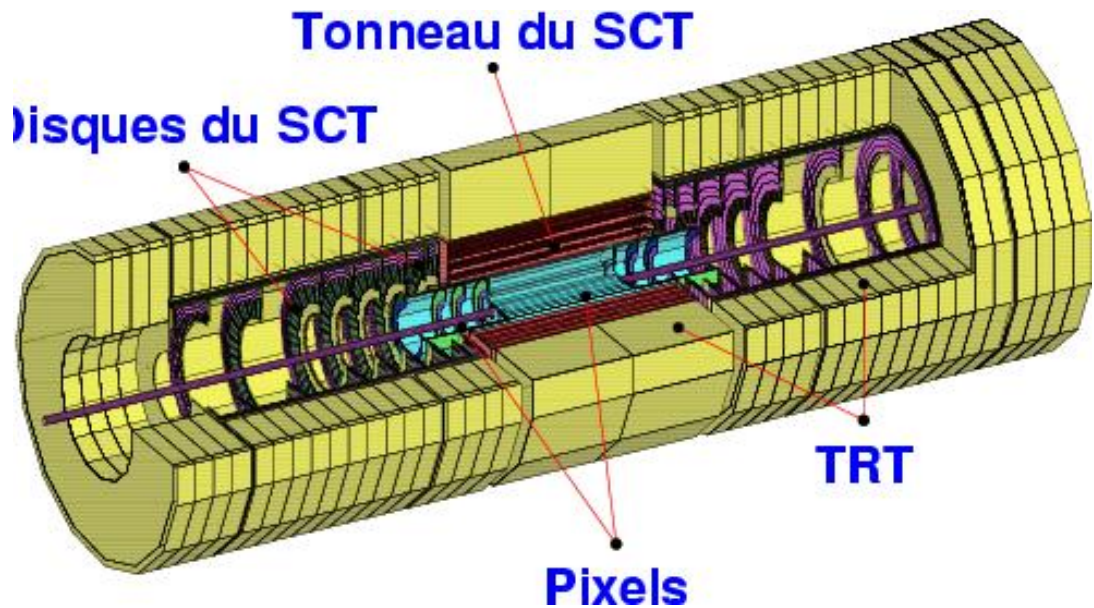


FIG. II.2.2 – Vue éclatée du détecteur interne.

C'est lui qui détermine la résolution sur le paramètre d'impact (*cf* section IV.2.1), et la capacité du détecteur interne à identifier des particules à faible temps de vie, comme les quarks b ou c ou les leptons τ .

Principe de détection Les pixels sont des détecteurs en silicium, qu'on peut voir comme des diodes polarisées en sens inverse. Ils sont assemblés en modules, mesurant $6,24 \times 2,44 \text{ cm}^2$.

Lorsqu'une particule chargée traverse le détecteur en silicium déplété, il y a création de paires électrons-trous. Le mouvement des électrons et des trous dans le champ électrique de la zone déplétée induit les signaux électriques dans le pad de lecture de l'électronique.

L'électronique de lecture est constituée de puces directement soudées sur le substrat en silicium, grâce à une technique de soudure par microbilles (voir figure II.2.3). La zone de collection de charges correspondant à un pixel mesure $50 \times 400 \mu\text{m}^2$. Chaque puce permet la lecture de 2880 pixels, répartis en 160 colonnes de 18 lignes.

Un module comprend 8×2 puces. Celles-ci sont reliées à un processeur, dit MCC (pour *Master Chip Control*), qui permet de contrôler les données et de les acheminer vers l'extérieur. Les signaux électriques sont transformés en signaux optiques dans les cartes "optoboard", situées à $z = \pm 80 \text{ cm}$. Les signaux optiques sont ensuite acheminés jusqu'à la salle d'électronique d'ATLAS (USA15).

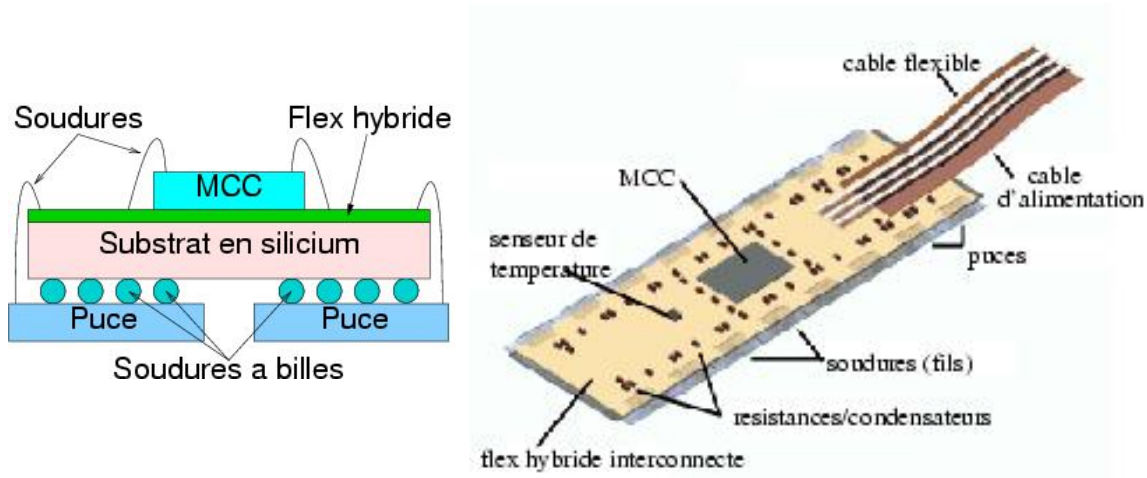


FIG. II.2.3 – Un module d’ATLAS, vue en coupe (à gauche) et en 3D (droite).

Géométrie du détecteur La surface d’un pixel, $0,02 \text{ mm}^2$, correspond aux limites technologiques de fabrication pour l’électronique de lecture. La taille des microbilles (15 à $20 \text{ }\mu\text{m}$) favorise également une dimension de $50 \text{ }\mu\text{m}$ pour un pixel.

Pour favoriser la résolution dans le plan transverse – pour lequel la position du vertex primaire est la mieux connue (avec une précision $\sim 15 \text{ }\mu\text{m}$) – les pixels du tonneau sont donc orientés longitudinalement : leur longueur est alignée avec l’axe du faisceau. Pour les pixels des disques, c’est le même principe qui prévaut, et les pixels sont donc orientés radialement.

Les modules sont collés sur deux types de structure en carbone ultraléger : des échelles et des disques. Chaque échelle compte treize modules, répartis comme indiqué par la figure II.2.4. Le module central est parallèle à l’axe z , et les modules situés à gauche (respectivement à droite) forment un angle de $1,1^\circ$ (respectivement $-1,1^\circ$) avec cet axe, afin d’assurer une meilleure hermiticité.

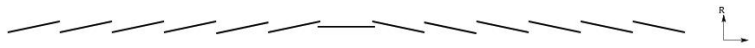


FIG. II.2.4 – Schéma d’une échelle de pixels dans le plan $R - z$. La disposition des treize modules permet une hermiticité optimale.

Les échelles sont ensuite disposées en tonneaux, chaque échelle formant un angle de 20° avec la tangente du cercle sur lequel elle est alignée (dit angle de tilt). Ceci permet un recouvrement qui, encore une fois, améliore l’hermiticité de l’ensemble.

Pour les disques, les modules sont répartis sur les deux faces d'une couronne, afin d'assurer au moins un point de mesure par disque intersecté.

Le refroidissement des modules est assuré par un système bi-phasique avec un mélange liquide/gaz de C_3F_8 circulant dans un tube en aluminium à l'intérieur des structures en carbone. Le liquide C_3F_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.

Pour la géométrie finale, on compte 3 tonneaux et 6 disques (figure II.2.5 et tableau II.2.1). Les tonneaux et les disques sont numérotés en allant du faisceau vers l'extérieur, mais la première couche de pixels est appelée couche b, en raison de son importance cruciale dans l'étiquetage des *jets* b. Le détecteur à pixels sera solidaire du tube à vide du faisceau, et la structure (nommée PST, pour *Pixel Support Tube*), comportant également toute l'électronique d'acquisition des pixels, sera introduite à la fin de l'assemblage d'ATLAS.

Pour des raisons d'étalement des dépenses, une des variantes de l'installation d'ATLAS prévoyait que les couches intermédiaires des tonneaux et des disques soient peut-être absentes au démarrage d'ATLAS, pour n'être installées qu'ultérieurement.

C'est pourquoi de nombreuses études de performances d'ATLAS utilisant les géométries "initiale" et "finale" ont été réalisées. Un impact très favorable des couches intermédiaires de pixels a été démontré, ce qui a conduit la collaboration pixel d'ATLAS à décider que la géométrie "finale" des pixels sera introduite dès le démarrage.

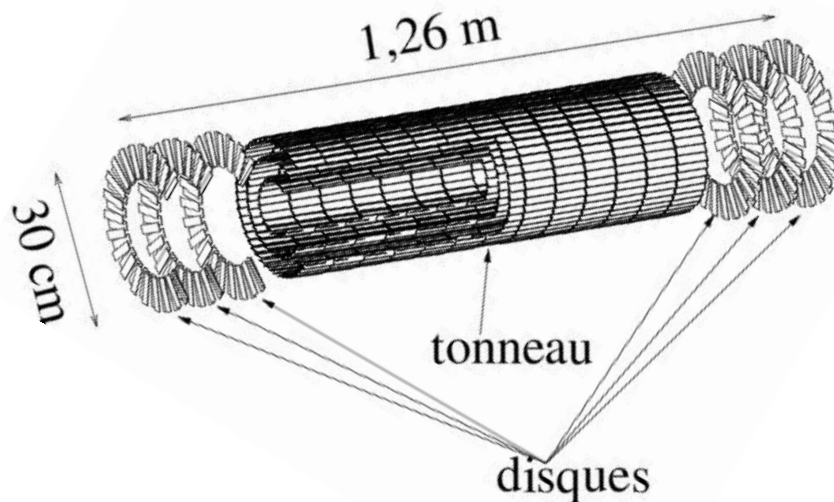


FIG. II.2.5 – Géométrie du détecteur à pixels. Les modules sont assemblés en trois tonneaux, et trois disques de chaque côté.

	Couche	Rayon (mm)	Nombre d'échelles	Angle de tilt
	b	50,5	22	20°
	1	88,5	38	20°
	2	122,5	52	20°
Disque	Position en z (mm)	Nombre de modules	Rayon interne (mm)	
1	495	48	88,77	
2	580	48	88,77	
3	650	48	88,77	

TAB. II.2.1 – Position des tonneaux et disques de pixels.

II.2.1.2 Les micropistes en silicium

Le deuxième élément du détecteur interne est constitué de micropistes en silicium, ou SCT (pour *SemiConductor Tracker*).

Le principe de détection est le même que pour les pixels. Mais la collection des charges est faite sur des pistes de $80\ \mu\text{m}$ de largeur, et de $123,3\ \text{mm}$ de longueur : les micropistes.

Ce type de détecteur est fréquent dans le domaine de la physique des particules, et a déjà été utilisé avec succès au LEP ou au Tevatron.

Ce sous-détecteur permettra de fournir en moyenne quatre points de mesure par trace. La résolution en $r\text{-}\phi$ sera de l'ordre de $20\ \mu\text{m}$. Pour distinguer plusieurs vertex d'un même événement, la résolution en z sera inférieure au mm.

Ces contraintes sont respectées par la configuration présentée figure II.2.6. La partie centrale est formée d'un tonneau, composé de quatre couches cylindriques. Pour compléter la couverture spatiale, neuf disques sont placés à chacune des deux extrémités.

Dans le tonneau, on utilise des modules regroupant quatre détecteurs micropistes simple face, d'une surface active de $61,6 \times 62,0\ \text{mm}^2$. Deux détecteurs connectés en série forment une face où 768 micropistes sont alignées précisément dans l'axe du faisceau. L'autre face est identique, mais positionnée avec un décalage angulaire de $40\ \text{mrad}$, ce qui permet d'obtenir une mesure suivant l'axe z . Les couches cylindriques du tonneau sont formées par des échelles comportant 12 modules. Les modules sont inclinés de 10° en ϕ , et ils sont disposés alternativement (suivant z) à $\pm 1\ \text{mm}$ du rayon nominal. On obtient ainsi un recouvrement de tous les modules, et il n'y a aucune zone "morte".

Pour les disques, les modules sont trapézoïdaux (voir figure II.2.7), et assemblés en disques de une à trois couronnes. Celles-ci ont un recouvrement de $4\ \text{mm}$ dans la direction radiale, toujours pour assurer la meilleure hermiticité possible.

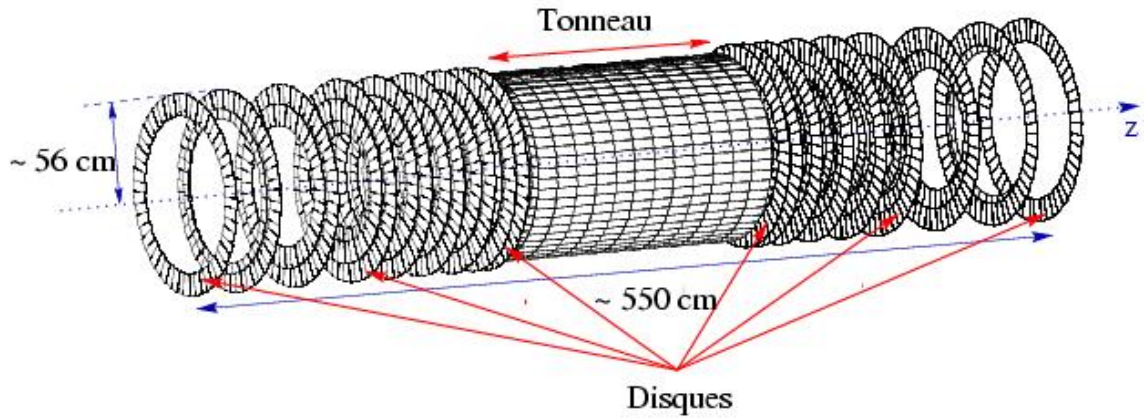


FIG. II.2.6 – Configuration du SCT : 4 tonneaux, plus 9 disques de chaque côté.

Couche	Rayon (mm)	Nombre d'échelles
1	300,0	32
2	373,0	40
3	447,0	48
4	520,0	56

TAB. II.2.2 – Caractéristiques des couches du tonneau du détecteur SCT.

Les tableaux II.2.2 et II.2.3 récapitulent les caractéristiques du tonneau et des disques.

Habituellement, les deux plans de micropistes sont agencés de manière orthogonale. Le choix d'un angle stéréo de 40 mrad permet de réduire les ambiguïtés (voir figure II.2.8) dans les événements à grande multiplicité, mais également de préserver

Disque	Position en z (mm)	Rayon (mm) interne-externe	Nombre de modules (I/M/E)
1	835,0	259-560	40/40/52
2	925,0	336-560	-/40/52
3	1072,0	259-560	40/40/52
4	1260,0	259-560	40/40/52
5	1460,0	259-560	40/40/52
6	1695,0	259-560	40/40/52
7	2135,0	336-560	-/40/52
8	2528,0	401-560	-/-/52
9	2788,0	440-560	-/-/52

TAB. II.2.3 – Caractéristiques des disques du détecteur SCT.

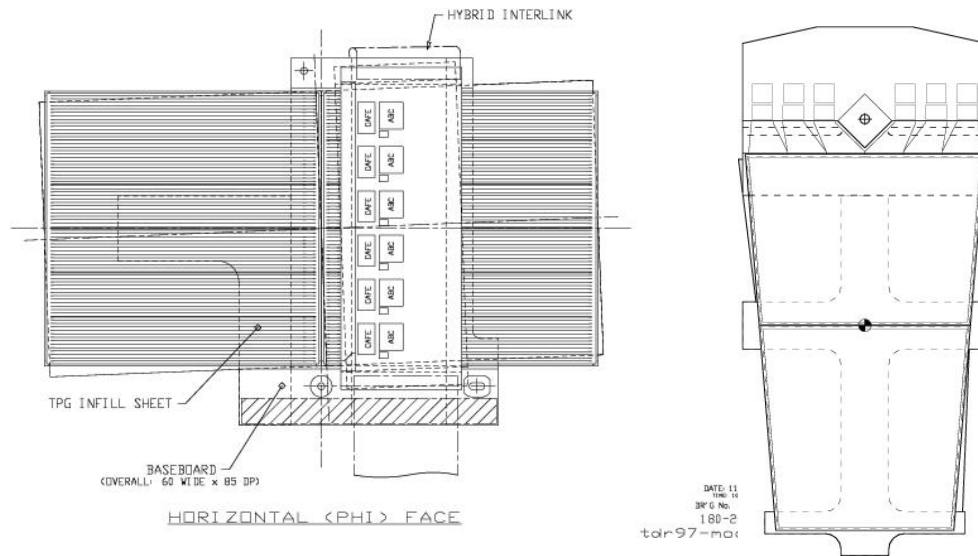


FIG. II.2.7 – Modules du SCT : à gauche, module du tonneau ; à droite, module du disque

la mesure en $r\text{-}\phi$ en cas de dysfonctionnement d'une face.

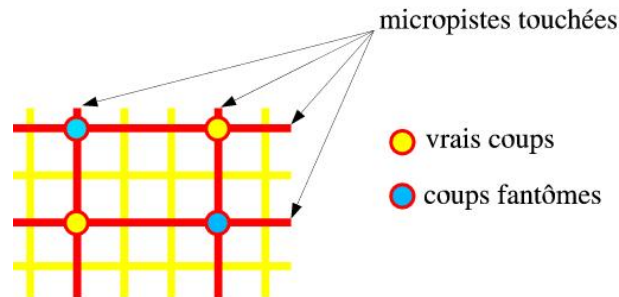


FIG. II.2.8 – Ambiguïtés (ou coups fantômes) dans les SCT en cas de traces proches. Dans les modules du SCT, les micropistes ne sont pas orthogonales, mais forment un angle de 40 mrad, afin de réduire ces ambiguïtés.

II.2.1.3 TRT

Le trajectographe à transition de radiation (ou TRT, pour l'anglais *Transition Radiation Tracker*) combine, comme son nom l'indique, un trajectographe à pailles et une détection basée sur la radiation de transition.

Les spécifications ayant guidé sa conception sont les suivantes :

- fournir une résolution en $R\text{-}\phi$ inférieure à $170\text{ }\mu\text{m}$ par paille.
- permettre (avec les pixels et le SCT) de reconstruire toutes les traces de $p_T > 0,5\text{ GeV}/c$ dans l'acceptance $|\eta| < 2,5$ et jusqu'à $R \sim 107\text{ cm}$, tirant ainsi partie de l'intégrale du champ magnétique pour obtenir une bonne mesure de l'impulsion transverse.
- identifier les électrons, en association avec le calorimètre électromagnétique. Cette identification est importante, par exemple, pour extraire le signal $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ du bruit de fond (des paires de hadrons chargés), et pour identifier les électrons mous dans les *jets* b (*cf* section IV.2.3).

La géométrie retenue (figure II.2.9) permet de réaliser une trajectographie “continue”, c'est à dire offrant un grand nombre de points de mesure (environ 36 pailles touchées par trace), dans la région de grand rayon du détecteur interne.

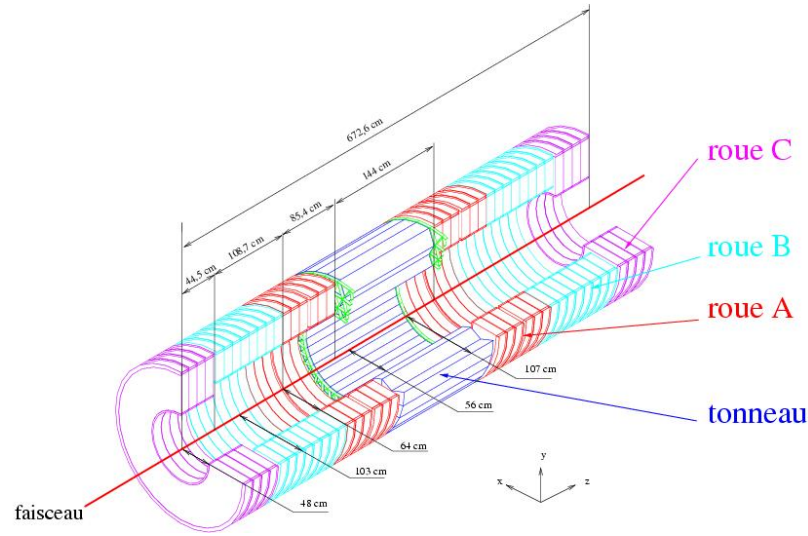


FIG. II.2.9 – Vue isométrique éclatée du TRT.

Le détecteur est constitué d'un tonneau central et de deux “bouchons”.

Trois anneaux cylindriques emboîtés forment le tonneau central, et sont eux-mêmes composés de 32 modules identiques indépendants, en forme de chevron (voir figure II.2.10). Il existe donc trois types de modules, et dont les caractéristiques sont résumées dans le tableau II.2.4.

À l'intérieur de ces modules, des pailles de 4mm de diamètre sont disposées dans un milieu constitué de fibres de polypropylène/polyéthylène, qui permettent l'émission des radiations de transition utilisées pour l'identification des électrons. Les pailles sont séparées de 6,8 mm en moyenne, dans les directions radiale comme azimutale.

Les bouchons sont constitués de trois types de roues identiques et indépendantes,

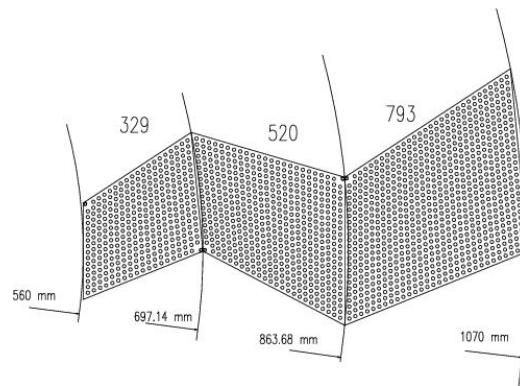


FIG. II.2.10 – Répartition des modules dans le tonneau du TRT, vue en coupe selon l'axe z . Des fibres en polypropylène sont réparties axialement entre les pailles.

Type de module	Nombre de pailles	Nombre de couches
1	329	19
2	520	24
3	793	30

TAB. II.2.4 – Caractéristiques des trois types de modules du tonneau central des TRT.

dont les caractéristiques sont résumées par le tableau II.2.5. Les roues de type C ne seront toutefois pas installées au démarrage de l'expérience, mais ultérieurement, pour des raisons d'étalement des coûts. Chaque roue est composée de 16 couches de pailles réparties radialement (voir figure II.2.11). Ces couches sont séparées par des feuilles de polypropylène, autorisant l'émission de radiations de transition.

Type de roue	Nombre de roues	Espacement entre les couches	Nombre de pailles	Région du détecteur (mm) rayon	position en $ z $
A	6	8 mm	12288	640 - 1030	830 - 1684
B	8	16 mm	6144	640 - 1030	1687 - 2774
C	4	8 mm	9216	480 - 1030	2818 - 3363

TAB. II.2.5 – Caractéristiques des trois types de roues des bouchons du TRT.

Les pailles elles-mêmes sont constituées d'un tube de 4 mm de diamètre rempli du mélange gazeux suivant : 70% de Xe, 27% de CO₂ et 3% de O₂. Un fil de 30 μ m de diamètre, plaqué d'or, est placé au centre de ce tube. Une différence de potentiel entre le tube et le fil crée un champ électrique sous l'effet duquel les électrons induits par l'ionisation du gaz, lors du passage d'une particule, dérivent vers le fil. Cela fournit une information spatiale, en R - ϕ pour le tonneau et en z - ϕ pour les bouchons. Celle-ci est complétée par la position de l'impact par rapport au fil, calculée grâce au

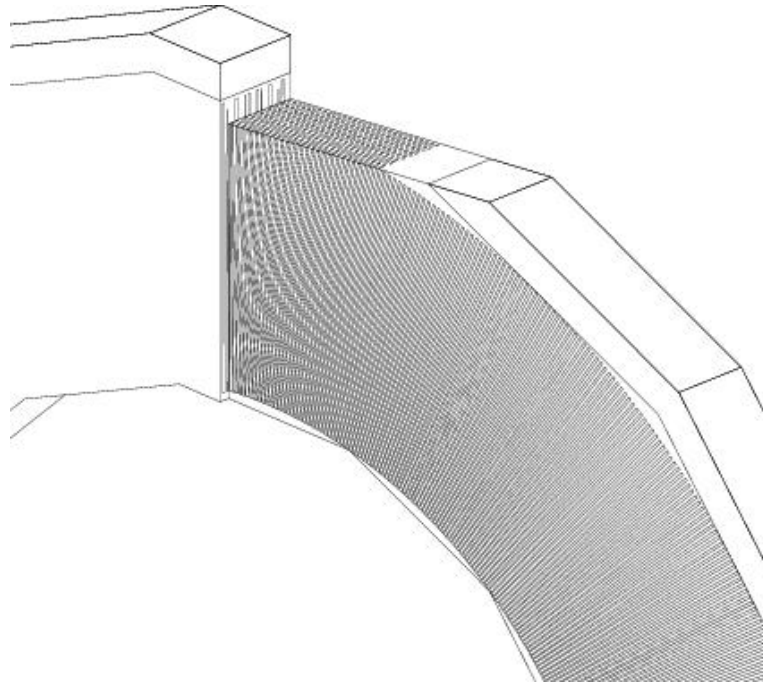


FIG. II.2.11 – Partie d’une roue du TRT. Les pailles sont disposées de manière radiale. Des feuilles de polypropylène sont insérées entre chaque couche

temps de dérive des électrons avec une précision de $170 \mu\text{m}$.

Lorsqu’une particule traverse le TRT, elle rencontre successivement des couches de polypropylène et de gaz. Ces matériaux ayant des constantes diélectriques différentes, la particule peut émettre un rayonnement de transition, c’est à dire des photons de quelques keV. Celui-ci est absorbé par le xénon des pailles pour donner un grand nombre d’électrons secondaires.

On définit donc deux seuils de signal pour le TRT : le premier seuil correspond à une ionisation “normale” du gaz par une particule chargée. Le second seuil, beaucoup plus élevé, est atteint lorsque suffisamment d’électrons secondaires sont produits, suite à l’émission d’un rayonnement de transition.

Ce rayonnement est d’autant plus important que le rapport énergie/masse $\gamma = \frac{E}{m}$ est élevé. Ainsi, à énergie égale, les particules les plus enclines à émettre ce rayonnement sont les électrons, car leur masse est faible.

On estime qu’en moyenne, un électron dépassera le second seuil dans 7 pailles sur les 36 traversées. Cette information est essentielle pour distinguer les électrons des pions, et complète en ce sens le calorimètre électromagnétique.

II.2.2 Les calorimètres

Le système de calorimétrie d'ATLAS est composé de deux types de détecteurs : les particules traverseront d'abord la partie électromagnétique, puis la partie hadronique. Les calorimètres sont répartis en trois zones de pseudorapidity croissante : la partie centrale (ou tonneau), les bouchons, et des calorimètres dits "avants" (*forward calorimeters*) pour compléter l'hermiticité dans la zone $3, 2 < |\eta| < 4, 9$.

La combinaison de ces sous-ensembles permet de :

- mesurer l'énergie et la position des électrons et des photons ;
- mesurer l'énergie et la direction des *jets* et de l'énergie manquante ;
- identifier certaines particules. Par exemple, séparation des électrons et photons des hadrons et *jets*, ou des τ hadroniques des *jets*.
- sélectionner les événements au niveau du déclencheur d'événements.

Les calorimètres ont été optimisés pour l'étude de canaux d'intérêt au LHC, en particulier les désintégrations du boson de Higgs $H \rightarrow ZZ^{(*)}$ et $H \rightarrow \gamma\gamma$. Ils doivent également fournir une résolution en énergie permettant de mesurer la masse du quark *top* à $1 \text{ GeV}/c^2$ près.

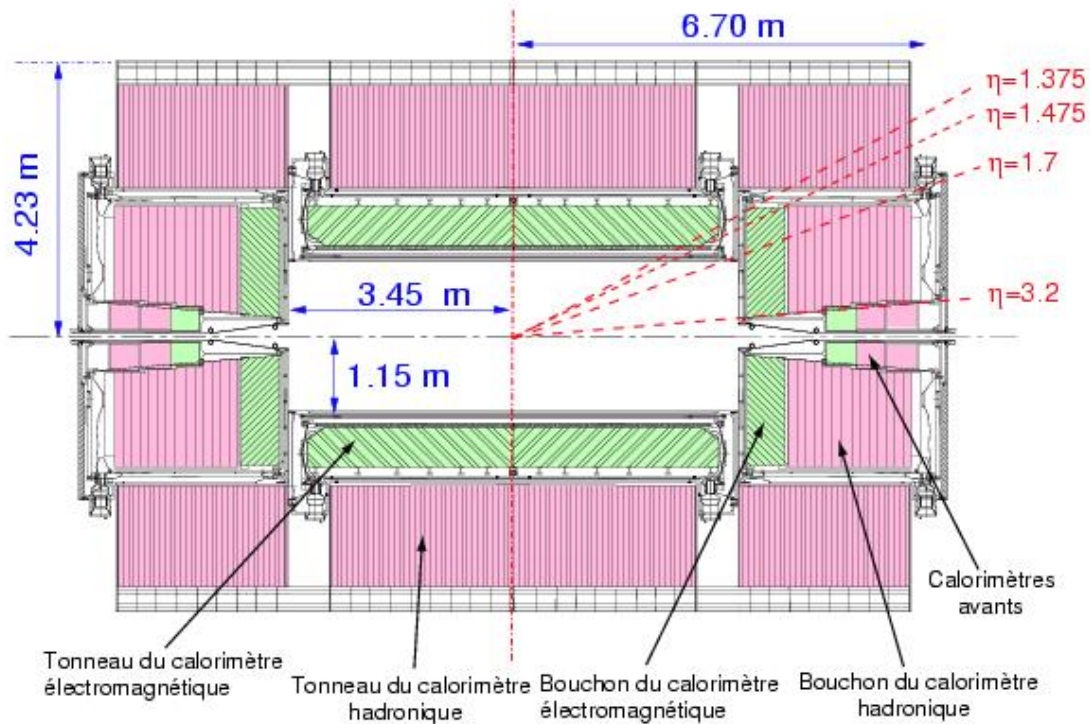


FIG. II.2.12 – Vue transverse du système de calorimétrie d'ATLAS. En vert (hachures diagonales), la partie électromagnétique. En rouge (hachures verticales), la partie hadronique.

II.2.2.1 Calorimètre électromagnétique

De par sa conception, le calorimètre électromagnétique à échantillonnage est principalement sensible aux électrons et aux photons, dont il estime l'énergie et la direction (pour les photons, car la direction des électrons est principalement déterminée par leur trace).

Géométrie Il est constitué d'un tonneau et de deux bouchons, eux-mêmes composés d'un empilement d'électrodes en Kapton et d'absorbeur en plomb. La partie électromagnétique du calorimètre avant diffère légèrement : il s'agit de matrices en cuivre percées de trous dans lesquels s'insèrent des électrodes tubulaires portées à haute tension. Dans les deux cas, l'ensemble baigne dans un cryostat rempli d'argon liquide. Le choix de ce dernier comme milieu ionisant a été dicté par sa très bonne tenue aux radiations.

On compte trois cryostats : le cryostat central contient le bouchon ainsi que le solénoïde, et les deux cryostats situés aux bords contiennent chacun un bouchon du calorimètre électromagnétique, deux roues de calorimètre hadronique et un calorimètre avant.

Le tonneau central couvre la région $|\eta| < 1,4$, et les bouchons sont formés de deux roues emboîtées couvrant respectivement $1,4 < |\eta| < 2,5$ et $2,5 < |\eta| < 3,2$, auxquelles s'ajoute le calorimètre avant qui couvre la zone $3,2 < |\eta| < 4,9$.

Les électrodes et absorbeurs sont pliés en accordéon (*cf* figure II.2.14). Cette structure est source d'uniformité en ϕ , et de rapidité dans l'acquisition du signal. Elle permet également de reporter toute l'électronique d'acquisition sur les bords du calorimètre électromagnétique, optimisant ainsi l'espace.

L'épaisseur moyenne, en longueurs de radiation (ou X_0), traversée par les particules est représentée figure II.2.15 en fonction de la pseudorapacité η . Elle a été calculée pour une réponse optimale aussi bien pour des électrons et photons de haute énergie que pour une gamme d'énergie moyenne.

Cette épaisseur est comprise entre 24 et 40 X_0 suivant η , de sorte que les gerbes électromagnétiques sont contenues dans le calorimètre électromagnétique.

Les particules parvenant jusqu'au calorimètre électromagnétique ont déjà traversé le détecteur interne, le solénoïde et la paroi du cryostat, dont l'épaisseur cumulée est 2,3 X_0 à $\eta = 0$. Un pré-échantillonneur est chargé d'estimer les pertes d'énergie qui en découlent dans la région centrale ($|\eta| < 1,8$) : des électrodes très finement segmentées sont placées dans une faible épaisseur d'argon liquide (1,1 cm), avant que les particules ne pénètrent dans le calorimètre proprement dit.

Dans la région de précision ($|\eta| < 2,5$) le calorimètre électromagnétique est radialement segmenté en trois sections, comme le montre la figure II.2.14, afin d'obtenir une information sur le développement longitudinal de la gerbe électromagnétique.

La section des pistes (ou *strips*) est équipée de pistes de 4,7 mm (ou $\Delta\eta = 0,0031$)

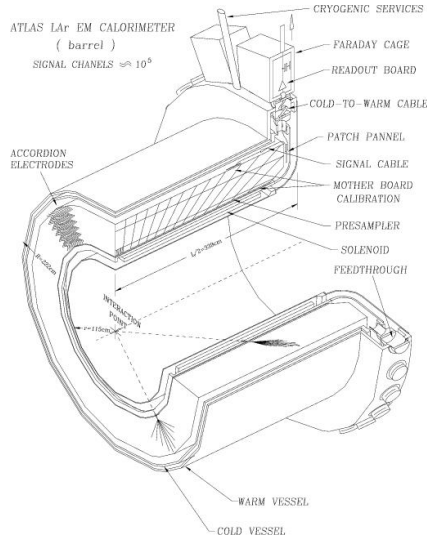


FIG. II.2.13 – Vue en perspective de la moitié du cryostat central du calorimètre électromagnétique

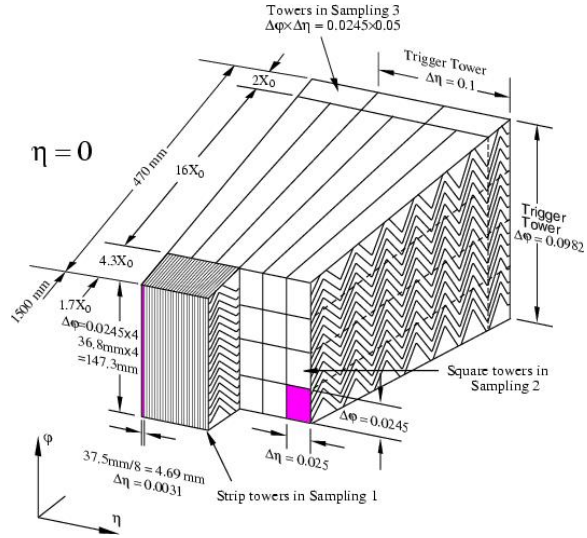


FIG. II.2.14 – Schéma de la structure en accordéon du calorimètre électromagnétique

dans la direction η , et présente une épaisseur de $6 X_0$ (en incluant le matériel situé en amont). Cette section agit comme un détecteur “pied de gerbe” (ou *preshower*), rendant possible l’identification des particules (séparation γ/π^0 , e/π , *etc.*) et fournissant une mesure précise de la position en η .

La section du milieu est segmentée transversalement en tours carrées de taille

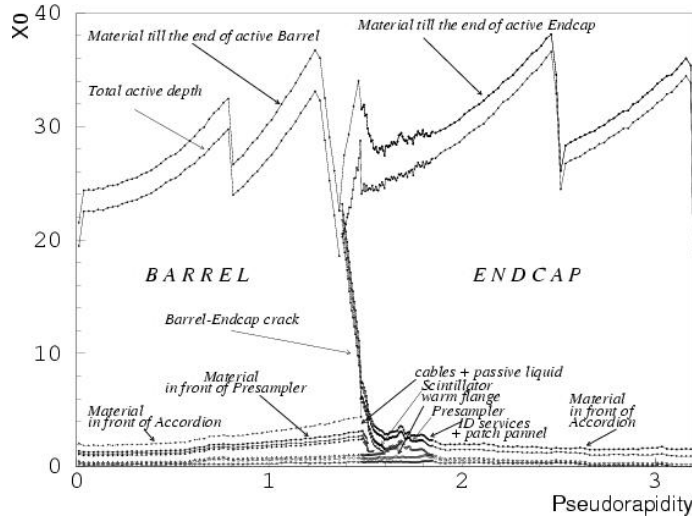


FIG. II.2.15 – Épaisseur du calorimètre électromagnétique traversée par une particule (en longueur de radiation) en fonction de la pseudorapidité η , en longueurs de radiation.

$\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,025 \times 0,0245$ ($\sim 4 \times 4 \text{ cm}^2$ à $\eta = 0$). Son épaisseur est $\sim 24 X_0$ (cf figure II.2.15).

La dernière section a une granularité de 0,05 en η , et une épaisseur variant entre $2 X_0$ et $12 X_0$.

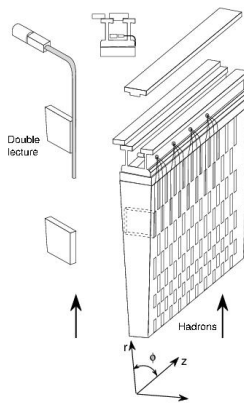
Les électrodes sont segmentées de manière projective en η et ϕ .

Fonctionnement Le calorimètre électromagnétique fonctionne par échantillonnage : les particules se propagent dans l'argon liquide et rencontrent alternativement des couches d'absorbeur en plomb et des électrodes en cuivre, séparés par des éléments en Kapton.

Le matériau dense de l'absorbeur conduit les particules à perdre une partie de leur énergie : interaction avec la matière ou rayonnement Bremsstrahlung (ou rayonnement de freinage) pour les électrons, et conversion en paire électron/positon pour les photons. Cela conduit à des réactions en chaîne, avec des particules de moins en moins énergétiques : il se développe une gerbe électromagnétique. Les particules secondaires ionisent l'argon liquide, et les charges sont collectées par les électrodes grâce à un champ électrique.

II.2.2.2 Calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique est un système chargé de mesurer l'énergie et la direction des hadrons et des *jets*, et d'estimer l'énergie manquante. Il fonctionne en association avec le calorimètre électromagnétique, puisque ce dernier est placé en amont et mesure donc une petite fraction de l'énergie des hadrons. Sa conception doit permettre d'atteindre la résolution en énergie suivante $\frac{\Delta E}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\%$ (pour $|\eta| < 3$).



TAB. II.2.6 – Un module du calorimètre à tuile.

Le calorimètre hadronique est composé d'un tonneau étendu et de deux bouchons, qui sont placés autour du cryostat du tonneau du calorimètre électromagnétique. Le tonneau comprend trois parties : le tonneau central ($|\eta| \leq 1,0$) et deux extensions ($0,8 \leq |\eta| \leq 1,7$) (figure II.2.12). C'est un calorimètre à échantillonnage qui utilise du fer comme absorbeur, et des briques scintillantes comme matériau actif. Le passage des particules dans les tuiles excite les atomes, et leur désexcitation se fait par l'émission d'une lumière de scintillation. L'information optique est transportée par des fibres optiques qui induisent un décalage de la longueur d'onde, puis transformée en impulsion électrique dans des photomultiplicateurs. Un tonneau est formé par soixante-quatre éléments de base appelés modules (figure II.2.6).

Le long de l'axe du faisceau, le taux de particules est plus élevé. Ainsi, pour pouvoir intégralement contenir les gerbes, le matériau absorbeur des bouchons du calorimètre hadronique est plus dense que l'acier : on utilise du cuivre. Pour le calorimètre avant, on retrouve des matrices en tungstène percées de trous dans lesquels s'insèrent des électrodes tubulaires. De l'argon liquide sert de milieu actif, tout comme dans les bouchons du calorimètre électromagnétique. C'est pourquoi les deux bouchons (hadronique et électromagnétique) et le calorimètre avant sont installés dans le même cryostat.

La granularité en $\Delta\eta \times \Delta\phi$ est moins fine que dans le calorimètre électromagnétique, et varie de $0,1 \times 0,1$ à $0,2 \times 0,2$.

II.2.3 Spectromètre à muons

Les muons de grande impulsion constitueront une des signatures physiques les plus prometteuses et les plus robustes au LHC. Par exemple, le canal $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$ est particulièrement intéressant pour la découverte du boson de Higgs. ATLAS est donc doté d'un système de détection des muons très performant, qui comprend un système de déclenchement (*trigger*) à part entière.

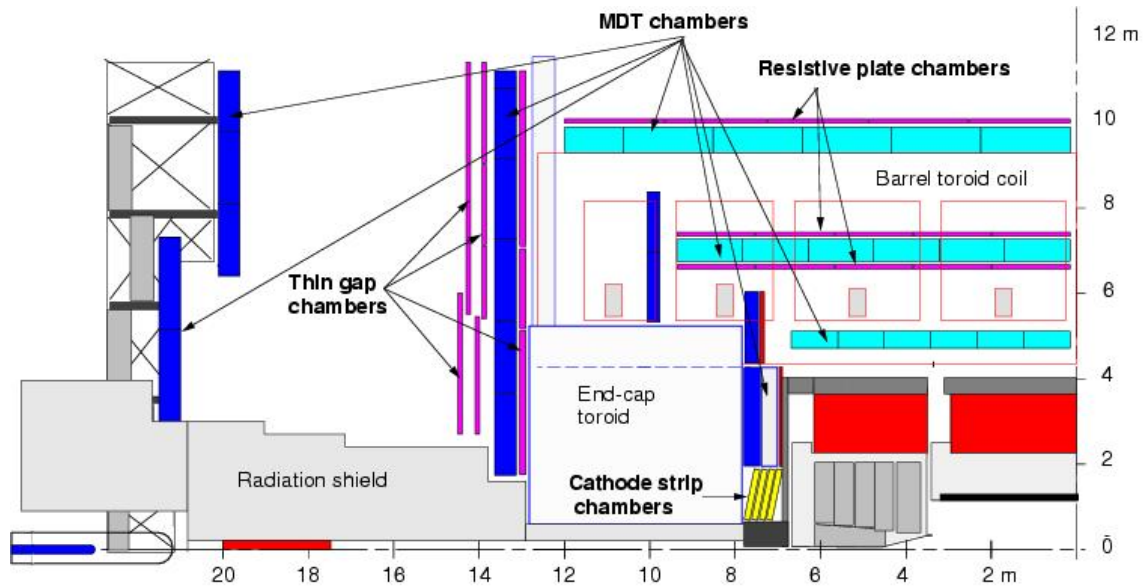


FIG. II.2.16 – Géométrie du système à muons d'ATLAS, plan longitudinal.

Géométrie Un système d'aimants toroïdaux supraconducteurs, représentés sur la figure II.2.18, courbe la trajectoire des muons afin que des chambres de détection en

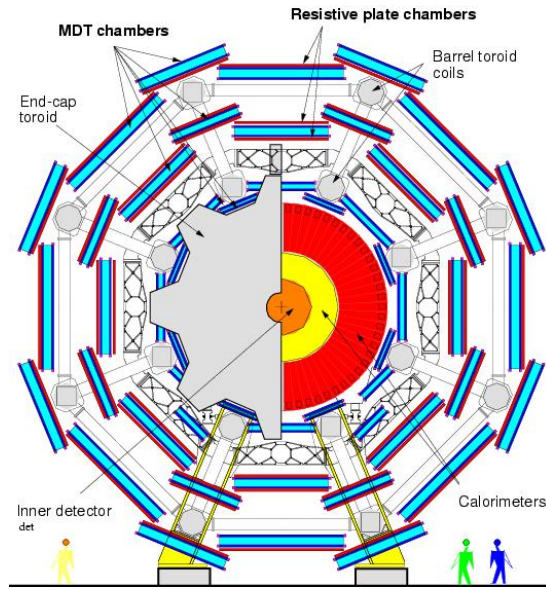


FIG. II.2.17 – Géométrie du système à muons d'ATLAS, plan transverse.

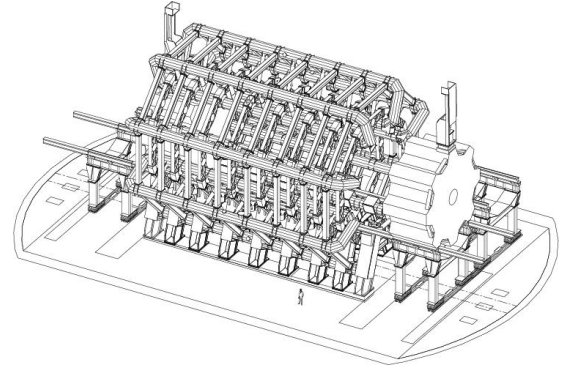


FIG. II.2.18 – Vue tridimensionnelle du système d'aimants des chambres à muons d'ATLAS. L'aimant bouchon, à droite, est décalé de sa position nominale sur cette représentation.

mesurent précisément l'impulsion et la charge. Dans la région centrale, pour $|\eta| \leq 1$, le champ magnétique est fourni par un aimant constitué par huit bobines toroïdales entourant le calorimètre hadronique. Pour $1,4 \leq |\eta| \leq 2,7$, deux aimants plus petits sont insérés dans les bouchons du toroïde. Enfin, la région $1 \leq |\eta| \leq 1,4$ est couverte par la combinaison des deux aimants décrits ci-dessus. Cette configuration permet de produire un champ magnétique principalement orthognal à la trajectoire des muons tout en minimisant la dégradation de la résolution causée par la diffusion multiple. Les figures II.2.16 et II.2.17 représentent les éléments principaux du spectromètre, dans les plans longitudinal et transverse.

Dans la région du tonneau, les traces sont mesurées par des chambres disposées en trois couches (aussi appelées *stations*) cylindriques autour de l'axe du faisceau. Dans la région des bouchons, ainsi que dans la région de transition, les chambres sont installées dans le plan transverse, également en trois stations. Sur pratiquement tout l'intervalle de couverture en pseudorapidité, la mesure des coordonnées des traces dans la direction principale de courbure du champ est fournie par des chambres appelées MDT (pour *Monitored Drift Tubes* ou tubes à dérive contrôlée). À grande pseudorapidité, et dans la région proche du point d'interaction, des chambres avec une plus grande granularité – les CSC, pour *Cathode Strip Chambers* ou chambres proportionnelles à fils – sont employées, afin de répondre au taux plus élevé de muons et aux conditions de bruit de fond plus exigeantes. Enfin, un système d'alignement optique a été développé pour atteindre les spécifications rigoureuses sur la précision mécanique et le contrôle des chambres de précision.

Le système de déclenchement est indépendant des autres sous-détecteurs, et couvre l'intervalle de pseudorapidité $|\eta| \leq 2,4$. Des chambres appelées RPC (pour *Resistive Plate Chambers* ou chambres à plaques résistives) sont utilisées dans le tonneau, tandis que les bouchons sont instrumentés par des TGC (pour *Thin Gap Chambers* ou chambres à espacement fin). Ces deux types de chambres de déclenchement fournissent aussi une deuxième mesure des coordonnées de la trace, dans la direction parallèle aux lignes de champ (donc orthogonale à la direction de mesure des MDT).

Fonctionnement Voici un bref descriptif des éléments détecteurs dédiés aux mesures de précision (MDT et CSC) et au déclenchement (RPC et TGC) :

MDT Les éléments de base de la détection sont des tubes à dérive d'aluminium de 30 mm de diamètre et de 400 μm d'épaisseur. Ils contiennent un mélange gazeux ininflammable constitué de 91 % d'argon, 5 % de méthane et 4 % de diazote porté à 3 bar. En leur centre est placé un fil en tungstène (97 %) et rhénium (3 %) de 50 μm de diamètre, qui collecte les charges induites par l'ionisation du gaz. Ces tubes sont assemblés en stations comportant 2×4 couches de tubes pour les chambres internes et 2×3 couches pour les chambres externes et celles du milieu (figure II.2.19). La résolution typique d'un tube est d'environ 80 μm .

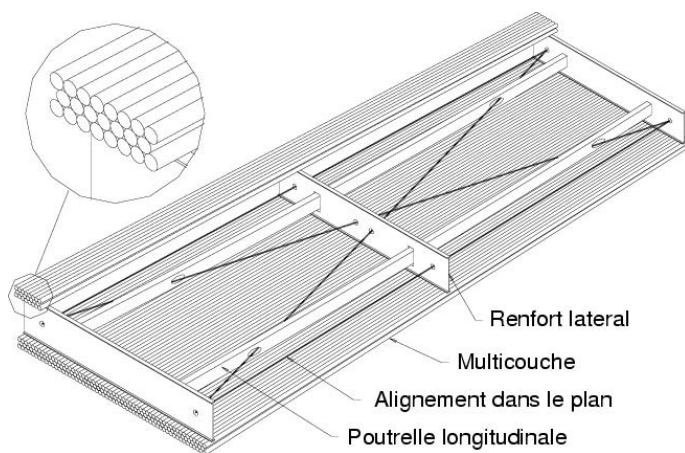


FIG. II.2.19 – Schéma d'une chambre MDT rectangulaire constituée de 2×3 monocouches, et destinée à être installée dans le tonneau du spectromètre. Les chambres destinées aux bouchons sont trapézoïdales, mais restent de conception similaire.

CSC Ces chambres proportionnelles à fils sont composées de cathodes découpées en pistes de lecture, orientées orthogonalement aux fils d'anode (30 μm de diamètre, en tungstène-rhénium) (figure II.2.20). L'espacement entre fils est le même qu'entre anode et cathode (figure II.2.21). Le tout est baigné dans un

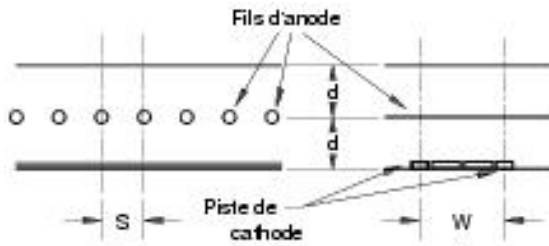


FIG. II.2.20 – Diagramme schématique d'une CSC.

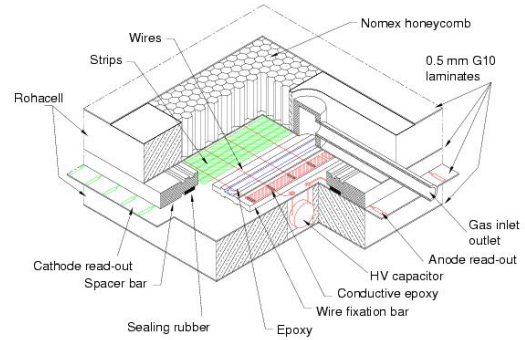


FIG. II.2.21 – Vue éclatée d'une couche de CSC montrant les détails de construction.

mélange gazeux ininflammable de 30 % d'argon, 50 % de dioxyde de carbone et 20 % de tétrafluorométhane (CF_4). Les CSC sont disposés en stations de 2×4 couches. La résolution attendue pour une chambre est inférieure à $60 \mu\text{m}$.

RPC Les RPC sont des détecteurs gazeux fournissant une résolution espace-temps de $1 \text{ m} \times 1 \text{ ns}$, avec une sortie numérique. Un espace gazeux de 2 mm est formé par deux plaques résistives en bakélite de 2 mm d'épaisseur, séparées par des éléments isolants. Les électrons de l'ionisation primaire initient une avalanche grâce à un fort champ électrique uniforme (typiquement $4,5 \text{ kV/mm}$). Le gaz ininflammable utilisé est un mélange de 97 % de tétrafluoroéthane ($\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$) et 3 % d'isobutane (C_4H_{10}).

Une chambre de déclenchement est constituée par deux couches rectangulaires de détecteurs. Le signal est lu par couplage capacitif entre les plaques et des pistes métalliques placées de chaque côté du détecteur. Les pistes en η sont parallèles aux fils des MDT et fournissent l'information sur la courbure au système de déclenchement. Les pistes en ϕ sont orthogonales aux fils des MDT et fournissent la mesure d'une deuxième coordonnée, également nécessaire pour la reconstruction hors ligne (*off line*) des muons, avec une précision de 5 à 10 mm.

TGC La conception des TGC est très proche des CSC, à ceci près que l'écartement des fils d'anode est plus large que la distance cathode-anode (figure II.2.22). Le gaz employé est un mélange composé à 55 % de dioxyde de carbone et 45 % de *n*-pentane ($n\text{-C}_5\text{H}_{12}$). Le signal des fils d'anode, disposés parallèlement aux fils des MDT, fournit une information pour le déclenchement, tout comme les pistes de lecture orthogonales aux fils. Ces dernières servent également à fournir la mesure d'une deuxième coordonnée. Les TGC sont constitués en stations de deux ou trois couches d'éléments détecteurs (figure II.2.23).

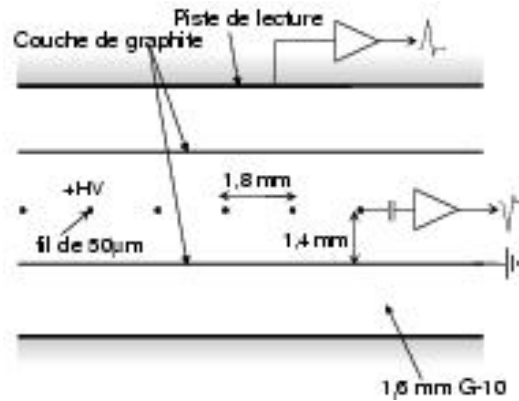


FIG. II.2.22 – Structure d'un TGC montrant les fils d'anodes et les cathodes en graphite. Les pistes de lecture sont orthogonales aux fils.

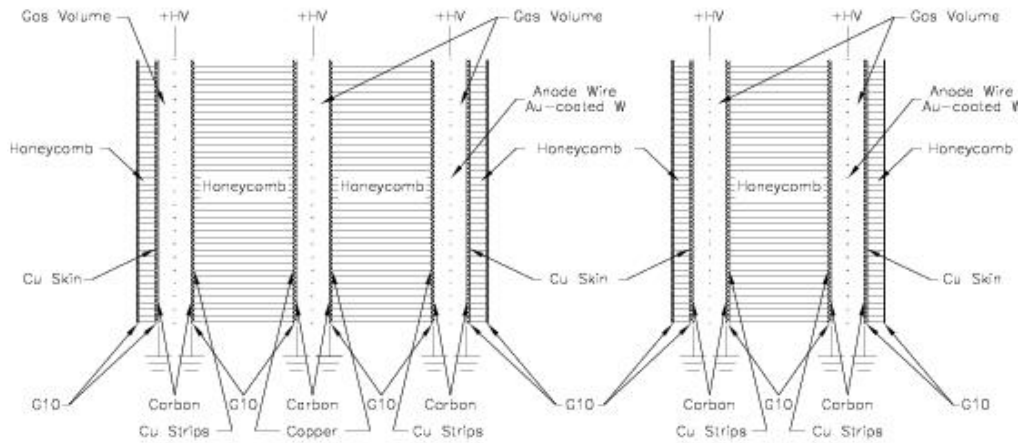


FIG. II.2.23 – Vue schématique en coupe d'un triplet (à gauche) et d'un doublet (à droite) de TGC. La largeur de l'espace de gaz est représentée agrandie.

II.2.4 Système de déclenchement

Au LHC, 40 millions de croisements de faisceaux auront lieu chaque seconde. Il est bien entendu hors de question de stocker tous les événements issus des interactions, d'autant plus que la majeure partie de ceux-ci sera constituée d'événements QCD à basse impulsion, relativement peu intéressants du point du vue physique.

Le système de déclenchement d'ATLAS n'est pas un sous-détecteur, mais son importance est capitale, puisqu'il permet de sélectionner les événements potentiellement intéressants, grâce à un système de menus (*cf* tableau II.2.7). Il réduit ce faisant le taux d'événements jusqu'à une centaine de Hertz ; cette fréquence est limitée par les capacités de stockage et de puissance de traitement, chaque événement

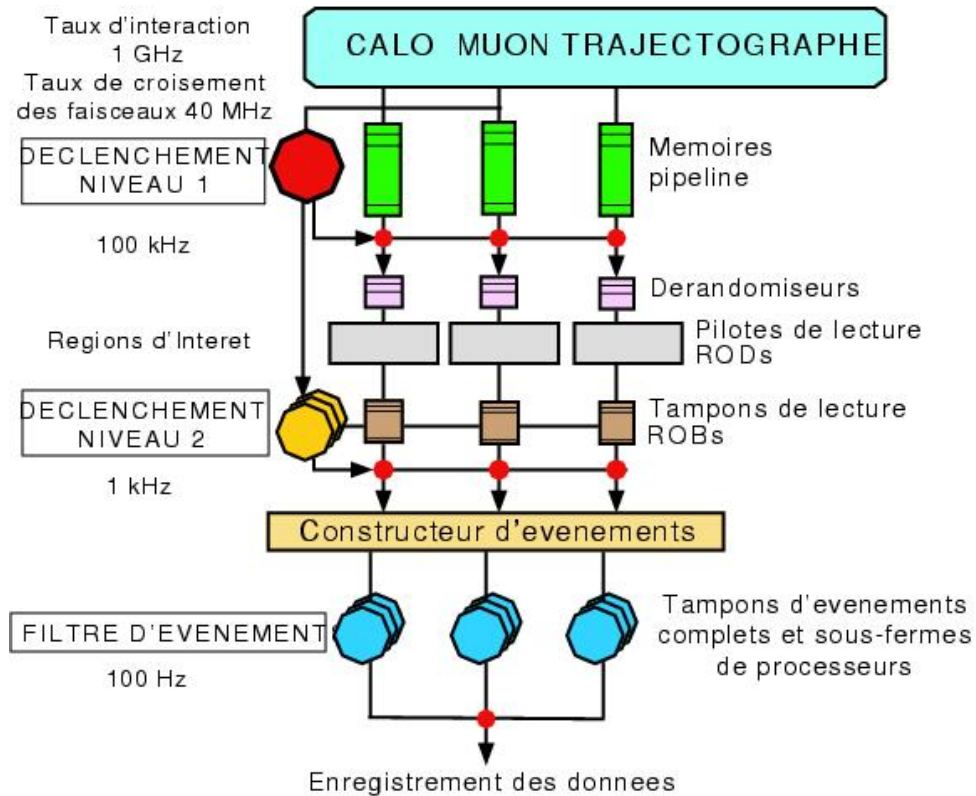


FIG. II.2.24 – Schéma de fonctionnement du système de déclenchement d'ATLAS.

ayant une taille de l'ordre du méga-octet.

Le déclenchement est opéré par trois niveaux successifs, appelés LVL1, LVL2 et EF (pour *Event Filter*, ou filtre d'événement). Le traitement des événements est résumé par la figure II.2.24, et se déroule ainsi :

LVL1 Au niveau 1, des algorithmes simples sont encodés matériellement sur des processeurs électroniques, afin de prendre des décisions rapides. Des informations grossières, fournies par le système de déclenchement rapide des chambres à muons ou par l'électronique sommatrixe des tours des calorimètres électromagnétique ou hadronique, permettent de procéder à une évaluation rapide de l'énergie transverse, et d'établir des motifs de reconstruction locaux. Le temps de décision, de l'ordre de $2 \mu s$, inclut la transmission du signal entre les détecteurs et l'électronique du niveau 1.

Pendant le traitement, les données précises de tous les sous-détecteurs sont placées dans des mémoires "pipeline", afin d'éliminer les temps de latence. Quand un événement passe la sélection de niveau 1, les données sont lues, formatées, et un prétraitement initial peut être appliqué (comme une calibration) avant

Nom du menu	Description	Exemple de physique
e25i	1 électron isolé, $p_T > 25 \text{ GeV}/c$	$W \rightarrow e\nu$ $Z \rightarrow ee$, top, $H \rightarrow ZZ^{(*)}$, W' , $Z' \dots$
2e15i	2 électrons isolés, $p_T > 15 \text{ GeV}/c$	$Z \rightarrow ee$, top, $H \rightarrow ZZ^{(*)}$ W' , $Z' \dots$
μ 20i	1 muon isolé, $p_T > 20 \text{ GeV}/c$	$W \rightarrow \mu\nu$, $Z \rightarrow \mu\mu$, top, $H \rightarrow ZZ^{(*)}$, W' , $Z' \dots$
2 μ 10i	2 muons isolés, $p_T > 10 \text{ GeV}/c$	$W \rightarrow \mu\nu$, $Z \rightarrow \mu\mu$, top, $H \rightarrow ZZ^{(*)} \dots$
2 γ 20i	2 photons isolés, $p_T > 20 \text{ GeV}/c$	$H \rightarrow \gamma\gamma$
j400	1 jet, $p_T > 400 \text{ GeV}/c$	QCD, SUSY
2j350	2 jets, $p_T > 350 \text{ GeV}/c$	QCD, SUSY
3j165	3 jets, $p_T > 165 \text{ GeV}/c$	QCD, SUSY
4j110	4 jets, $p_T > 110 \text{ GeV}/c$	QCD, SUSY, $t\bar{t}H \rightarrow jjb \ell\nu b \bar{b}$, calibration de l'étiquetage des <i>jets</i> b
xE200	$\cancel{E}_T > 200 \text{ GeV}$	Nouvelle physique
E1000	$E_T > 1000 \text{ GeV}$	Nouvelle physique

TAB. II.2.7 – Quelques exemples de menus du système de déclenchement, accessibles pour la phase à basse luminosité ($10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$).

qu'elles ne soient stockées dans les tampons de lecture (ou ROB, pour *Read Out Buffer*). Le taux de sortie est de l'ordre de la centaine de kHz.

LVL2 Le niveau 2 fait un usage intensif des régions d'intérêt (ou RoI, pour *Regions of Interest*) : pour les objets locaux identifiés par le niveau 1, ce dernier fournit aux niveaux supérieurs des informations sur leur position en η et ϕ . Ces régions d'intérêt marquent les zones qui ont besoin d'être analysées plus avant, en utilisant les données précises du détecteur dans une fenêtre autour de leur position, stockées dans les ROB. Ainsi, seule une petite fraction des données de l'événement a besoin d'être acheminée des ROB au processeur désigné, réduisant par là même la bande passante et la puissance CPU nécessaire.

Le niveau 2 utilise un traitement logiciel, qui combine les informations pour appliquer des critères de sélection plus élaborés, comme la masse invariante de deux leptons, ou l'énergie transverse manquante. Il permet de réduire le taux d'événements par un facteur 100, le portant à environ 1 kHz, en 10 ms environ.

EF Pour le filtre d'événements, des algorithmes complexes peuvent exploiter l'intégralité des données (pas seulement celles des RoI), et sont exécutés sur des fermes de processeurs. La durée de cette étape est d'environ 1 s, et le taux de sortie à ce niveau est de l'ordre de la centaine de Hertz, ce qui permet de les

enregistrer sur bande après un formatage.

Chapitre III

Simulation de ATLAS et du test combiné en faisceau

L'expérience ATLAS est un projet de grande envergure, et très complexe. Dès le début, la simulation numérique a été un outil indispensable à la conception et à l'optimisation des détecteurs.

On peut distinguer plusieurs types de simulation :

- la simulation des événements proprement dits : il s'agit de reproduire les réactions physiques issues de la collision de deux faisceaux de particules. On parlera de “génération” d'événements, et de générateurs Monte-Carlo tels que PYTHIA [15], HERWIG [16] ou ACERMC [17]. Ces derniers fournissent une liste de particules et leur quadrivecteur respectif.
- la simulation du détecteur : les particules fournies par le générateur sont propagées à travers le détecteur, afin que soient simulées les réactions avec la matière du détecteur, les différents dépôts d'énergie, ainsi que l'incurvation due aux champs magnétiques. On parle simplement de simulation rapide ou détaillée pour cette phase, et les logiciels utilisés sont ATLFAST [18] et GEANT 3 ou GEANT 4 [19].
- la réponse électronique des sous-détecteurs aux particules. On parle ici de *digitization* (numérisation).

Le programme de simulation d'ATLAS est à présent complètement opérationnel dans un environnement orienté objet. Il a été intégré avec succès dans la plate-forme logicielle ATHENA. Il s'agit d'un “cadre de travail”, dans lequel peut se brancher n'importe quel algorithme. Ainsi, les dernières versions d'ATHENA permettent d'effectuer toutes les opérations logicielles, depuis la génération jusqu'aux analyses finales, en passant par la simulation, la reconstruction et la digitization.

III.1 Simulation détaillée

La simulation détaillée est l'approche la plus précise et la plus fiable pour les études de physique. Elle permet d'obtenir des données dans le même format que les données que fournira ATLAS, avec la connaissance de la *vérité Monte-Carlo* (informations issues du générateur) en plus. Malheureusement, elle consomme énormément de ressources informatiques, et son usage reste restreint à la confirmation d'études menées en simulation rapide. Les événements de simulation détaillée sont produits en masse lors des *Data Challenges* (cf [20]), afin d'exploiter au mieux les ressources des divers centres de calcul collaborant à l'opération avec le CERN.

III.1.1 Simulation du détecteur

On utilise GEANT ([19]) pour propager les particules (dont la liste est fournie par le générateur) à travers le détecteur ATLAS. GEANT est un logiciel qui emploie la méthode des éléments finis afin de déterminer l'évolution de chaque particule : trajectoire au sein des champs magnétiques, dépôt d'énergie dans la matière, diffusion multiple, interaction et éventuellement désintégration.

Il est ensuite nécessaire de simuler la réponse électronique de chaque sous-détecteur aux modifications physiques qu'il subit : c'est l'étape de *digitization*. Les signaux électriques ainsi collectés sont ensuite formatés en *ByteStream*. Cette étape également simulée, on dispose de données exactement telles qu'ATLAS les délivrera dans la réalité, à la différence près qu'on conservera en plus la *vérité Monte-Carlo*.

III.1.2 Reconstruction des événements simulés

Vient alors l'étape de reconstruction de l'événement : il s'agit de transformer les données brutes en éléments utilisables pour des analyses.

On utilise des algorithmes de reconnaissance de motifs (xKalman [21] ou iPat-Rec [22]), permettant de reconstruire des traces à partir des coups observés dans le détecteur interne. Ces traces permettent à leur tour de reconstruire des vertex. On reconstruit également des *jets* à partir des dépôts d'énergie dans les calorimètres. Dans la grande majorité des cas, la reconstruction nécessite de combiner les informations de plusieurs sous-détecteurs afin d'obtenir des informations suffisamment génériques pour être exploitables.

La comparaison entre les grandeurs reconstruites et la *vérité Monte-Carlo* permet d'estimer l'efficacité et la précision des divers algorithmes et d'optimiser ceux-ci, ou de déterminer à l'avance la pertinence d'une analyse.

III.1.3 Exemples de simulations

III.1.3.1 Résolution du paramètre d'impact

La simulation détaillée permet d'estimer, de manière très fidèle, les diverses grandeurs que l'on aura à traiter par la suite. Deux types de variables sont accessibles : les grandeurs reconstruites, et la vérité Monte-Carlo. Il est donc possible d'observer la dégradation qui est due au processus de reconstruction. La figure III.1.1 représente par exemple la différence entre les paramètres d'impact transverse "Monte-Carlo" (*ie* simulé) et reconstruit, pour des pions de 9 GeV (à gauche) et 100 GeV (à droite), pour deux algorithmes de reconstruction des traces : *xKalman* et *CTB tracking*.

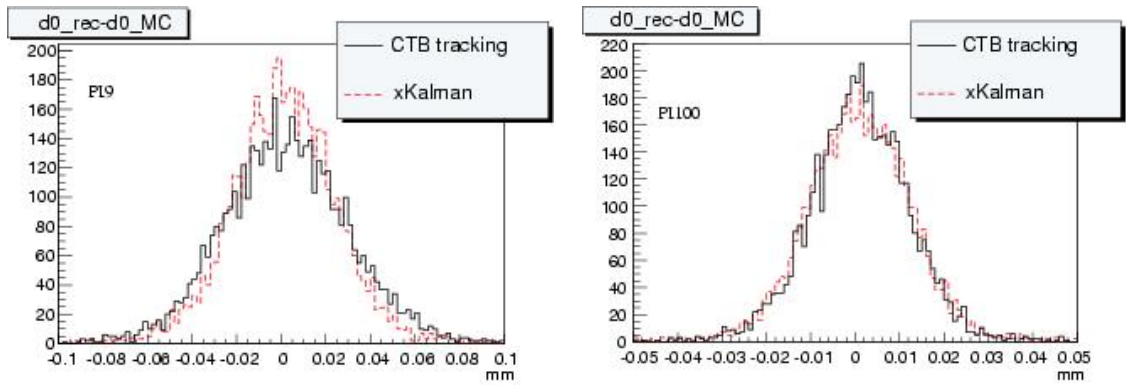


FIG. III.1.1 – Résolutions sur le paramètre d'impact transverse pour des pions de 9 (à gauche) et 100 GeV (à droite).

On peut observer que les données simulées et reconstruites concordent, puisque la moyenne de ces distributions est compatible avec zéro. En les ajustant par une gaussienne, l'écart-type nous donne la résolution sur le paramètre d'impact : il est respectivement de 22 et 12 μm pour des pions de 9 et 100 GeV.

Si l'on répète cette procédure sur des événements comme $t\bar{t}$, on peut extraire les résolutions sur les paramètres d'impact transverse et longitudinal pour différentes plages en p_T , en fonction de la pseudorapidité (figure III.1.2). Plus l'impulsion transverse de la trace est élevée, meilleure est la résolution. Asymptotiquement, celle-ci tend vers la résolution intrinsèque, soit $\sim 12 \mu\text{m}$.

III.1.3.2 Distribution de matière

Le fonctionnement optimal du calorimètre électromagnétique nécessite d'avoir une connaissance précise de la quantité de matière traversée en amont par les particules : il peut ainsi déterminer au mieux l'énergie déposée par celles-ci.

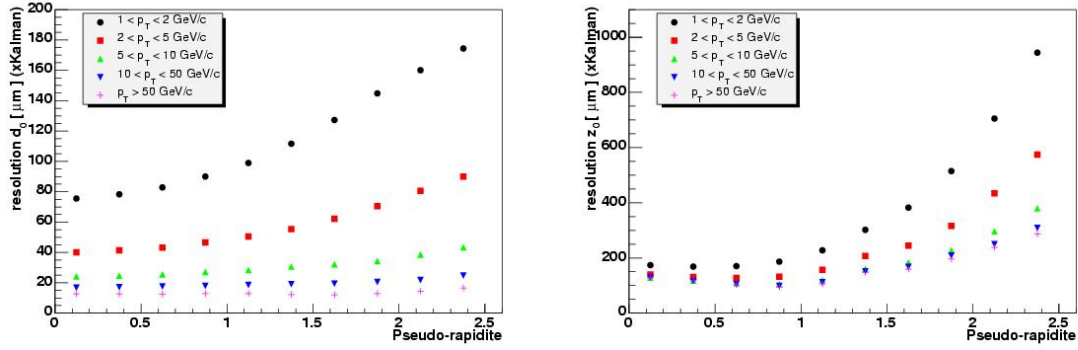


FIG. III.1.2 – Résolutions des paramètres d'impact transverse (à gauche) et longitudinal (à droite) en fonction de la pseudorapidité η , pour diverses valeurs de p_T .

Grâce au très grand niveau de détail de la description géométrique du détecteur, il est possible de déterminer très précisément la distribution de matière : la figure III.1.3 représente la quantité de matière traversée en fonction de la pseudorapidité.

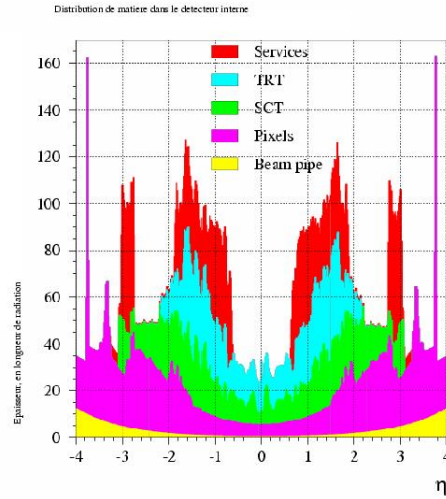


FIG. III.1.3 – Quantité de matière en fonction de la pseudorapidité (en pourcentage de longueur de radiation).

III.1.3.3 Représentation graphique d'un événement simulé

La figure III.1.4 représente graphiquement un événement $H \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$ (avec $m_H = 130 \text{ GeV}/c^2$) dans ATLAS, grâce au logiciel de visualisation ATLANTIS. On distingue nettement sur la partie gauche les traces reconstruites à partir des coups dans les trois couches de pixels, les quatre couches du SCT, et le TRT. Les dépôts d'énergie sont symbolisés par des barres.

ATLANTIS est largement paramétrable, et permet d'étudier graphiquement certains événements de manière très fine. Il permet d'associer plusieurs traces pour calculer leur masse invariante, ou de rechercher des vertex secondaires. C'est un outil idéal pour observer des événements très en détail.

III.2 Simulation rapide

La simulation rapide propose une approche différente : on utilise non plus des quantités *reconstruites*, mais des quantités extrapolées à partir de grandeurs initiales des particules. Cette extrapolation est chargée de reproduire la réponse des détecteurs grâce à l'introduction de fonctions de réponse, sous forme paramétrique, avec des termes stochastiques.

Ces fonctions de réponse des détecteurs sont obtenues à partir des simulations détaillées, puis paramétrisées. Le logiciel utilisé pour la simulation rapide dans ATLAS est ATLFast [18].

On dispose *in fine* des mêmes types d'objets qu'avec la simulation détaillée, et l'on peut mener à bien des analyses complexes avec un nombre d'événements statistiquement suffisant. Cela dit, pour comprendre avec finesse certains phénomènes complexes, la simulation rapide s'avère limitée, et il est toujours bienvenu de confirmer une analyse menée sur des événements issus de la simulation rapide grâce à la simulation détaillée.

III.2.1 Les jets

Les *jets* sont obtenus, pour la simulation rapide, par l'application d'un algorithme de cône sur une paramétrisation des calorimètres, en l'occurrence une simple grille en $\eta - \phi$.

Dans cette grille est "déposée" l'énergie des particules. Un algorithme est chargé de détecter les amas d'énergie, lesquels sont ensuite "lissés" : on ajoute à leur valeur en énergie une valeur pseudo-aléatoire tirée d'une distribution gaussienne centrée sur zéro et de largeur déterminée par la résolution en énergie que l'on souhaite obtenir.

Les *jets* ainsi déterminés sont des quadrvecteurs, définissant l'axe d'un cône (de rayon $\Delta R < 0,4$ dans la plupart des cas, dans ATLAS), et une énergie. Dans ATLFast, cette dernière est calculée de telle sorte que la "masse" des *jets* soit nulle.

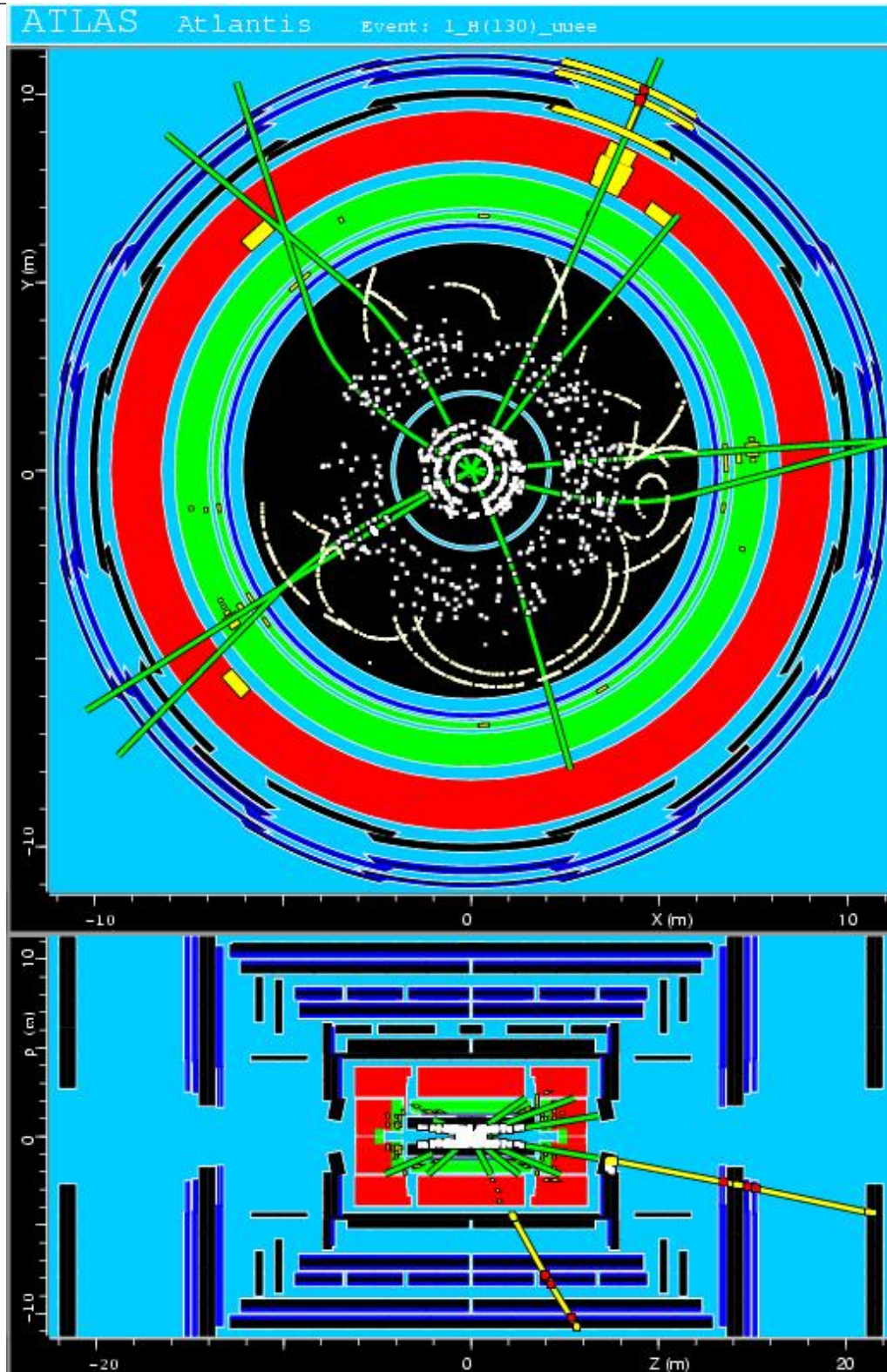


FIG. III.1.4 – Représentation graphique d'un événement $H \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$ simulé de manière détaillée. On peut voir des projections dans les plans $X-Y$ (en haut) et $R-z$ (en bas). Les points blancs matérialisent les coups dans le détecteur interne, et les barres les dépôts d'énergie dans les calorimètres. Les trajectoires reconstruites sont représentées par les lignes les moins claires. L'échelle est dilatée près de l'axe du faisceau, afin de distinguer le détecteur interne.

Label de jet Un “label” leur est attribué à partir des informations Monte-Carlo, ce qui est spécialement intéressant pour les études sur l’étiquetage des *jets* b (voir chapitre IV) : après les radiations dans l’état final, si un quark lourd (b ou c) d’impulsion transverse $p_T > 5 \text{ GeV}/c$ est trouvé dans un cône de rayon $\Delta R < 0,2$ autour de l’axe du *jet*, ce dernier est labellé avec la saveur du quark. Sinon, le *jet* est labellé léger.

Ceci permet de connaître les *jets* b d’un événement, et ainsi de vérifier les performances d’étiquetage. Toutefois, un label n’est attribué qu’aux *jets* vérifiant $|\eta| < 2,5$, c’est à dire ceux dont les traces peuvent être reconstruites par le détecteur interne. Seuls ces *jets*, en effet, sont susceptibles d’être étiquetés par la suite.

Calibration des jets Idéalement, l’énergie d’un *jet* devrait correspondre à l’énergie de la particule qui en est l’origine. Pourtant, des particules issues en cascade du parton original peuvent se retrouver en dehors du cône du *jet*. L’énergie mesurée des *jets* est donc inférieure à leur énergie réelle.

Afin de compenser les pertes d’énergie dues aux particules en dehors du cône, les *jets* doivent subir une recalibration en énergie. Celle-ci dépend de l’impulsion transverse p_T , mais également de la saveur du quark à l’origine du *jet* : l’énergie des *jets* b est moins bien estimée que celle des *jets* légers, et la correction en énergie est donc plus importante. En effet, les *jets* b contiennent en moyenne plus de leptons, à cause des cascades de désintégration $B \rightarrow \ell X$. Ces leptons mous sont accompagnés d’un neutrino, dont l’énergie manquante contribue à sous-estimer l’énergie du *jet*.

Un facteur de calibration a donc été établi, en fonction de la saveur du *jet* considéré et de son impulsion transverse : $K_{jet} = p_T^{parton}/p_T^{jet}$. Les distributions de ces facteurs ont été créées grâce à des événements du canal WH issus de la simulation rapide : $H \rightarrow u\bar{u}$, pour les *jets* légers, et $H \rightarrow b\bar{b}$ pour les *jets* b ([18]). Elles ont ensuite été paramétrées par des polynômes (figure III.2.1), puis intégrées à ATLFAST pour être facilement utilisées dans les analyses.

III.2.2 Les leptons

Les leptons sont simulés d’une manière assez rudimentaire avec ATLFAST, puisque la direction de ces derniers n’est pas dégradée, et que seule l’énergie est légèrement altérée pour rendre compte des effets de résolution du détecteur.

Les muons avec $|\eta| < 2,5$ et $p_T > 6 \text{ GeV}/c$ sont retenus, ainsi que les électrons avec $|\eta| < 2,5$ et $p_T > 5 \text{ GeV}/c$ pour lesquels l’amas d’énergie reconstruit est identifié ($\Delta R_{e,amas} < 0,1$). Par la suite, ils sont dits isolés si l’amas formé par leur dépôt d’énergie est séparé de $\Delta R > 0,4$ d’autres amas, et si l’énergie transverse $E_T = E \sin \theta$ dans un cône $\Delta R < 0,2$ est inférieure à 10 GeV.

Il est à noter qu’aucune inefficacité sur la reconstruction des leptons n’est simulée par ATLFAST, si bien qu’un facteur doit être ajouté par la suite si l’on veut en tenir

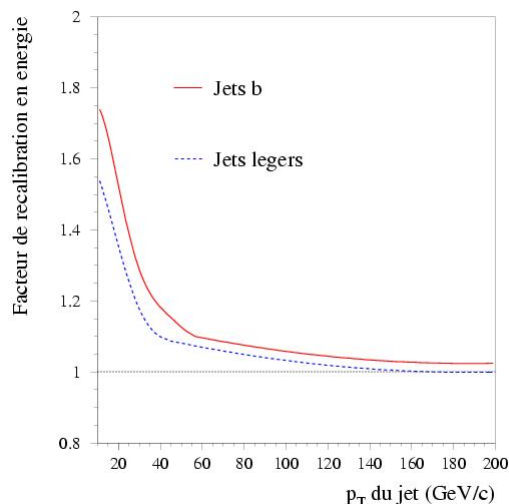


FIG. III.2.1 – Courbes de recalibration en énergie des *jets*, en fonction de leur impulsion transverse. En trait plein rouge, pour les *jets* b ; en pointillés bleus, pour les *jets* légers.

compte. Une valeur de 90% pour ce facteur est consensuellement utilisée dans les analyses par la collaboration ATLAS.

III.3 Tests combinés en faisceau

Les sous-détecteurs sont testés au fur et à mesure de leur élaboration. On procède à des *tests en faisceau* dès que les prototypes sont disponibles : les éléments actifs des détecteurs sont placés sur la trajectoire de faisceaux de particules afin de vérifier leur performance. Chaque sous-détecteur est ainsi testé, de manière isolée ou combinée.

L'avantage est double, puisque l'on peut, d'une part, s'assurer de la fiabilité de l'élément testé, et d'autre part confronter les résultats obtenus avec des simulations. On peut donc s'assurer que la simulation est en accord avec les données et, le cas échéant, la corriger.

Les tests combinés en faisceau ont pour but de tester une “tranche” du détecteur ATLAS (*cf* figure III.3.1). Cela permet de vérifier que tous les sous-détecteurs (et le système de déclenchement) fonctionnent de manière coordonnée et qu'il est possible de reconstruire des événements, mais aussi que la simulation est conforme à la réalité.

En ce qui concerne la simulation, la description de la géométrie des tests combinés en faisceau varie légèrement par rapport à la géométrie d'ATLAS. Des ajustements ont toutefois été nécessaires, et j'ai consacré une partie de mon travail à la description des pixels (*cf* figure III.3.2). Cette description est extrêmement détaillée, tant au

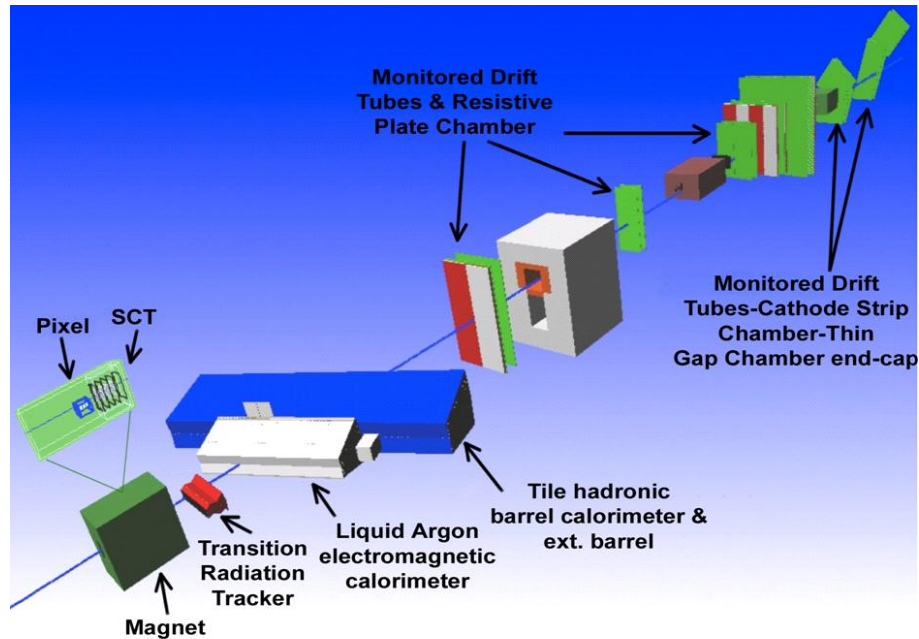


FIG. III.3.1 – La géométrie du test combiné en faisceau.

niveau de la géométrie que des matériaux employés, afin que la simulation soit aussi précise que possible. Ce niveau de détail sera utilisé dans la description du détecteur complet pour la troisième campagne de simulation d'événements DC3.

Du printemps à l'automne 2004, une grande quantité de données a été enregistrée par le dispositif de test combiné en faisceau, avec un grand succès. La figure III.3.3 a été générée par le logiciel de visualisation ATLANTIS à partir d'un de ces événements enregistrés : deux traces reconstruites par le détecteur interne, dans le plan $X - Y$ (correspondant au plan transverse du détecteur complet). Ces traces sont issues de l'interaction d'un faisceau de pions à 20 GeV avec une plaque d'aluminium placée en amont des pixels. Le logiciel fait figurer les trois couches de pixels, les quatre couches de micropistes SCT, ainsi que les modules du TRT. Les coups (*hits*) qui ont servi à reconstruire les traces des particules sont représentés par des carrés en cyan, tandis que le bruit est en gris. Le champ magnétique de 1,4 T courbe assez nettement les trajectoires dans des sens contraires.

Le grand nombre d'événements enregistré est encore actuellement en cours d'analyse. De nombreuses et précieuses informations peuvent être extraites de ces données.

Par exemple, il est possible de calculer les résidus d'un sous-détecteur. Un coup dans un sous détecteur donne les coordonnées d'un point par lequel a pu passer une

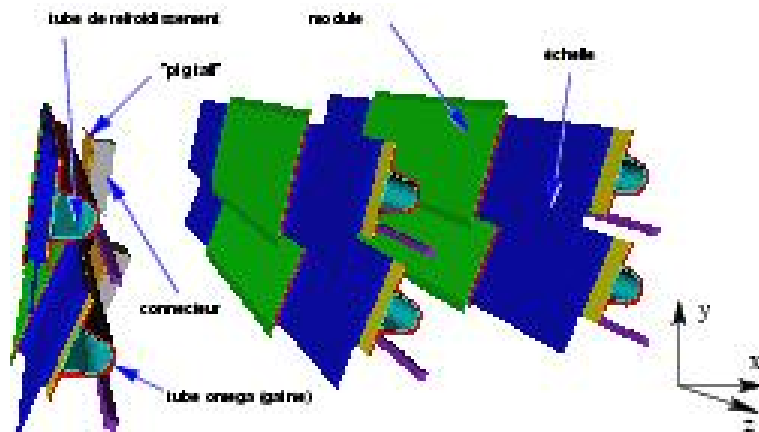


FIG. III.3.2 – La géométrie des pixels dans le test combiné en faisceau.

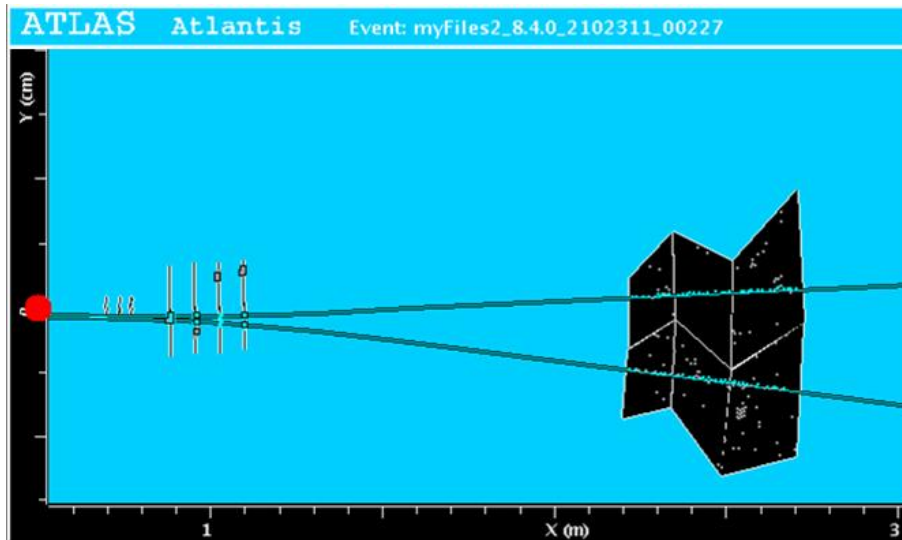


FIG. III.3.3 – Visualisation d'un événement enregistré lors du test combiné en faisceau, au niveau du détecteur interne.

particule. La trajectoire reconstruite d'une particule n'est autre qu'un ensemble de points par lesquels elle a vraisemblablement pu passer. Elle est déterminée par un algorithme de reconnaissance de motif.

Soit un élément déterminé d'un sous-détecteur, comme une paille du TRT par exemple, qui enregistre un coup suite au passage d'une particule. La reconstruction de la trajectoire de cette particule permet de déterminer la coordonnée qu'aurait dû fournir la paille considérée. Le résidu n'est autre que la différence entre cette coordonnée prédite et la coordonnée effectivement enregistrée par la paille.

Ce type de résidu est dit biaisé, car la trajectoire reconstruite a été déterminée en partie par la paille pour laquelle on cherche à calculer le résidu. Pour obtenir un résidu non biaisé, il aurait fallu ignorer l'information de cette paille lors de la reconstruction de la trajectoire.

La figure III.3.4 représente une distribution des résidus biaisés pour le TRT, ainsi que leur ajustement par une gaussienne.

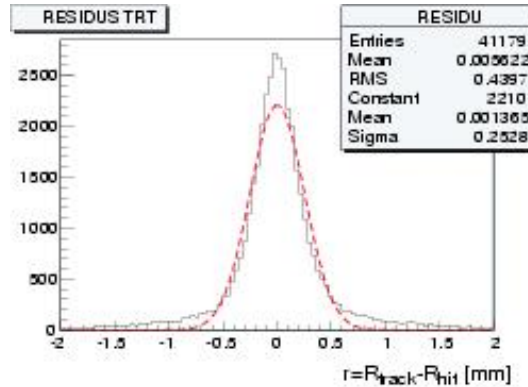


FIG. III.3.4 – Distribution des résidus biaisés pour le TRT, estimés grâce au test combiné en faisceau.

III.4 Géométrie initiale du détecteur

Depuis l'établissement du *Technical Design Report* (TDR) du détecteur interne [13] et des pixels [14], la géométrie d'ATLAS a connu plusieurs changements, dont la plupart dans le détecteur à pixels :

- le rayon de la couche b des pixels est passé de 4,3 à 5,0 cm, car le tube du faisceau est plus large qu'initialement prévu ;
- les pixels peuvent être insérés à la fin de l'assemblage d'ATLAS ;
- le système à pixels est intégré et installé en même temps que le tube du faisceau ;
- l'installation et le changement des pixels peuvent être réalisés indépendamment des autres éléments du détecteur interne (SCT et TRT) ;
- les services des pixels sont intégralement situés dans les bouchons du SCT, et en dehors de la couverture du détecteur interne $\eta = 2,5$;
- la quantité de matière des pixels à $\eta = 0$ a augmenté d'un facteur 1,5 à cause d'un changement dans la conception des modules et services (notamment, la zone sensible des pixels mesure désormais $250 \mu\text{m}$ d'épaisseur) ;
- des pixels particuliers (longs et *ganged*) ont été introduits dans la zone interpuces des modules de pixels ;

- la plupart des paramètres géométriques comme les angles d'inclinaison longitudinaux et polaires, les recouvrements des modules et les positions radiales ont été modifiés ;
- la plupart des services et des éléments mécaniques ont été changés.

Certaines modifications ont également été introduites dans le SCT et le TRT, à cause de changement de conception ou de descriptions plus détaillées. En particulier :

- le signe de l'angle d'inclinaison des échelles du SCT a changé ;
- une géométrie modulaire pour les pailles du TRT a été introduite ;
- des descriptions plus réalistes des services, connecteurs et isolations thermiques ont été fournies.

Chapitre IV

L'étiquetage des jets b

IV.1 Introduction

L'étiquetage des *jets* b consiste à identifier, parmi les *jets* reconstruits, lesquels sont issus de quarks b, avec une certaine probabilité et un certain taux d'erreur. Dans de nombreuses analyses, cette information est essentielle pour extraire le signal du bruit de fond QCD. On peut citer notamment :

- l'étude du quark top en général, car le taux de branchement $t \rightarrow Wb$ est supérieur à 99.8% (prédiction du Modèle Standard [1])
- les canaux où $H^0 \rightarrow b\bar{b}$
- divers canaux de SUSY, comme par exemple $h \rightarrow b\bar{b}$, $\tilde{g} \rightarrow \tilde{b}b$, $H \rightarrow hh \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$, $b\bar{b}H \rightarrow \tau\tau$, $H^\pm \rightarrow tb\dots$

Pour quantifier les performances des algorithmes, on définit les grandeurs suivantes :

- L'*efficacité de sélection* : $\varepsilon_b = \frac{N_b^{\text{sél}}}{N_b^{\text{total}}}$ est la fraction de *jets* b identifiés $N_b^{\text{sél}}$ par rapport au nombre total de *jets* b N_b^{total} . On peut considérer ε_b comme la probabilité, pour chaque *jet* b, d'être étiqueté.
- Le *facteur de rejet* des *jets* légers ou *c* : $R_i = \frac{N_i^{\text{total}}}{N_i^{\text{sél}}}$ est l'inverse d'une efficacité de sélection pour les *jets* de type *i* (*i*= léger ou *c*). Plus R_i est grand, plus la probabilité d'étiqueter à tort un *jet* de type *i* est faible.

Une étude de l'étiquetage des *jets* b a été menée dans le TDR de physique d'ATLAS ([23]). Celle-ci se basait sur la méthode du paramètre d'impact transverse, et sur une géométrie du détecteur à pixels assez différente de celle finalement construite. Toutefois, les résultats obtenus sont encore actuellement utilisés lors des études en simulation rapide. La figure IV.1.1 est extraite du TDR et présente les facteurs de rejet en fonction de l'efficacité de sélection. Les performances d'étiquetage communément attendues sont indiquées dans le tableau IV.1.1.

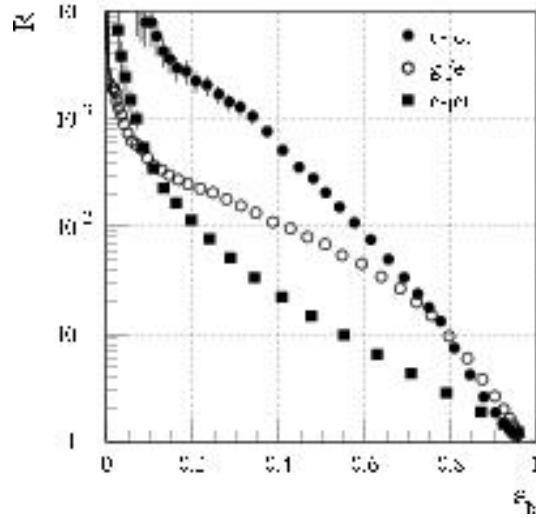


FIG. IV.1.1 – Facteurs de rejet en fonction de l'efficacité de sélection (TDR), pour différents types de jets : u (ronds pleins), gluons (ronds vides) et c (carrés).

ϵ_b	$R_{\text{léger}}$	R_c
50%	300	15
60%	100	10

TAB. IV.1.1 – Performances canoniques d'étiquetage des *jets* b (TDR).

IV.2 Méthodes d'étiquetage

Il existe deux méthodes génériques pour étiqueter les *jets* b : la première repose sur la détection d'un lepton de faible impulsion transverse (par rapport à l'axe du jet) dans le *jet* b, et la seconde sur le fait que les *jets* b contiennent généralement un ou plusieurs vertex secondaires (étiquetage spatial).

Les hadrons beaux ont la propriété d'avoir un temps de vie τ de l'ordre de la picoseconde (tableau IV.2.1). Cela est dû au fait que leur désintégration, qui met en jeu l'interaction faible, nécessite un changement de famille de quark.

Ainsi, quoiqu'instables, les hadrons beaux vont avoir une *distance de vol* $\ell = c\tau$ de l'ordre de $500 \mu\text{m}$. Si, en outre, on tient compte de la poussée de Lorentz, leur distance de vol devient $\ell = \beta\gamma c\tau \sim \frac{E}{m} c\tau$, soit, pour un hadron de masse $5 \text{ GeV}/c^2$ et d'une énergie de 100 GeV , $\ell \simeq 1 \text{ cm}$. Les hadrons beaux se désintègrent donc en un *vertex secondaire*, c'est à dire en un point différent du vertex d'interaction primaire. Ainsi, les méthodes d'étiquetage peuvent exploiter le fait que les *jets* b contiennent un vertex secondaire.

Les hadrons charmés peuvent avoir, eux aussi, des distances de vol significati-

	Hadron	Contenu en quarks	Temps de vie moyen τ	Distance de vol $c\tau$
étranges	π^+	$u\bar{d}$	$(2,6033 \pm 0,0005).10^{-8}$ s	7,80 m
	K^+	$u\bar{s}$	$(1,2384 \pm 0,0024).10^{-8}$ s	3,71 m
	Λ^0	uds	$(2,632 \pm 0,020).10^{-10}$ s	7,89 cm
	Σ^+	uus	$(0,8018 \pm 0,0026).10^{-10}$ s	2,40 cm
	Ξ^0	uss	$(2,90 \pm 0,09).10^{-10}$ s	8,71 cm
charmés	D^+	$c\bar{d}$	$(1040 \pm 7).10^{-15}$ s	312 μm
	D_s^+	$c\bar{s}$	$(490 \pm 9).10^{-15}$ s	147 μm
	Λ_c^+	udc	$(442 \pm 26).10^{-15}$ s	132 μm
beaux	B^+	$u\bar{b}$	$(1,671 \pm 0,018).10^{-12}$ s	501 μm
	B^0	$d\bar{b}$	$(1,536 \pm 0,014).10^{-12}$ s	460 μm
	B_s^0	$s\bar{b}$	$(1,461 \pm 0,057).10^{-12}$ s	438 μm
	Λ_B^0	udb	$(1,229 \pm 0,080).10^{-12}$ s	368 μm

TAB. IV.2.1 – Temps de vie et distance de vol de quelques hadrons.

vement élevées. En outre, le taux de branchement de la désintégration des mésons charmés en leptons est de l'ordre de 15%. C'est pourquoi on prendra soin par la suite de distinguer, parmi les *jets* non *b*, les *jets* légers¹ des *jets* *c*².

La méthode générale employée est celle du *rapport de vraisemblance*. On peut montrer que cette méthode est la plus puissante, si l'on utilise des variables pas ou peu corrélées (lemme de Neymann-Pearson).

Méthode du rapport de vraisemblance Le but d'une sélection par rapport de vraisemblance est de séparer $n_{classes}$ différentes classes d'événements. Plusieurs variables d'entrée sont combinées en une unique variable de sortie. La variable de sortie a un meilleur pouvoir discriminant entre les classes d'événements que des coupures successives sur chacune de n_{var} variables d'entrée. Pour une classe d'événements j , la distribution de chaque variable suit une fonction de densité de probabilité $f_i^j(x_i)$. La probabilité $p_i^j(x_i)$ pour un événement ayant x_i pour valeur de la variable i d'appartenir à la classe j est donnée par :

$$p_i^j(x_i) = \frac{f_i^j(x_i)}{\sum_{j=1}^{n_{classes}} f_i^j(x_i)}$$

Les distributions $f_i^j(x_i)$ doivent être normalisées. Elles peuvent l'être

- à la section efficace attendue pour chaque classe : $\int f_i^j(x_i) dx_i = \sigma^j$
- à l'unité : $\int f_i^j(x_i) dx_i = 1$

¹jet léger : *jet* issu d'un quark *u*, *d*, *s* ou d'un gluon

²jet *c* : *jets* issu d'un quark *c*

Pour une classe j , les différentes variables sont combinées en une seule quantité $P^j(x_1, \dots, x_{n_{var}})$. Dans le cas de variables décorrélées :

$$P^j(x_1, \dots, x_{n_{var}}) = \prod_{i=1}^{n_{var}} p_i^j(x_i)$$

Cette quantité peut être normalisée à l'unité pour devenir la fonction de vraisemblance :

$$FV^j(x_1, \dots, x_{n_{var}}) = \frac{P^j(x_1, \dots, x_{n_{var}})}{\sum_{j=1}^{n_{classes}} P^j(x_1, \dots, x_{n_{var}})}$$

Si toutes les variables d'entrée sont décorrélées, $FV^j(x_1, \dots, x_{n_{var}})$ est la probabilité pour un événement d'appartenir à la classe j . Si les variables sont corrélées, la fonction de vraisemblance peut quand même être utilisée pour distinguer différentes classes, mais elle ne peut plus être interprétée comme une probabilité.

Une coupure est ensuite appliquée, et un événement est sélectionné comme appartenant à la classe j si la fonction de vraisemblance $FV^j(x_1, \dots, x_{n_{var}})$ est au-dessus d'un certain seuil FV_{seuil}^j . Le choix de la valeur de seuil détermine l'efficacité de sélection et la pureté.

D'autres méthodes d'analyse multidimensionnelle peuvent être utilisées pour l'étiquetage des *jets* b, comme par exemple les réseaux de neurones [24].

IV.2.1 Paramètre d'impact

Historiquement, la méthode basée sur le paramètre d'impact a été celle envisagée en premier dans ATLAS. Elle se restreignait au départ à l'utilisation du paramètre d'impact transverse. Cependant, l'apport du paramètre d'impact longitudinal est non négligeable.

IV.2.1.1 Paramètre d'impact transverse

Le paramètre d'impact transverse a_0 d'une trace est la distance de plus petite approche entre cette trace et le vertex primaire (cf figure IV.2.1). Il est signé positivement si la trace coupe l'axe du jet après le vertex primaire (figure IV.2.1.a), et négativement sinon (figure IV.2.1.b).

Les traces issues du vertex primaire devraient donc avoir un paramètre d'impact nul, et celles issues d'un vertex secondaire avoir un paramètre d'impact positif. On observe une "dilution" de ces caractéristiques (figure IV.2.2) à cause des effets de résolution et des traces mal reconstruites. Ainsi, les traces de *jets* b présentent une large queue positive (quand elles proviennent d'un vertex secondaire) dans la distribution de leur paramètre d'impact, alors que les traces de *jets* légers ont une distribution de paramètre d'impact approximativement symétrique et plus étroite.

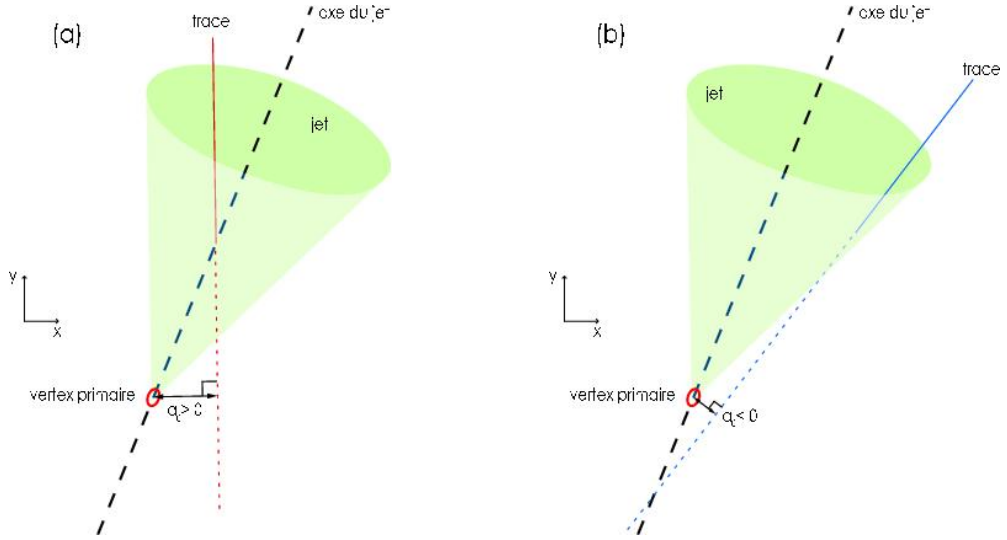


FIG. IV.2.1 – Définition du paramètre d'impact signé positif (a) et négatif (b)

Pour donner plus de poids aux traces mieux reconstruites, on définit la *significane du paramètre d'impact*

$$S_{a_0} = \frac{a_0}{\sqrt{\sigma_{a_0}^2 + \sigma_{beam}^2}}$$

qui est simplement le paramètre d'impact divisé par les erreurs, où σ_{a_0} est l'erreur de mesure sur la trace et σ_{beam} est la dispersion du faisceau dans le plan transverse (de l'ordre de $15 \mu\text{m}$). On peut constater que cette variable est plus discriminante que le simple paramètre d'impact signé (*cf* figure IV.2.2.b), car les faux grands paramètres d'impact (mal mesurés) sont réduits par la grande valeur de leur erreur.

À l'aide de simulations, on construit deux distributions de référence (dites aussi *de calibration*) : la signficance pour des traces de *jets* b et de *jets* légers. À cette étape, la vérité Monte-Carlo est nécessaire pour connaître le type des jets. Ces distributions sont ensuite lissées, normalisées et ajustées par les fonctions $P_b(S)$ et $P_u(S)$.

Pour chaque trace i d'un *jet* passant certaines coupures de qualité (*cf* section IV.2.1.3), on estime sa signficance $S_{a_0}^i$, puis on calcule son poids w_t^i , qui est un rapport de vraisemblance :

$$w_t^i = \frac{P_b(S_{a_0}^i)}{P_u(S_{a_0}^i)}$$

Plus w_t^i est grand, plus la probabilité pour cette trace d'appartenir à un *jet* b est grande. En sommant logarithmiquement les poids des traces, on obtient un poids de

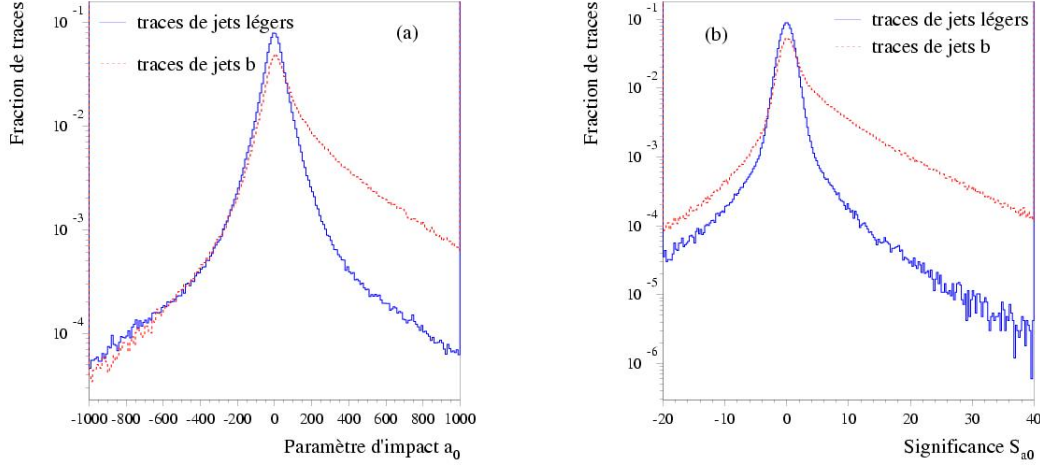


FIG. IV.2.2 – Distributions du paramètre d'impact signé (a) et de la signification (b) pour des traces de jets b (trait pointillé rouge) et de jets légers (trait plein bleu)

jet :

$$w_{jet}^{2D} = \sum_{i \in jet} \ln w_t^i = \sum_{i \in jet} \ln \frac{P_b(S_{a0}^i)}{P_u(S_{a0}^i)}$$

Si un jet a un poids $w_{jet}^{2D} > w_{cut}$, on dit qu'il est étiqueté *b* (cf figure IV.2.3). On peut déterminer w_{cut} en fonction de l'efficacité de sélection souhaitée : une valeur élevée de w_{cut} donnera de très bons facteurs de rejet, au détriment de l'efficacité de sélection. À l'inverse, une valeur de w_{cut} faible permettra d'obtenir une efficacité de sélection élevée, mais avec de faibles facteurs de rejet.

Cette méthode d'étiquetage basée sur le paramètre d'impact transverse est appelée 2D, en référence aux deux dimensions du plan transverse.

IV.2.1.2 Paramètre d'impact longitudinal

L'accent ayant été mis sur la résolution dans le plan transverse ($\sigma_{a_0} \sim 11\mu\text{m}$ et $\sigma_z \sim 100\text{m}$ intrinsèques), l'information apportée par le paramètre d'impact longitudinal est moindre que celle apportée par le paramètre d'impact transverse, comme on peut le constater figure IV.2.4.

On peut, tout comme pour la méthode 2D, construire des poids de trace et de jet : $w_{jet}^Z = \sum_{i \in jet} \ln w_t^i = \sum_{i \in jet} \ln \frac{P_b(S_{z_0}^i)}{P_u(S_{z_0}^i)}$.

Mais la puissance d'étiquetage, en utilisant ce poids, est relativement faible. Pour véritablement tirer profit du supplément d'information, il faut combiner les

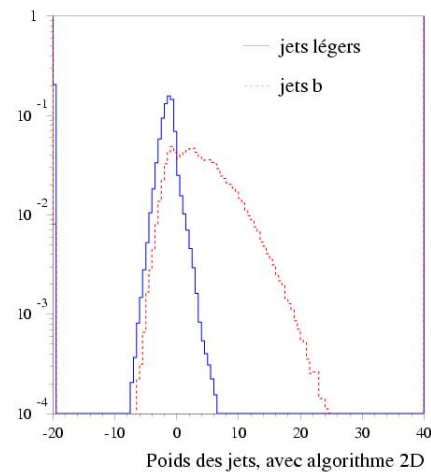


FIG. IV.2.3 – Distribution de poids pour des *jets* b (trait pointillé rouge) et légers (trait plein bleu).

deux méthodes.

IV.2.1.3 Méthode 3D

La combinaison des deux paramètres d'impact peut amener une amélioration des performances d'étiquetage.

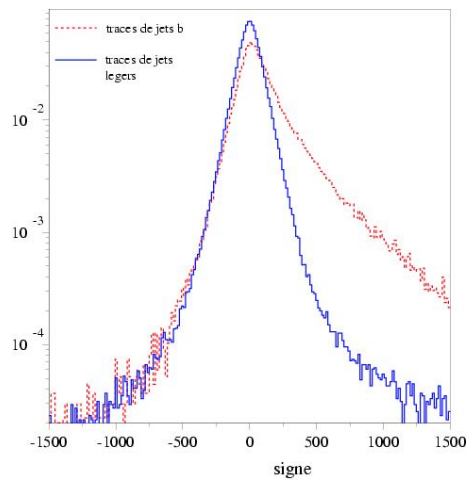


FIG. IV.2.4 – Paramètre d'impact longitudinal signé pour des traces de *jets* b (trait pointillé rouge) et légers (trait plein bleu).

On parlera dans la suite de méthode 3D, bien que ce ne soit pas le véritable paramètre d'impact 3D qui est utilisé, mais plutôt une combinaison des paramètres d'impact transverse et longitudinal. En effet, comme $\sigma_{z_0} \gg \sigma_{a_0}$, l'utilisation du véritable paramètre d'impact tridimensionnel nivèle vraisemblablement la résolution par le bas (cf section IV.2.5.2 page 65).

Le poids d'une trace i devient une fonction à deux variables $S_{a_0}^i$ et $S_{z_0}^i$:

$$w_t^i = \frac{P_b(S_{a_0}^i, S_{z_0}^i)}{P_u(S_{a_0}^i, S_{z_0}^i)} \text{ et } w_{jet}^{3D} = \sum_{i \in jet} \ln w_t^i$$

La statistique n'étant pas suffisante pour lisser correctement des distributions bidimensionnelles, on procède pour l'instant à un échantillonnage (défini par les traits noirs sur la figure IV.2.5).

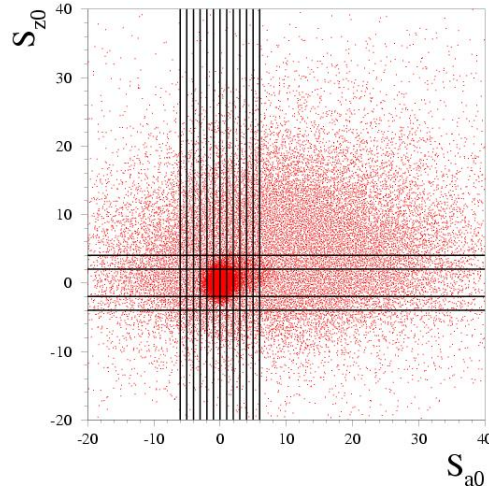


FIG. IV.2.5 – Distribution bidimensionnelle de S_{a_0} et S_{z_0} pour des jets b, et définition de l'échantillonnage utilisé pour la méthode 3D.

Sélection des traces Seules les meilleures traces reconstruites (“bonnes” traces) sont utilisées pour l'étiquetage. On les sélectionne à partir de critères cinématiques, récapitulés dans le tableau IV.2.2.

coupure	but
$ \eta < 2,5$	ne conserve que les traces avec un nombre potentiel de points de mesure significatif.
$p_T > 1 \text{ GeV}/c$	élimine les traces trop sensibles aux diffusions multiples.
$ z_v - z_{prim} \times \sin \theta < 1,5 \text{ mm}$	élimine les traces issues des événements de biais minimum.
$ a_0 < 1 \text{ mm}$	élimine les traces des particules à grand temps de vie (K_S^0 , Λ , ...).

TAB. IV.2.2 – Coupures cinématiques sur les traces reconstruites utilisées pour l'étiquetage des *jets* b.

Puis on ajoute des critères de “qualité” pour que seules les traces les mieux reconstruites soient sélectionnées. Ainsi, chaque trace doit avoir

- au moins 7 coups dans l'ensemble pixels + SCT ;
- au moins 2 coups dans les pixels ;
- 1 coup dans la couche b des pixels ;
- aucun coup partagé dans les pixels ;
- au plus un coup partagé dans le SCT ;
- aucune ambiguïté dans la couche b des pixels ;
- un χ^2 réduit, issu de l'ajustement de la trace à une hélice, inférieur à 3.

IV.2.2 Vertex secondaires

Les méthodes utilisant le paramètre d'impact des traces exploitent *indirectement* le fait que les *jets* b peuvent contenir un ou plusieurs vertex secondaires. Mais la reconstruction *explicite* d'un vertex secondaire fournit de nouvelles variables discriminantes.

Dans un *jet*, chaque paire de traces qui forme un vertex est sélectionnée. Ceci n'est pas trivial – car deux hélices dans l'espace ne se croisent pas forcément – et nécessite un bon algorithme de reconstruction de vertex, comme VKalVrt ([25]).

Ensuite, toutes les traces formant un bon vertex à deux traces sont combinées en un vertex secondaire effectif. Si l'on est en présence d'une cascade de désintégration $B \rightarrow D \rightarrow X$, ce vertex effectif correspond à une moyenne entre le vertex secondaire et le vertex tertiaire.

Cette méthode est précisément documentée dans [26], et sera par la suite dénotée *méthode SV* (pour *Secondary Vertex*). On retiendra que les variables les plus discriminantes que fournissent les vertex secondaires sont les suivantes :

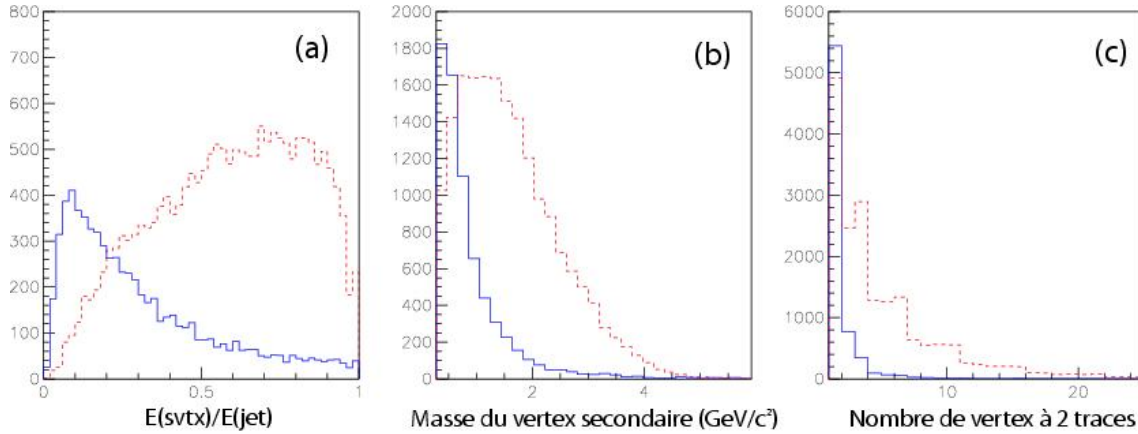


FIG. IV.2.6 – (a) Fraction d'énergie provenant du vertex secondaire. (b) Masse du vertex secondaire. (c) Nombre de vertex à deux traces dans le jet. Toutes ces distributions sont données pour des *jets* b (trait rouge pointillé) et légers (trait bleu plein).

- la fraction F de l'énergie chargée du vertex secondaire par rapport à l'énergie du jet, voir figure IV.2.6.a ;
- la masse invariante M de toutes les particules formant le vertex secondaire (en supposant que ce sont des pions), figure IV.2.6.b ;
- le nombre N de vertex à deux traces, figure IV.2.6.c.

La distance entre les vertex primaire et secondaire pourrait être très discriminante. Elle n'est cependant pas utilisée, car elle est très corrélée au paramètre d'impact. Or, la méthode d'étiquetage par vertex secondaire a pour but non pas de se substituer à la méthode par paramètre d'impact, mais d'apporter de nouvelles variables.

Pour exploiter ces dernières, on construit des distributions de référence (pour les *jets* b et les *jets* légers). À ce point, une différence de traitement apparaît selon que l'on utilise l'algorithme SV1 ou SV2 :

- SV1** Les variables sont réparties dans deux distributions pour chaque type de *jet* (b et léger) : une distribution à deux variables (F et M), et une distribution à une variable (N). Celles-ci sont ajustées séparément. Cette méthode est plus facile à mettre en œuvre.
- SV2** Pour chaque type de *jet* (b ou léger), une distribution à trois variables (F , M et N) est directement ajustée. Cette manière de procéder est légèrement plus délicate puisqu'elle peut aboutir à des *bins* avec une statistique limitée, qu'il faut alors traiter de manière cohérente. Elle est toutefois plus adaptée s'il existe des corrélations entre les trois variables.

La présence ou l'absence de vertex secondaire dans un *jet* est une information à part entière, et peut être exploitée. On définit deux grandeurs, ε_b et ε_u , caractérisant

la probabilité de trouver au moins un vertex secondaire dans un *jet* b ou léger ; leur valeur respective est $\varepsilon_b = 60$ à 80 % (selon le type de processus) et $\varepsilon_u = 2$ à 5 %.

La manière de calculer w_{jet}^{SV} , le poids SV d'un *jet*, dépend de la présence d'un vertex secondaire. On a donc la formule suivante :

$$w_{jet}^{SV} = \begin{cases} \ln \frac{P_b(F,M,N) \times \varepsilon_b}{P_u(F,M,N) \times \varepsilon_u} & \text{si } \exists 1 \text{ vertex secondaire} \\ \ln \frac{1-\varepsilon_b}{1-\varepsilon_u} & \text{si } \nexists \text{ de vertex secondaire} \end{cases}$$

IV.2.3 Leptons mous

Le rapport d'embranchement (ou *BR* pour *Branching Ratio*) total $B \rightarrow \ell X$ (où $\ell = e$ ou μ) est d'environ 18%, si l'on prend en compte les cascades de désintégration $B \rightarrow D \rightarrow X$. Ainsi, dans $\sim 36\%$ des cas, au moins un lepton est présent dans les produits finals de désintégration des mésons beaux.

En outre, ces leptons sont très collimés avec la direction du méson dont ils sont issus, qui doit elle-même correspondre à peu près à l'axe du *jet*. En général, l'énergie d'un lepton issu d'un méson beau est inférieure à celle d'un lepton provenant de la désintégration de bosons W ou Z, d'où leur appellation de leptons "mous".

Les *jets* b ont donc une propension élevée à contenir des leptons mous. Cette tendance est plus faible pour les *jets* c, pour lesquels les leptons mous ne proviennent que des hadrons charmés ($BR(D \rightarrow \ell X) \sim 15\%$). Enfin, les *jets* légers ne contiennent que rarement de tels leptons.

Une étude utilisant des événements de simulation détaillée DC1 [27] a montré que, dans les *jets* b (issus de $H \rightarrow b\bar{b}$), on retrouve un électron de $p_T > 2$ GeV/c dans $\sim 13\%$ des cas. Les études du TDR indiquent que 13,8% des *jets* b (issus de $WH \rightarrow \ell\nu b\bar{b}$) contiennent un électron de $p_T > 2$ GeV/c, et que 10% de ces mêmes *jets* contiennent un muon de $p_T > 3$ GeV/c.

La présence ou l'absence d'un lepton mou permet donc d'identifier les *jets* b. Cependant, cette voie ne permet pas une efficacité de sélection très grande, c'est pourquoi les méthodes sont moins avancées que pour les méthodes spatiales, et les performances moins étudiées.

L'identification des leptons mous est basée sur l'extrapolation dans les calorimètres (et éventuellement les chambres à muons) de traces reconstruites dans le détecteur interne. Elle combine plusieurs informations du détecteur interne et du calorimètre, comme la forme de la gerbe ou le nombre de coups de haut seuil dans le TRT, dans la variable D_{trace} .

La fonction discriminante utilisée pour l'étiquetage est celle permettant l'identification des leptons mous.

- pour chaque trace du *jet*, la valeur D_{trace} de la fonction discriminante est évaluée ;

- on utilise pour la valeur de la fonction discriminante du *jet* la valeur maximale de cette fonction pour chacune de ses traces : $D_{jet} = \max(D_{trace})$;
- suivant l'efficacité de sélection souhaitée, on détermine un seuil D_{seuil} . Tout *jet* ayant $D_{jet} > D_{seuil}$ est étiqueté b.

Pour de plus amples détails, on se référera à [27], [24] et [28].

IV.2.4 Combinaison des méthodes

La manière dont sont construits les poids de *jets* permet de les combiner en les additionnant simplement. En effet, on a pris soin que chaque variable introduite soit faiblement corrélée avec les précédentes. Par exemple, la distance entre le vertex primaire et le vertex secondaire peut sembler une variable pertinente, lors de l'élaboration de w_{jet}^{SV} . Mais elle est en fait fortement corrélée avec le paramètre d'impact, utilisé pour calculer w_{jet}^{2D} et w_{jet}^{3D} , c'est pourquoi elle n'est pas exploitée.

Le poids d'un *jet* permettant de définir s'il est *b* ou non est donc le suivant :

$$w_{jet} = w_{jet}^{3D} + w_{jet}^{SV}$$

On peut ainsi envisager d'ajouter très simplement d'autres variables dans la construction du poids d'un *jet*, si de nouvelles idées voient le jour.

De fait, on parlera par la suite de méthode ou de poids SV, alors qu'il s'agit en fait de la combinaison des méthodes 3D et SV.

IV.2.5 Améliorations diverses

Plutôt que d'ajouter de nouvelles variables, on peut tâcher d'améliorer les méthodes existantes. Certaines des améliorations décrites ci-dessous sont déjà implémentées, d'autres sont encore au stade du développement.

IV.2.5.1 Suppression de certaines traces

Certaines particules peuvent contribuer à donner un poids positif à des *jets* légers, ce qui diminue les facteurs de rejet.

Les K_S^0 et les Λ , par exemple, ont respectivement des distances de vol $c\tau$ de 2,68 et 7,89 cm. Les modes de désintégrations visibles par le détecteur interne sont $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ et $\Lambda \rightarrow p\pi^-$, et les produits de ces désintégrations sont des particules qui ont donc de grands paramètres d'impact.

Ces traces sont déjà souvent écartées de la sélection par les critères $|a_0| < 1$ mm et "au moins un coup dans la couche b". Mais dans certains cas défavorables (si ces particules se désintègrent avant $R < 5$ cm, par exemple), des *jets* légers peuvent contenir un vertex secondaire similaire à celui créé par un hadron beau.

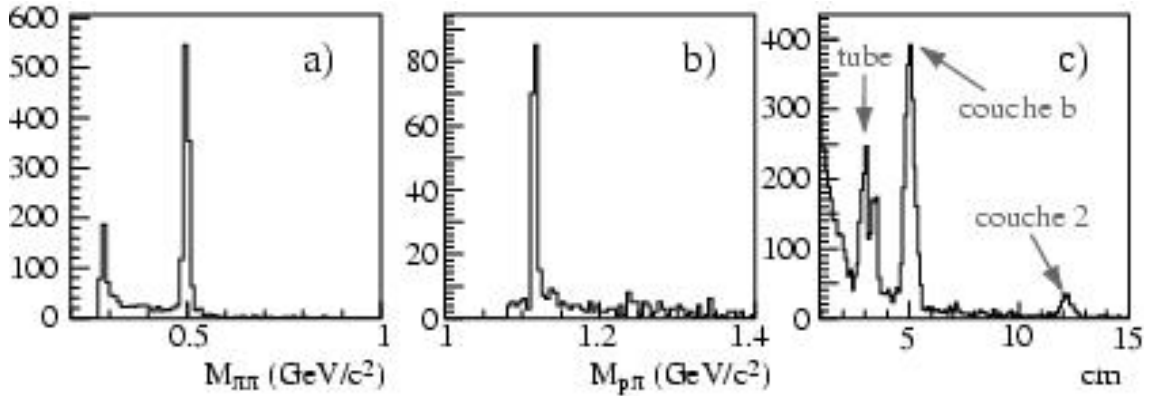


FIG. IV.2.7 – Quelques distributions pour des vertex à deux traces :

- (a) Spectre de la masse invariante $\pi^+\pi^-$, montrant un pic à la masse de K^0 ;
- (b) Spectre de la masse invariante $p\pi^-$, montrant un pic à la masse de Λ ;
- (c) Distance entre les vertex primaire et secondaire dans le plan transverse. Les pics correspondent aux interactions avec le tube du faisceau et les couches de pixels.

Si l'on applique la méthode SV, on peut rejeter une grande partie de ces vertex secondaires en exigeant que M , la masse invariante³ du vertex à deux traces, soit en dehors des fenêtres de masse correspondant au K^0 et au Λ (figures IV.2.7.a et IV.2.7.b). Mieux encore, on peut exclure les traces formant ces vertex de l'algorithme d'étiquetage par paramètre d'impact, $(\pi^+\pi^-)$ et $(p\pi^-)$, ce qui a pour effet d'augmenter sensiblement le facteur de rejet.

Les interactions nucléaires avec la matière du tube du faisceau ou du détecteur à pixels (figure IV.2.7.c) peuvent également produire des vertex secondaires nuisibles à l'étiquetage.

On peut donc supprimer les vertex dont le rayon correspond aux rayons des couches de pixels (*cf* tableau II.2.1), ainsi que les traces issues de ces points.

IV.2.5.2 Classification des traces

Parmi les traces d'un *jet*, seules les mieux reconstruites sont utilisées pour l'étiquetage. Afin de les sélectionner, on applique les coupures dites "de qualité" suivantes :

- au moins 7 coups dans le système pixels + SCT ;
- au moins 2 coups dans les pixels ;
- 1 coup dans la couche b des pixels ;
- pas de coup partagé dans les pixels, ni dans le SCT ;

³Cette masse invariante est calculée en supposant que les traces sont soit deux pions, soit un proton et un pion.

- pas d’ambiguïté dans la couche b des pixels ;
- trace ajustée à une hélice avec $\chi^2 < 3$.

Il arrive que l’ajustement d’une trace soit très bon (les χ^2 sont très proches) en utilisant alternativement deux points de mesure distincts dans la première couche de pixels rencontrée (voir figure IV.2.8). Dans de tels cas, on se trouve face à une

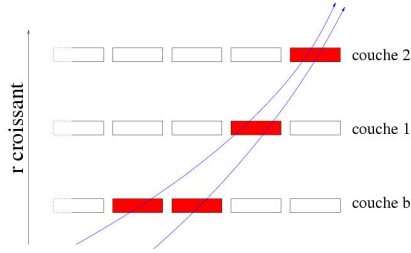


FIG. IV.2.8 – Deux points de mesure distincts permettent un bon ajustement pour une trace : c’est une ambiguïté.

ambiguïté, et il est impossible de choisir le point de mesure correct. Une telle trace ne passe pas le critère dit d’ambiguïté.

Les traces satisfaisant ces critères sont qualifiées de “bonnes”, les autres de “mauvaises”, car les premières ont un pouvoir discriminant (au sens de l’étiquetage) plus fort que les secondes. C’est pourquoi utiliser indistinctement toutes les traces conduit à des performances d’étiquetage moindres. Dans les méthodes décrites précédemment, les mauvaises traces sont donc simplement ignorées.

Il est néanmoins possible d’exploiter certaines de ces traces de manière séparée, en définissant tout d’abord un sous-ensemble parmi les mauvaises traces. Ainsi, les traces passant toutes les coupures de qualité sauf “pas d’ambiguïté” ou “pas de coup partagé” peuvent être qualifiées de “traces médiocres” (intermédiaires entre bonnes et mauvaises).

On construit un poids de jet w_{jet}^{TM} qui ne prend en compte que les traces médiocres, en établissant de nouvelles fonctions de calibration à partir de ces mêmes traces.

Ce nouveau poids peut être additionné au poids w_{jet}^{BT} obtenu à partir des bonnes traces : $w_{jet} = w_{jet}^{BT} + w_{jet}^{TM}$. L’amélioration du facteur de rejet est sensible (cf section IV.3).

Une analogie peut être établie entre cette classification des traces et le fait que l’on utilise une combinaison de a_0 et z_0 au lieu du véritable paramètre d’impact tridimensionnel : on exploite le maximum d’informations disponibles, tout en conservant une discrimination optimale.

IV.2.5.3 Améliorations futures

Plutôt que d'ignorer simplement les traces issues des K_S^0 et des Λ , il est envisageable d'utiliser les "traces neutres", c'est à dire d'exploiter directement les paramètres d'impact transverse et longitudinal des K_S^0 et des Λ , reconstruits à partir des produits de leur désintégration.

On peut également tenter de reconstruire les vertex secondaires et tertiaires, dans le cas des cascades $B \rightarrow D \rightarrow X$, et non plus des vertex secondaires *effectifs*.

Il est aussi théoriquement possible d'utiliser plus de deux catégories de traces (bonnes et médiocres) : cela apporterait probablement un gain en termes de performances d'étiquetage.

Enfin, pour diminuer la dépendance de l'étiquetage des *jets* b au choix du lot utilisé pour la construction des fonctions de vraisemblance, on pourrait construire celles-ci en fonction du η et p_T des *jets*.

Ces améliorations sont en cours d'étude, c'est pourquoi aucun résultat ne sera donné par la suite.

IV.2.6 Étiquetage aléatoire à la Atlfast

Les méthodes d'étiquetage décrites jusqu'à maintenant s'appuient sur certains paramètres des traces ou des *jets* qui ne sont accessibles que sur des données réelles ou issues de la simulation détaillée.

Les données issues de simulation rapide (ATLFAST) nécessitent un type d'étiquetage particulier. Puisque ces données ne contiennent pas les informations des traces, l'étiquetage qui peut leur être appliqué est défini en fonction de ses performances.

La première méthode est très simple : on fixe la valeur ϵ_b , l'efficacité de sélection des *jets* b . De même, les valeurs des facteurs de rejet $R_{\text{léger}}$ et R_u sont fixées. Par défaut, $\epsilon_b = 60\%$, et pour cette efficacité de sélection, on pose $R_{\text{léger}} = 100$ et $R_c = 10$. Chaque *jet* b a alors une probabilité individuelle de ϵ_b (60 %) d'être étiqueté b . Les *jets* légers et c ont, eux, une probabilité respective de $1/R_{\text{léger}}$ (1 %) et $1/R_c$ (10 %) pour être étiquetés b à tort. Cette méthode est très simple à mettre en œuvre, mais elle est simplement binaire. Alors que les méthodes basées sur les paramètres des traces ou des *jets* attribuent un poids à chaque *jet*, la méthode aléatoire détermine si un *jet* est étiqueté b ou pas, mais il n'y a pas de gradation.

La seconde méthode est un peu plus subtile, et permet d'introduire un peu plus de réalisme. Le principe d'étiquetage demeure aléatoire, mais les valeurs de ϵ_b , $R_{\text{léger}}$ et R_c dépendent d'une paramétrisation en p_T . Cette paramétrisation peut être construite à partir des résultats obtenus avec les méthodes avec paramètre d'impact ou vertex secondaires.

IV.3 Performances d’étiquetage

Les performances de l’étiquetage des *jets* b sont largement dépendantes des conditions dans lesquelles il est appliqué. Ainsi, bien que la géométrie du détecteur ait été déterminée par avance, les phases de prototypage et de tests en faisceaux ont conduit à des changements, parfois importants, de ces caractéristiques. Les modifications les plus notables ont fait l’objet d’études spécifiques, et sont détaillées dans les sections suivantes.

Les performances sont étudiées pour le canal de référence de l’étiquetage des *jets* b : $WH \rightarrow \ell\nu b\bar{b}$. Les *jets* b sont extraits de ces événements, et les *jets* légers utilisés pour calculer les facteurs de rejet sont du type $WH \rightarrow \ell\nu u\bar{u}$. Si ce dernier canal est artificiel du point de vue physique, il a en revanche l’avantage de fournir des *jets* légers ayant la même cinématique que les *jets* b.

Ainsi, ce canal présente un environnement assez simple, et se révèle très pratique pour étudier en profondeur les différents effets entrant en jeu, dont une analyse plus exhaustive est décrite dans [29] et [30].

IV.3.1 Comparaison entre 2 ou 3 couches de pixels

L’absence de la seconde couche de pixels, au démarrage de la prise de données, est susceptible d’affecter la qualité de reconstruction des traces. Avec un point de mesure en moins, la reconstruction serait plus difficile : il y aurait plus de mauvaises associations entre points de mesure et traces, et la dépendance aux inefficacités des pixels restants serait plus forte. D’un autre côté, la diminution subséquente de la quantité de matière présente aurait des aspects positifs, comme la réduction de la diffusion multiple pour les traces de faible impulsion, et la diminution du nombre des interactions secondaires.

Le résultat final n’est donc pas trivial, et dépend du processus étudié. Pour obtenir les meilleurs résultats possibles avec deux couches de pixels, l’option de sélectivité de *xKalman* est choisie de telle sorte qu’un grand nombre de combinaisons de points est retenu pour les candidats des traces. Il en résulte une augmentation importante du temps de calcul qui peut être évitée en utilisant le système à trois couches.

Le tableau IV.3.1 récapitule les performances d’étiquetage des *jets* b pour une situation idéale : des pixels de 300 μm de long, pas de bruit d’empilement, et la coordonnée z du vertex primaire déterminée à partir de la vérité Monte-Carlo. Même dans ces conditions, une dégradation importante des performances est observée.

Cette dégradation s’aggrave encore si l’on considère des conditions plus réalistes : des pixels de 400 μm pour la couche b, un bruit d’empilement dû à la luminosité initiale de $10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, des inefficacités supplémentaires dans les puces et les modules de pixels, et la composante z du vertex primaire issue d’une reconstruction

	2 couches	3 couches	$R_{2/3}$
$m_H = 120 \text{ GeV}/c^2$			
2D $\epsilon_b = 50 \%$	149 ± 4	187 ± 8	0,80
$\epsilon_b = 60 \%$	50 ± 1	59 ± 1	0,85
3D $\epsilon_b = 50 \%$	336 ± 14	421 ± 26	0,80
$\epsilon_b = 60 \%$	94 ± 2	115 ± 4	0,82
$m_H = 400 \text{ GeV}/c^2$			
2D $\epsilon_b = 50 \%$	129 ± 4	163 ± 5	0,79
$\epsilon_b = 60 \%$	47 ± 1	59 ± 1	0,80
3D $\epsilon_b = 50 \%$	200 ± 7	260 ± 10	0,77
$\epsilon_b = 60 \%$	66 ± 1	86 ± 2	0,77

TAB. IV.3.1 – Facteurs de rejet des *jets* légers pour des événements WH, avec étiquetage 2D ou 3D, pas de bruit d'empilement, pixels de la couche b longs de $300 \mu\text{m}$, et coordonnée z du vertex primaire issue de la vérité Monte-Carlo.

avec VKalVrt.

En effet, comme le montre le tableau [IV.3.2](#), la diminution des performances peut atteindre $\sim 35 \%$.

La dégradation est plus importante (de 27 à 34 %) pour les *jets* à grande impulsion transverse qui proviennent d'un boson de Higgs lourd, où les effets de diffusion multiple sont plus faibles. L'absence d'une couche intermédiaire a un impact négatif sur la reconnaissance de motifs, mais a aussi un effet positif grâce à la diminution de la quantité de matière dans la région proche du vertex. L'impact net sur l'étiquetage des *jets* b provient donc d'un équilibre entre ces deux effets, et cela explique pourquoi la diminution des performances est moins visible pour les lots avec un boson de Higgs léger, où l'effet de diffusion multiple est prédominant et conditionne les performances.

IV.3.2 Pixels de 300 ou 400 μm

La configuration d'ATLAS pour les *Data Challenges* DC0 et DC1 stipulait que les pixels des couches externes et des disques avaient une dimension de $50 \mu\text{m} \times 400 \mu\text{m}$ pour une épaisseur de $250 \mu\text{m}$, tandis que les pixels de la couche b mesuraient $50 \mu\text{m} \times 300 \mu\text{m}$, avec une épaisseur de $200 \mu\text{m}$.

Il a été décidé par la suite d'unifier tous les types de pixels, afin d'en faciliter la production et d'en accélérer l'installation pour le détecteur initial ([31]). Un tel choix permet également de sélectionner les meilleurs modules de pixels, c'est à dire ceux présentant les taux d'inefficacité les plus bas (estimés respectivement à 0,5 et 1 % pour les puces et les modules, contre un taux moyen de respectivement 1 et 2 %),

	2 couches	3 couches	$R_{2/3}$
$m_H = 120 \text{ GeV}/c^2$			
2D $\epsilon_b = 50 \%$	114 ± 3	141 ± 5	0,81
$\epsilon_b = 60 \%$	41 ± 1	50 ± 1	0,82
3D $\epsilon_b = 50 \%$	172 ± 5	229 ± 11	0,75
$\epsilon_b = 60 \%$	57 ± 1	76 ± 2	0,75
SV $\epsilon_b = 50 \%$	433 ± 19	519 ± 36	0,84
$\epsilon_b = 60 \%$	131 ± 3	164 ± 6	0,80
$m_H = 400 \text{ GeV}/c^2$			
2D $\epsilon_b = 50 \%$	102 ± 2	136 ± 4	0,75
$\epsilon_b = 60 \%$	37 ± 1	49 ± 1	0,76
3D $\epsilon_b = 50 \%$	133 ± 4	188 ± 4	0,71
$\epsilon_b = 60 \%$	48 ± 1	66 ± 1	0,73
SV $\epsilon_b = 50 \%$	486 ± 26	662 ± 42	0,73
$\epsilon_b = 60 \%$	170 ± 5	257 ± 10	0,66

TAB. IV.3.2 – Facteurs de rejet des *jets* légers pour des événements WH, pour une luminosité initiale, des pixels de la couche b de $400 \mu\text{m}$ de long, des inefficacités des modules/puces de 1,0/2,0 % et une sélection des meilleurs modules pour la couche b avec des inefficacités modules/puces de 0,5/1,0 %. Trois algorithmes d'étiquetage sont présentés : 2D, 3D et avec vertex secondaires (SV).

pour les destiner à la couche b. Le tableau IV.3.3 montre l'influence du passage de la longueur des pixels de la couche b de 300 à $400 \mu\text{m}$, en termes de performances d'étiquetage des *jets* b, lorsque les meilleurs pixels sont utilisés dans la couche b.

	$300 \mu\text{m}$	$400 \mu\text{m}$	$R_{400/300}$
inefficacités couche b	1% et 2%	0,5% et 1%	
inefficacités générales	1% et 2%	1% et 2%	
$m_H = 120 \text{ GeV}/c^2$			
$\epsilon_b = 50 \%$	166 ± 5	172 ± 5	1,04
$\epsilon_b = 60 \%$	58 ± 1	57 ± 1	0,98
$m_H = 400 \text{ GeV}/c^2$			
$\epsilon_b = 50 \%$	139 ± 4	133 ± 4	0,96
$\epsilon_b = 60 \%$	50 ± 1	48 ± 1	0,96

TAB. IV.3.3 – Facteurs de rejet des *jets* légers pour des événements WH, avec méthode d'étiquetage 3D, inefficacités prises en compte, et sélection des meilleurs modules pour la couche b. Les résultats sont donnés pour un détecteur à 2 couches de pixels et une luminosité initiale.

Les effets de cette augmentation ont été décrits en détail dans le document [31],

et seules les conclusions sont données ici. Si l'on ne trie pas les pixels pour atténuer les inefficacités de la couche b, alors :

- la méthode 2D est peu sensible à cette augmentation, avec une dégradation moyenne des performances de 4 % ;
- la méthode 3D connaît une dégradation de 10 % en moyenne ;
- la méthode SV présente une dégradation d'environ 8 % ;

Ces effets peuvent toutefois être quasiment complètement compensés (voire sur-compensés) en choisissant les meilleurs modules pour la couche b. Dans ce cas, le facteur de perte est $R_{400/300} \approx 0,97$ (tableau IV.3.3) au lieu de $R_{400/300} \approx 0,90$.

IV.3.3 Inefficacité des puces et des modules

Les inefficacités dans les pixels réduisent le nombre de bonnes traces utilisées pour l'étiquetage des *jets* b, et dégradent la résolution sur le paramètre d'impact. Les plus critiques sont celles concernant la couche b, puisque celle-ci est cruciale pour la sélection des bonnes traces.

Par défaut, l'inefficacité pour les pixels, les micropistes du SCT et les pailles du TRT, est supposée être de 3 % ; c'est une valeur très prudente, car vraisemblablement largement surestimée. En plus de cette inefficacité par défaut, l'effet de puces et de modules défectueux a été simulé.

Ineff. modules Ineff. puces	sans sans	1,0 % 2,0 %	$R_{inef/noinef}$	2,0 % 4,0 %	$R_{inef/noinef}$
$m_H = 120 \text{ GeV}/c^2$					
2D $\epsilon_b = 50 \%$	149 ± 4	120 ± 3	0,81	98 ± 2	0,66
$\epsilon_b = 60 \%$	50 ± 1	43 ± 1	0,86	37 ± 1	0,74
3D $\epsilon_b = 50 \%$	336 ± 14	254 ± 9	0,76	210 ± 7	0,63
$\epsilon_b = 60 \%$	94 ± 2	76 ± 1	0,81	64 ± 1	0,68
$m_H = 400 \text{ GeV}/c^2$					
2D $\epsilon_b = 50 \%$	129 ± 4	107 ± 3	0,83	88 ± 2	0,68
$\epsilon_b = 60 \%$	47 ± 1	40 ± 1	0,85	34 ± 1	0,72
3D $\epsilon_b = 50 \%$	200 ± 7	159 ± 5	0,80	130 ± 4	0,65
$\epsilon_b = 60 \%$	66 ± 1	53 ± 1	0,80	46 ± 1	0,70

TAB. IV.3.4 – Facteurs de rejets des *jets* légers en fonction des inefficacités, pour des événements WH, avec méthode d'étiquetage 2D et 3D et des pixels de $300 \mu\text{m}$ de long. Les résultats sont donnés pour un détecteur à deux couches de pixels et sans bruit d'empilement.

Comme on peut le constater dans le tableau IV.3.4, introduire des inefficacités de 1 % pour les modules et 2 % pour les puces conduit à une réduction de $\sim 18\%$

des performances. Dans le cas le plus pessimiste (avec des inefficacités de 2 et 4 %, pour les modules et les puces), la diminution des performances est de $\sim 30\%$.

IV.3.4 Bruit d'empilement

Dans ATLAS, pour chaque croisement de faisceau, sont attendus entre 4,6 et 23 événements en moyenne (pour des luminosités respectives de 10^{33} et $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$). La plupart de ces événements, dits de *bias minimum*, sont de faible énergie, et n'ont pas un grand intérêt physique.

Malheureusement, ils se superposent avec l'événement principal (celui sélectionné par le système de déclenchement), d'où le nom de bruit d'empilement. Leur présence rend la reconnaissance de motifs plus difficile, et plus exigeante en termes de temps de calcul.

Ce bruit augmente également la probabilité de sélectionner des fausses traces, ainsi que la fraction de traces avec des coups partagés ou ambigus.

Des traces avec un paramètre d'impact longitudinal artificiel, ou une moindre résolution sur le vertex primaire, peuvent dégrader les performances attendues.

Enfin, l'un des vertex du bruit d'empilement peut être pris pour le vertex primaire, ce qui peut aussi conduire à des paramètres d'impact artificiellement grands. Il s'agit là du problème le plus important, qui pourrait néanmoins être atténué en choisissant un vertex primaire compatible avec, par exemple, un lepton dur qui aurait déclenché la sélection de l'événement.

	sans empilement	avec empilement (luminosité initiale)	$R_{zero/basse}$
$m_H = 120 \text{ GeV}/c^2$			
2D $\epsilon_b = 50 \%$	149 ± 4	147 ± 4	0,99
$\epsilon_b = 60 \%$	50 ± 1	50 ± 1	1,00
3D $\epsilon_b = 50 \%$	336 ± 14	320 ± 13	0,95
$\epsilon_b = 60 \%$	94 ± 2	90 ± 2	0,96
$m_H = 400 \text{ GeV}/c^2$			
2D $\epsilon_b = 50 \%$	129 ± 4	127 ± 4	0,98
$\epsilon_b = 60 \%$	47 ± 1	46 ± 1	0,98
3D $\epsilon_b = 50 \%$	200 ± 7	189 ± 7	0,95
$\epsilon_b = 60 \%$	66 ± 1	65 ± 1	0,98

TAB. IV.3.5 – Facteurs de rejet des jets légers pour des événements WH, avec méthode 2D et 3D, pixels de la couche b longs de $300 \mu\text{m}$, 2 couches de pixels, pas d'inefficacité de modules ou de puces, et coordonnée z du vertex primaire d'après la vérité Monte-Carlo. Le bruit d'empilement correspond à la luminosité initiale de $10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

Cet effet est toutefois globalement assez faible en ce qui concerne l'étiquetage des *jets* b à la luminosité initiale ($10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$), et se traduit en une perte de performances de l'ordre de 1 à 2 % pour l'algorithme 2D, et 2 à 5 % pour l'algorithme 3D, comme on peut le constater dans le tableau IV.3.5. Cela confirme que les algorithmes de reconnaissance de motifs sont assez bons pour traiter convenablement le bruit d'empilement pour la luminosité initiale.

IV.3.5 Exploitation des vertex secondaires

La reconstruction explicite des vertex secondaires permet de raffiner les méthodes d'étiquetage des *jets* b. Le tableau IV.3.6 résume l'évolution des performances en terme de rejet des *jets* légers, pour différents algorithmes.

	2D	3D	3D - traces médiocres	SV - traces médiocres
$m_H = 120 \text{ GeV}/c^2$				
$\epsilon_b = 50 \%$	115 ± 3	181 ± 5	204 ± 6	428 ± 19
$\epsilon_b = 60 \%$	42 ± 1	60 ± 1	64 ± 1	130 ± 3
$m_H = 400 \text{ GeV}/c^2$				
$\epsilon_b = 50 \%$	96 ± 2	138 ± 4	155 ± 5	461 ± 25
$\epsilon_b = 60 \%$	36 ± 1	49 ± 1	52 ± 1	167 ± 5

TAB. IV.3.6 – Facteurs de rejet des *jets* légers pour des événements WH DC1, pour différentes méthodes d'étiquetage et pour un détecteur à 2 couches de pixels (de $400 \mu\text{m}$ de long), des inefficacités des modules et puces de 1 et 2 % (0,5 et 1 % dans la couche b), avec un bruit d'empilement correspondant à la luminosité initiale ($10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$).

Pour les deuxième et troisième colonnes, les méthodes 2D et 3D ont été employées. L'amélioration induite par l'utilisation du paramètre d'impact longitudinal est très nette : elle oscille entre 35 et 55 %.

Les facteurs de rejet de la quatrième colonne ont été calculés grâce à la méthode 3D, mais les traces médiocres (*cf* section IV.2.5.2) n'ont pas été prises en compte. Le gain de performance est sensible, et varie de 6 à 25 %.

Enfin, la cinquième colonne présente les résultats obtenus par la méthode SV, qui prend en compte les grandeurs liées à la présence d'un vertex secondaire dans les *jets*. Les traces médiocres ont également été retirées de la sélection. On peut constater que les performances sont améliorées par un facteur compris entre 2 et 3.

Chapitre V

Calibration de l'étiquetage des jets b

Les performances d'étiquetage des *jets* b dépendent d'un grand nombre de facteurs, et l'un des plus importants est la qualité des courbes de calibration. Ces courbes de référence sont censées représenter au mieux la réalité physique des événements dans lesquels on essaie d'étiqueter des *jets* b.

Par "calibration de l'étiquetage des *jets* b", on entend donc "construction des distributions de densité de probabilité". Plus ces dernières seront conformes à la réalité, plus les performances d'étiquetage seront correctes. La calibration devrait également permettre de mesurer l'efficacité de sélection ε_b ainsi que les facteurs de rejet.

Jusqu'à présent, et puisqu'ATLAS n'enregistre pas encore de données, les courbes de calibration sont construites à partir d'événements issus de la simulation détaillée du détecteur. L'objet de ce chapitre est d'étudier les méthodes de calibration de l'étiquetage des *jets* b, que ce soit en se basant sur la simulation, ou en exploitant les premières données délivrées par ATLAS.

La figure [V.a](#) représente la distribution de la signification de traces provenant soit de *jets* b, soit de *jets* légers. La partie centrale (A) est principalement sujette aux effets de résolution sur les paramètres des traces, et en particulier sur le paramètre d'impact. La section [V.2](#) décrit une approche possible pour calibrer cette zone, en exploitant des données issues de tests en faisceaux ou du détecteur complet.

Dans la partie gauche (B), les deux distributions diffèrent assez faiblement. Pour les traces issues de *jets* légers, une signification négative est due à la résolution sur le paramètre d'impact. Outre la normalisation des deux distributions, un effet supplémentaire explique la surreprésentation de traces issues de *jets* b dans cette zone : les cascades de désintégration $B \rightarrow D \rightarrow X$ peuvent engendrer des traces à paramètre d'impact largement négatif, comme l'illustre le schéma [V.b](#). Le même effet de paramètre d'impact négatif peut également être provoqué par une différence importante entre l'axe du *jet* b et l'axe du hadron beau. Cette partie B pourrait être calibrée grâce aux données, après une correction de l'effet décrit ci-dessus par

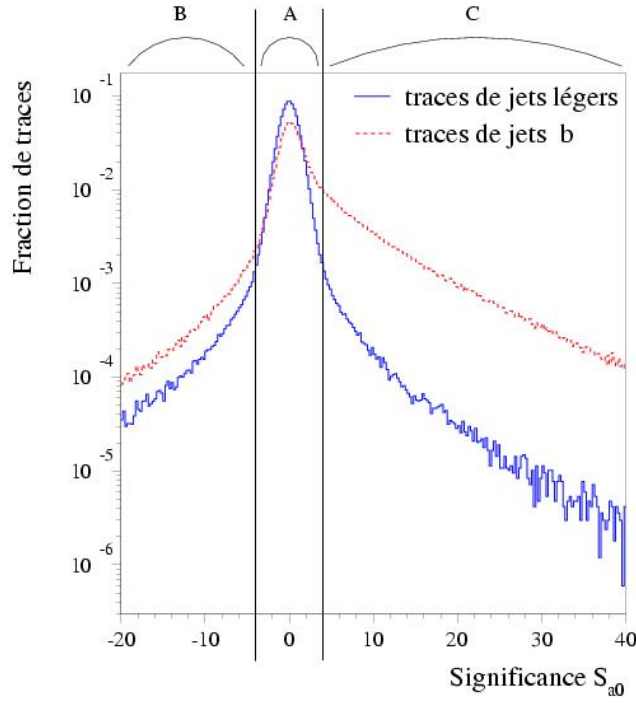


FIG. V.a – Distribution de la signficance pour des traces issues de *jets* b et de *jets* légers (simulation). On peut envisager différentes méthodes de calibration, suivant la zone que l'on cherche à calibrer

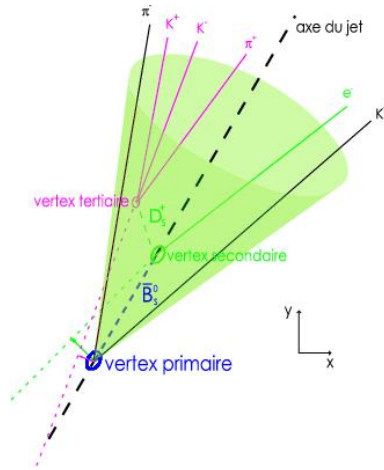


FIG. V.b – Exemple d'une désintégration en cascade $\bar{B}_s^0 \rightarrow D_s^+ e^- \nu \rightarrow K^+ K^- \pi^+ e^- \nu$ donnant une trace (K^-) avec un paramètre d'impact largement négatif

une simulation Monte-Carlo.

La partie où les significances sont positives (C) est la principale source de discrimination entre les traces issues de *jets* b ou légers. Cette zone pourrait être calibrée à partir des données initiales d'ATLAS, notamment en ce qui concerne les *jets* b (section V.3.1). La question plus délicate des *jets* légers est abordée section V.3.2.

V.1 Calibration sur Monte Carlo

La simulation d'ATLAS est effectuée avec un grand soin, et cela rend possible, *a priori*, l'exploitation des événements issus de simulation détaillée pour calibrer l'étiquetage des *jets* b .

Il est tout d'abord nécessaire d'effectuer une association parton-*jets* à partir de la vérité Monte-Carlo.

Si un parton dans l'état final est trouvé dans un cône $\Delta R < 0,2$ autour de l'axe d'un *jet*, il peut alors définir le *label* de ce *jet*. Si ce parton est un quark b (respectivement c), avec $p_T^{\text{parton}} > 5 \text{ GeV}/c$, le *jet* est labellé b (respectivement c). Dans tous les autres cas ($p_T < 5 \text{ GeV}/c$, parton de type u , d , s ou g , voire absence de parton) le *jet* est labellé léger. On considère après cette étape que le type de chaque *jet* est connu.

Si plusieurs partons sont présents dans le cône $\Delta R < 0,2$, le plus lourd est utilisé en priorité. Par exemple, si un quark b et un quark c sont présents, le *jet* sera labellé b .

Les premières étapes de l'étiquetage des *jets* b sont ensuite appliquées à ces événements : pour chaque *jet*, les traces à l'intérieur d'un cône $\Delta R < 0,4$ autour de l'axe et passant certains critères de qualité sont sélectionnées. À partir de celles-ci, on calcule des grandeurs comme la signification du paramètre d'impact transverse, la signification du paramètre d'impact longitudinal, et en cas de présence d'un vertex secondaire reconstruit, la fraction d'énergie et la masse invariante du vertex secondaire, et le nombre de vertex à 2 traces.

Ces grandeurs servent à établir deux types de distributions (à un ou plusieurs paramètres) : l'un pour des traces issues de *jets* b , et l'autre pour des traces issues des autres *jets* (légers ou c).

Une fois normalisées et lissées, ces courbes sont appelées courbes de calibration, et peuvent être utilisées comme référence dans le processus d'étiquetage des *jets* b .

Bien entendu, pour pouvoir utiliser ces courbes de calibration lors de la prise de données réelles, il faut que les simulations soient d'une très grande qualité, afin de reproduire au mieux la réalité. Cela repose en particulier sur une très bonne description du détecteur : géométrie, matériaux et digitization doivent être décrits de la manière la plus réaliste possible.

V.1.1 Calibration sur un canal spécifique

Un grand nombre d'événements ont été simulés de manière détaillée pour les études de performance de l'étiquetage des *jets* b. Les premières calibrations ont naturellement été construites en utilisant ces canaux, c'est à dire nommément :

- $WH \rightarrow \ell\nu b\bar{b}$ avec $m_H = 120$ ou $400 \text{ GeV}/c^2$;
- $WH \rightarrow \ell\nu u\bar{u}$ avec $m_H = 120$ ou $400 \text{ GeV}/c^2$;
- $t\bar{t}H \rightarrow \ell\nu b jjb b\bar{b}$ avec $m_H = 120 \text{ GeV}/c^2$;
- $t\bar{t} \rightarrow \ell\nu b jjb$;
- $t\bar{t}jj \rightarrow \ell\nu b jjb jj$.

Par précaution, les événements étaient séparés en deux lots : la première moitié servait à la calibration, et la seconde au test des performances de l'étiquetage des *jets* b, ceci afin de ne pas biaiser les résultats. Il a cependant été observé qu'utiliser la totalité de l'échantillon pour réaliser la calibration, puis pour tester l'étiquetage des *jets* b, conduisait uniquement à une réduction de l'erreur statistique.

Pour le canal WH, les courbes de calibration étaient construites avec les événements $WH \rightarrow \ell\nu b\bar{b}$ pour les *jets* b, et $WH \rightarrow \ell\nu u\bar{u}$ pour les *jets* légers. Ce dernier canal, bien que très peu vraisemblable, avait l'avantage de fournir des *jets* légers comparables aux *jets* b par leurs caractéristiques cinématiques.

Ceci a été amélioré avec l'étude du canal $t\bar{t}H$, puisque les *jets* b utilisés pour la calibration provenaient de la désintégration du boson de Higgs ou bien des quarks *top*. Les *jets* légers provenaient quant à eux de la désintégration des bosons W (eux-mêmes issus quarks *top*) ou bien des radiations de gluons, dans les mêmes événements, ou bien même dans les événements $t\bar{t}$.

La méthode employée – le maximum de vraisemblance – implique que l'efficacité est d'autant plus grande que les *jets* b utilisés par la calibration sont ressemblants avec le signal recherché.

Ainsi, calibrer l'étiquetage des *jets* b avec des événements $t\bar{t}$ et $t\bar{t}H$ permet de respecter les distributions en η et en p_T des *jets* légers et *b* de ces canaux, et conduit à de meilleures performances d'étiquetage dans les canaux $t\bar{t}$ et $t\bar{t}H$ qu'une calibration basée sur des événements WH.

L'intérêt d'utiliser une calibration sur un canal spécifique est donc d'obtenir des performances d'étiquetage optimales. L'inconvénient est que, du point de vue de l'utilisateur - non nécessairement expert - la procédure est plus complexe à mettre en oeuvre. En effet, il faudrait appliquer l'algorithme d'étiquetage des *jets* b avec les calibrations dédiées à chaque fois que l'on cherche à étudier un canal spécifique. Il se pose également le problème du contrôle de cet algorithme sur les données.

V.1.2 Calibration générique

Parce que l'utilisation de l'étiquetage des *jets* b ne doit pas être seulement réservée aux canaux connus, il convient de fournir une calibration générique, c'est à dire qui doit fonctionner dans tous les cas de figure.

Cette calibration standard doit offrir des performances stables, c'est à dire variant peu d'un mode de production des *jets* b à l'autre, même si elles sont moindres que dans le cas d'une calibration spécifique.

Idéalement, une paramétrisation en η et p_T devrait permettre de s'affranchir des caractéristiques différant d'un canal à l'autre. Chercher à factoriser les divers effets (p_T , η , isolation des *jets* ...) pour rendre l'étiquetage indépendant du canal est donc un des objets des études d'étiquetage sur des canaux spécifiques. Mais le nombre d'événements simulés de manière détaillée, reconstruits et analysés d'une manière cohérente est à l'heure actuelle statistiquement insuffisant pour réaliser une telle paramétrisation.

La procédure la plus simple pour obtenir une calibration générique est de mélanger les contributions des différents canaux étudiés jusqu'à présent.

V.2 Calibration grâce aux résolutions sur le paramètre d'impact

Les résolutions sur les paramètres des traces seront étudiés grâce aux simulations et aux données réellement collectées.

Aucune donnée n'est en cours d'acquisition par ATLAS, mais on dispose des résultats des tests en faisceau, qui sont en cours d'analyse. Deux types de configurations existent :

- les tests en faisceau dits *standalone* : il s'agit de tester spécifiquement un sous-détecteur. En ce qui concerne le système des pixels, plusieurs modules sont placés dans la trajectoire d'un faisceau. Leur position par rapport au faisceau est déterminée par des détecteurs à micropistes appelés "télescopes";
- les tests en faisceau combinés (*cf* section III.3) : il s'agit de tester le fonctionnement coordonné des sous-détecteurs d'ATLAS en reconstituant une partie opérationnelle d'ATLAS sur une petite région en η - ϕ (une "tranche", *cf* figure III.3.1 p. 49). La position du faisceau qui traverse cette tranche n'est alors déterminée que par les sous-détecteurs, lesquels doivent être inter-alignés pour offrir une résolution optimale.

Il se peut en effet que certains paramètres soient mal estimés dans la simulation. En pratique, on peut envisager d'extraire ces paramètres des données réelles (c'est à dire, pour l'instant, des tests en faisceau). S'il s'avère par exemple que la résolution sur les traces est trop optimiste dans la simulation, on peut estimer cette résolution

à partir des données, puis réinjecter ce paramètre dans le Monte-Carlo pour obtenir une simulation plus proche de la réalité.

Pour illustrer cela, nous avons simulé un lot de données $t\bar{t}H$ où la résolution sur le paramètre d'impact des traces était moins bonne que dans les simulations "standard".

Techniquement, une valeur pseudo-aléatoire gaussienne d'espérance 0 et d'écart-type $30\ \mu\text{m}$ (respectivement $150\ \mu\text{m}$) a été ajoutée à a_0 (respectivement z_0) :

$$\sigma_{a_0} \rightarrow \sigma'_{a_0} = \sqrt{\sigma_{a_0}^2 + \mathcal{N}(0; 30\ \mu\text{m})^2}$$

et

$$\sigma_{z_0} \rightarrow \sigma'_{z_0} = \sqrt{\sigma_{z_0}^2 + \mathcal{N}(0; 150\ \mu\text{m})^2}$$

Les événements ainsi modifiés seront par la suite appelés *dégradés*, par opposition aux événements *d'origine*.

On s'intéresse dans un premier temps aux performances d'étiquetage des *jets* b dans les événements d'origine, en fixant l'efficacité de sélection des *jets* b $\epsilon_b = 60\%$. Deux calibrations sont accessibles : la première, basée sur les événements dégradés, conduit à un facteur de rejet des *jets* $R_{\text{léger}} = 93 \pm 2$. La deuxième, basée sur les événements d'origine – correspondant donc aux événements que l'on cherche à étiqueter – aboutit à un facteur de rejet des *jets* légers $R_{\text{léger}} = 97 \pm 2$. Utiliser une calibration adéquate permet donc, dans ce cas, d'améliorer les performances de 5%.

Dans un second temps, les performances d'étiquetage sont étudiées pour les événements dégradés, toujours pour une efficacité $\epsilon_b = 60\%$. Si l'on utilise la calibration basée sur les événements d'origine, on obtient $R_{\text{léger}} = 62 \pm 1$. La deuxième calibration, construite à partir des événements dégradés, est en adéquation avec les données sur lesquelles on applique l'étiquetage. Elle conduit à un facteur de rejet $R_{\text{léger}} = 69 \pm 1$, soit une amélioration des performances de l'ordre de 10%. A priori, ce second cas est plus proche de ce qu'il devrait se produire en réalité : il est plus vraisemblable que les résolutions sur les paramètres des traces soient surestimées que sous-estimées dans la simulation.

Ces deux exemples confirment que, d'une part, l'étiquetage des *jets* b est meilleur lorsque la résolution sur les traces reconstruites est plus précise : les facteurs de rejets sont plus élevés pour les événements d'origine. D'autre part, on peut vérifier qu'à résolution donnée, les meilleures performances d'étiquetage sont obtenues pour la calibration qui est basée sur les événements les plus "réalistes", c'est à dire les plus en accord avec les événements pour lesquels on cherche à appliquer l'étiquetage des *jets* b.

V.3 Calibration sur les données physiques

Malgré tout le soin apporté aux simulations Monte-Carlo et la valeur des informations délivrées par les tests en faisceaux, les données physiques issues d'ATLAS différeront vraisemblablement. Et quand bien même la simulation serait idéale, ou bien les tests en faisceaux parfaitement représentatifs, il conviendrait de s'assurer de cette adéquation entre ces différents types de données.

Pour ces raisons, la calibration de l'étiquetage des *jets* *b* sur les données physiques, au démarrage d'ATLAS, est incontournable.

Le principe envisagé dans cette section est de sélectionner un lot d'événements pour lesquels on connaît, avec une certitude aussi grande que possible, la saveur d'un ou plusieurs *jets*. Cela permettrait de construire les courbes de calibrations et de mesurer l'efficacité de sélection. On peut envisager plusieurs canaux, selon que l'on cherche à calibrer les *jets* *b* ou bien les *jets* légers ou *c*.

V.3.1 Canal $t\bar{t}$ semileptonique

Certaines propriétés physiques des *jets* *b* peuvent différer entre les simulations Monte-Carlo et la réalité, comme par exemple :

- les processus de fragmentation ;
- la multiplicité des traces dans les *jets* *b* ;
- le rapport entre les multiplicités chargée et neutre : B^+/B^0 ;
- le rapport entre les nombres de baryons et de mésons : Λ_B/B ;
- les rapports d'embranchement.

Pour peu que l'on réussisse à constituer un échantillon de *jets* *b* suffisamment pur (dans le sens "non pollué par des *jets* légers"), il est théoriquement possible de s'affranchir des différences liées à la simulation ou aux tests en faisceaux.

Le canal $t\bar{t} \rightarrow \ell\nu b \bar{j}j b$ (dit semileptonique) a été choisi pour sélectionner un échantillon de *jets* *b*, car sa section efficace de production est élevée : on attend environ 2,5 millions d'événements par an à basse luminosité ($\sigma \times BR \sim 833 \text{ pb} \times 0,29 \sim 249 \text{ pb}$ pour ce canal, en considérant les corrections NLO+NLL, cf [32]).

Les autres canaux de désintégration sont plus difficile à reconstruire. Le canal purement hadronique ($t\bar{t} \rightarrow j\bar{j} b \bar{j}j b$) comporte en effet un grand nombre de *jets* (au moins 6), et un bruit de fond QCD important. Le canal purement leptonique ($t\bar{t} \rightarrow \ell\nu b \bar{\ell}\nu b$) quant à lui présente une section efficace plus faible, et la reconstruction des 2 neutrinos est problématique.

L'idée de base est d'utiliser l'algorithme d'étiquetage des *jets* *b* (calibré sur des données Monte-Carlo) pour identifier l'un des deux *jets* *b*, puis de reconstruire complètement l'événement comme illustré par la figure V.3.1.

Ainsi, chaque *jet* sera associé à un parton de l'état final, et leur saveur sera connue. Puisque le premier *jet* *b* est étiqueté, le deuxième *jet* *b* sera donc "prédit",

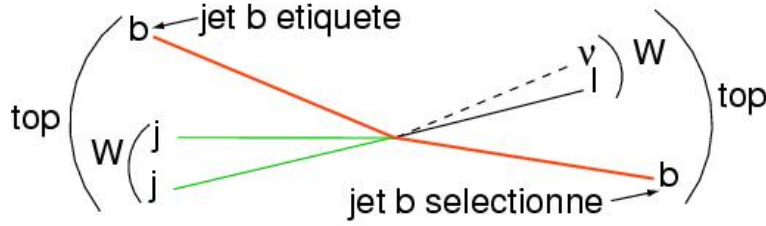


FIG. V.3.1 – Schéma d'un événement $t\bar{t}$ semileptonique : la saveur de chaque *jet* est connue, le *jet* b issu de $t \rightarrow \ell\nu b$ est sélectionné par la cinématique.

et ne subira que peu le biais que pourrait engendrer un algorithme d'étiquetage "mal" calibré.

En effet, alors que le *jet* b étiqueté pourrait pâtir d'une mauvaise calibration de la méthode d'étiquetage, la prédiction du second *jet* b est basée sur la connaissance de la cinématique des événements $t\bar{t}$ et sur leur bonne reconstruction.

Enfin, les événements du canal $t\bar{t} \rightarrow \ell\nu b jjb$ présentent une cinématique telle que les bruits de fond physique peuvent être réduits. En effet, l'état final contient :

- 4 *jets* ;
- un lepton isolé de haute impulsion transverse ;
- de l'énergie manquante, due au neutrino (non détecté).

et il sera exigé que puissent être reconstruits

- deux quarks *top*, avec une hypothèse sur leur masse (l'objet de cette étude ne portant pas sur la masse du quark *top*) ;
- un boson W (l'autre W servant de contrainte pour déterminer l'impulsion longitudinale du neutrino, p_z^ν)

rendant ainsi la signature très précise et, par là même, difficilement imitable.

V.3.1.1 Méthode de sélection d'un échantillon de jets b

Les événements $t\bar{t} \rightarrow \ell\nu b jjb$ sont préselectionnés par une série de coupures exigeant :

- au moins 1 lepton isolé de $p_T > 20 \text{ GeV}/c$;
- $p_T^{\text{all}} = \sum_{jets, leptons} |p_T| > 200 \text{ GeV}/c$;
- au moins 1 *jet* étiqueté b de $p_T > 20 \text{ GeV}/c$;
- **exactement** 4 *jets* de $p_T > 20 \text{ GeV}/c$ (dont le *jet* b).

Cette dernière coupure, en éliminant les événements avec trop de *jets*, évite une confusion entre *jets* légers issus de la désintégration d'un des bosons W et des *jets* de radiation.

On définit p_T^{all} comme étant la somme des impulsions transverses des *jets* et des leptons isolés de l'événement. Une grande valeur de p_T^{all} permet de sélectionner des

événements plus centraux en η .

Par la suite, toutes les combinaisons de *jets* sont testées, et la qualité de la reconstruction est estimée soit par une grandeur de type

$$\chi^2 = \left(\frac{m_{jjb} - m_{top}}{\sigma_{m_{jjb}}} \right)^2 + \left(\frac{m_{\ell\nu b} - m_{top}}{\sigma_{m_{\ell\nu b}}} \right)^2 + \left(\frac{m_{jj} - m_W}{\sigma_{m_{jj}}} \right)^2$$

soit par une variable issue d'une fonction de vraisemblance à six variables. Les résolutions sur les masses invariantes ont été déterminées pour les combinaisons correctes, représentées figure V.3.2.

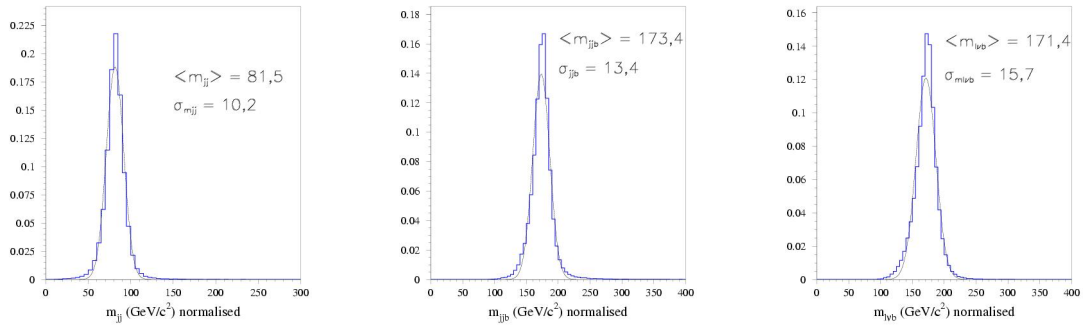


FIG. V.3.2 – Masses invariantes m_{jj} (à gauche), m_{jjb} (au milieu) et $m_{\ell\nu b}$ (à droite). Les distributions sont normalisées, et ajustées par une gaussienne dont la moyenne et l'écart-type sont indiqués.

La combinaison aboutissant à la meilleure reconstruction (χ^2 le plus petit, ou variable de sortie de la fonction de vraisemblance la plus élevée) est conservée. On connaît alors parfaitement l'association *jet*-parton, et le *jet* b qui n'a pas été étiqueté est ajouté à l'échantillon s'il vérifie $|\eta_{\text{jet}}| < 2,5$ (limite de l'acceptance du détecteur interne).

Toutefois, si le *jet* b étiqueté s'avère être associé au parton issu de la désintégration du quark *top* $t \rightarrow \ell\nu b$, alors l'événement est rejeté, indépendamment de la qualité de sa reconstruction. En effet, cela implique que le *jet* b prédit est associé au parton provenant de $t \rightarrow jjb$. Or cette configuration conduit trop fréquemment à des erreurs d'association : le boson W est alors reconstruit en combinant un *jet* léger et le *jet* b, le *jet* léger restant étant prédit comme étant un *jet* b. Lorsqu'au contraire le *jet* b étiqueté est associé au parton issu de $t \rightarrow jjb$, alors il n'y a pas de méprise possible pour le second *jet* b : celui-ci doit être associé avec un lepton et un neutrino pour former un top, et il ne peut être confondu avec un autre *jet*.

Afin de compenser les pertes d'énergie dues aux particules en dehors du cône, les *jets* doivent subir une recalibration. Cette recalibration en énergie dépend de

l’impulsion transverse p_T , mais également de la saveur du *jet* : l’énergie des *jets* b est moins bien estimée que celle des *jets* légers, et la correction en énergie est donc plus importante. Ainsi, il est particulièrement délicat de recalibrer l’énergie d’un *jet* dont on cherche à déterminer la saveur. Le choix qui a été fait pour cette analyse est le suivant : les *jets* sont recalibrés en énergie d’après l’hypothèse qui est faite sur leur saveur, pour chaque combinaison testée.

V.3.1.2 Résultats

Cette analyse a été menée sur 1,75 millions d’événements $t\bar{t}$ issus de simulation rapide, générés à l’aide de PYTHIA avec tous les paramètres utilisés lors du *Data Challenge 1* (ou DC1).

Les résultats sont exprimés en termes de pureté (fraction de *jets* sélectionnés provenant effectivement d’un hadron beau) en fonction de l’efficacité de sélection. On fait varier cette dernière simplement en resserant la coupure sur la valeur du meilleur χ^2 obtenu pour chaque événement.

Pour constituer un échantillon de *jets* b susceptible de fournir une base à la calibration, une statistique suffisante est nécessaire. La calibration actuelle, basée sur des événements simulés, est effectuée à partir de 20000 événements $WH \rightarrow \ell\nu b\bar{b}$, soient 40000 *jets* b. Nous avons estimé qu’un échantillon de 10000 *jets* b pourrait suffire pour une première approche. Pour obtenir un échantillon d’une telle taille, en un an de prise de données à la luminosité initiale de $10^{33} \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$ (soit 10 fb^{-1} de données), l’efficacité de sélection doit être de 0,4 %, car on attend 2,5 millions d’événements $t\bar{t}$ semileptonique par an.

Pureté du lot de *jets* b L’estimation de la pureté est une des plus grandes difficultés de cette analyse. Pour vérifier qu’un *jet* provient bien d’un hadron beau, on a recours à la vérité Monte-Carlo. La méthode la plus simple consiste à utiliser le label du *jet* (décrit section III.2.1). Cependant, après toutes les coupures de l’analyse, on observe qu’environ 10% des événements contiennent un seul *jet* labellé b.

Pour un certain nombre de ces événements, le deuxième *jet* b a été éliminé par une des coupures de l’analyse, notamment sur le p_T des *jets*. Mais pour une part non négligeable du total, c’est la procédure qui attribue un label aux *jets* qui a mal fonctionné. En effet, un *jet* est labellé b si, et seulement si, un parton b (après FSR) est trouvé dans un cône de rayon $\Delta R < 0,2$ autour de l’axe du *jet*, avec $p_T^{\text{parton}} > 5 \text{ GeV}/c$. Le label d’un *jet* ne peut être b ou c si celui-ci a une pseudorapidité $|\eta| > 2,5$: de tels *jets* ne peuvent pas être étiquetés, car ils sont en dehors de l’acceptance du détecteur interne.

Bien que cette méthode d’attribution de label aux *jets* soit efficace dans une très grande majorité des utilisations de la simulation rapide, elle pose des problèmes pour les études liées à l’étiquetage.

L'estimation des performances d'étiquetage des *jets* *b* s'affranchit de ce problème en "purifiant" les événements, c'est à dire en ne conservant par exemple que les événements où le nombre de partons *b* dans l'acceptance correspond au nombre de *jets* labellés *b*. Cette approche n'est pas applicable dans notre cas, puisque l'on ne peut pas simplement éviter de considérer les événements problématiques (avec moins de 2 *jets* labellés *b*) : cela reviendrait à augmenter artificiellement la pureté.

Une méthode dite de relabel a donc été testée : il s'agit d'attribuer aux *jets* un label *b* si un parton *b* est trouvé à l'intérieur d'un cône de rayon $\Delta R < 0,4$ (c'est à dire à l'intérieur du *jet*).

Méthode avec χ^2 seul L'analyse est appliquée sur les événements $t\bar{t}$ issus de la simulation rapide, avec des coupures plutôt lâches : on exige que $\chi^2 < 10$ et que $p_T^{\text{all}} > 250$ GeV/c. L'efficacité de sélection est alors de 7,5 % pour une pureté d'environ 60 %.

On peut alors décider de jouer sur la valeur minimale de p_T^{all} , et la valeur maximale de χ^2 afin d'augmenter cette pureté. La figure V.3.3 représente la pureté d'un échantillon de 10000 *jets*, en fonction de la valeur minimale de p_T^{all} . La coupure sur χ^2 a été optimisée en chaque point pour obtenir une efficacité de sélection de 0,4 %.

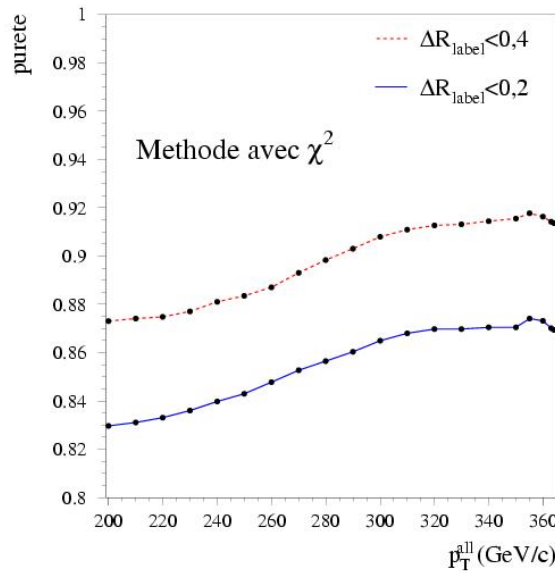


FIG. V.3.3 – Pureté d'un échantillon en fonction de la coupure sur p_T^{all} . La taille de l'échantillon est fixée à 10000 *jets* grâce à l'optimisation pour chaque point de la coupure sur χ^2 . En trait plein bleu : pureté pour $\Delta R_{\text{label}} < 0,2$; en pointillés rouges : pureté pour $\Delta R_{\text{label}} < 0,4$.

Après ajustement des coupures, on peut vraisemblablement espérer sélectionner 10 000 événements, et donc autant de *jets* b, avec une pureté de 87 % pour un cône de labelling de $\Delta R < 0,2$ et de 92 % pour $\Delta R < 0,4$ (pour $p_T^{\text{all}} > 355 \text{ GeV}/c$ et $\chi^2 < 2,4$).

Parmi les événements sélectionnés, presque 12 % comportent un seul *jet* labellé b pour $\Delta R_{\text{label}} < 0,2$ (7 % pour $\Delta R_{\text{label}} < 0,4$) : il est alors quasiment impossible de dépasser les puretés atteintes (respectivement 87 et 92 %). Le tiers de ces événements problématiques comptent moins de 2 partons b dans l'acceptance $|\eta| < 2,5$: les *jets* issus de ces partons ne peuvent donc pas être labellés b. Les deux tiers restant proviennent vraisemblablement des problèmes d'attribution de label précédemment décrits.

En faisant varier la coupure sur la valeur maximale de χ^2 requise, l'efficacité de sélection et la pureté de l'échantillon varient. La figure V.3.4 représente la pureté en fonction du nombre de *jets* b sélectionnés par an, avec les coupures suivantes :

- $p_T^{\text{all}} = \sum |p_T| > 355$
- $|m_{jjb} - m_{\text{top}}| < 22 \text{ GeV}/c^2$
- $|m_{\ell\nu b} - m_{\text{top}}| < 22 \text{ GeV}/c^2$
- $0,3 < \chi^2 < 4,1$

L'axe vertical représente la pureté, l'axe horizontal du haut l'efficacité de sélection, et l'axe horizontal du bas le nombre d'événements attendus pour un an de prise de données à la luminosité initiale, soit 10 fb^{-1} .

Ces résultats concernent uniquement les événements dans lequel le *jet* b étiqueté provient de $t \rightarrow jjb$, pour les raisons citées précédemment. Si l'on s'intéresse aux événements où le *jet* b étiqueté provient de $t \rightarrow \ell\nu b$, la pureté passe de 89 % à 81 % (respectivement de 93 à moins de 84 % avec la méthode de relabel), toutes les autres coupures étant par ailleurs égales.

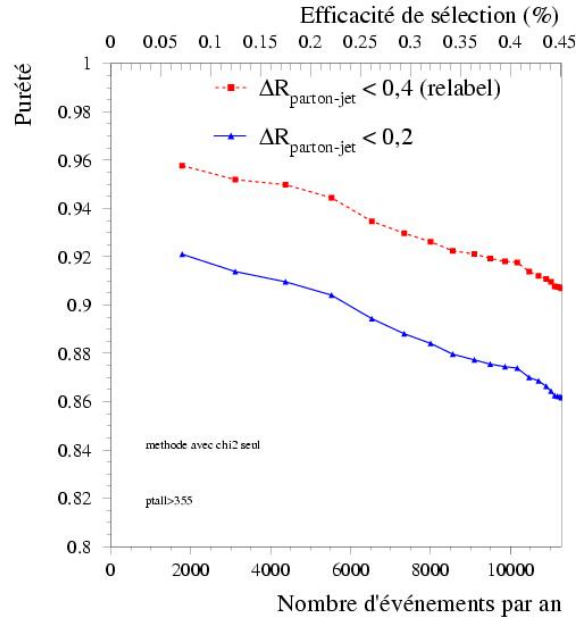


FIG. V.3.4 – Pureté de l'échantillon de *jets* *b* sélectionnés en fonction de la taille de cet échantillon ; axe du bas : nombre d'événements sélectionnés par an, c'est à dire pour une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} , axe du haut : efficacité de sélection. Pour des *jets* labellés avec $\Delta R_{label} < 0,4$: trait plein et triangles bleus ; pour $\Delta R_{label} < 0,2$: pointillés et carrés rouges.

Méthode avec fonction de vraisemblance et χ^2 Une fonction de vraisemblance à deux classes est utilisée pour discerner les combinaisons correctes du bruit de fond combinatoire, et exploite les variables suivantes, présentées figure V.3.5 :

- m_{jj} : la masse invariante des deux *jets* légers provenant de la désintégration hadronique du boson *W* ;
- m_{jjb} : la masse invariante des *jets* légers et du *jet* *b* provenant de la désintégration hadronique du quark *top* ;
- $\Delta R(\ell, b)$: la distance angulaire entre le lepton et le *jet* *b* dont on suppose qu'il provient de la désintégration du même quark *top* ;
- $m_{\ell\nu b}$: la masse invariante du lepton, du neutrino reconstruit et du *jet* *b* qui proviennent de la désintégration du quark *top* ;
- $\angle(j, j)$: l'angle entre les deux *jets* légers provenant de la désintégration du boson *W*.
- $\Delta R(b, jj)$: la distance angulaire entre le *jet* *b* et le système de *jets* légers provenant de la désintégration du quark *top* ;

Pour construire ces distributions, la vérité Monte-Carlo est utilisée : seule cette information permet de savoir si une combinaison est correcte ou non.

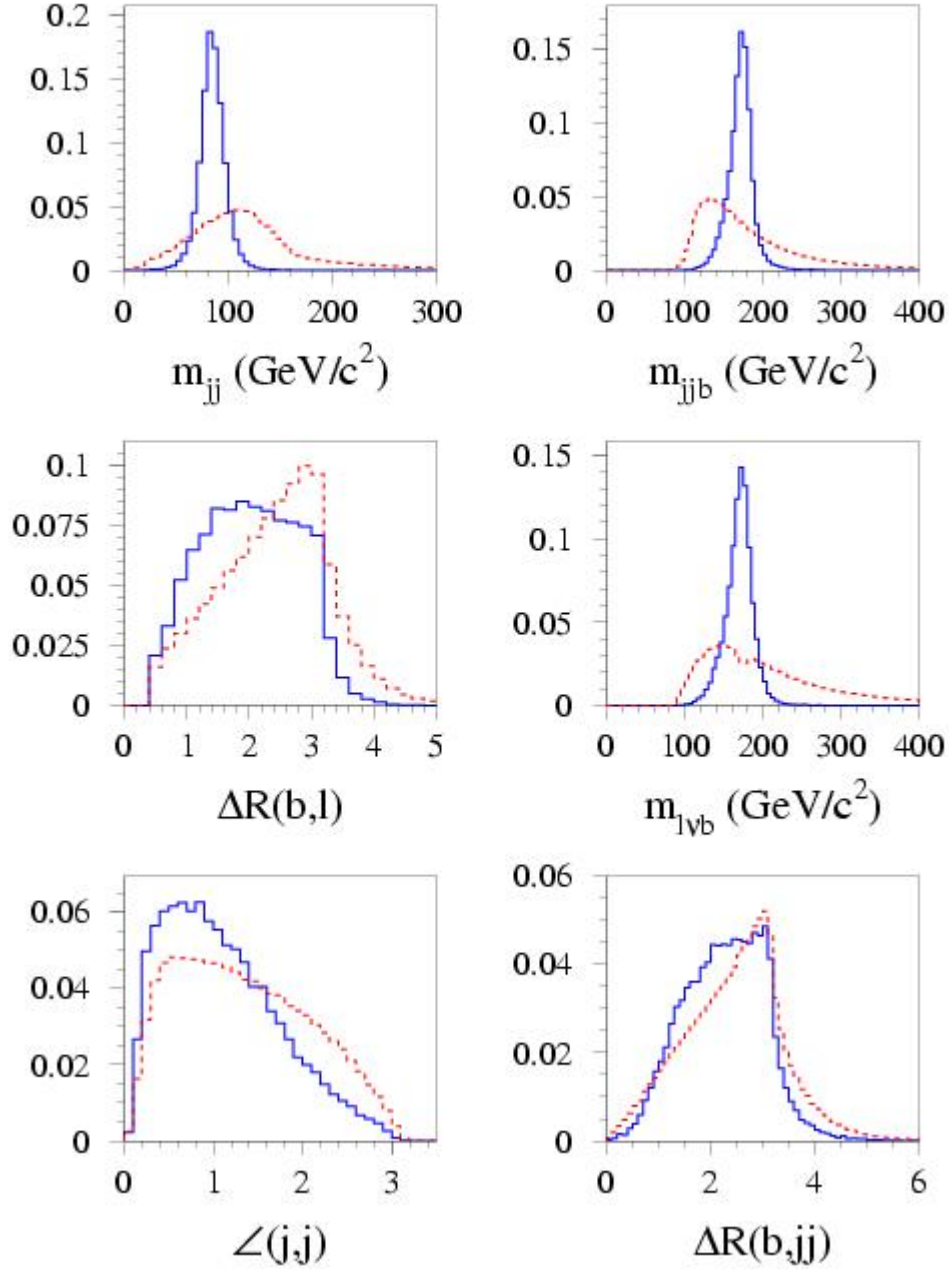


FIG. V.3.5 – Distributions normalisées des variables utilisées dans la fonction de vraisemblance pour la sélection de bonne combinaison. En trait plein bleu : combinaisons correctes, en pointillé rouge : mauvaises combinaisons.

Pour un événement de la classe i , la distribution de chaque variable j (figure V.3.5) suit la fonction de densité de probabilité $f_j^i(x_j)$; $p_j^i(x_j)$ est donc la probabilité pour un événement, dont la variable j vaut x_j , d'appartenir à la classe i .

$$p_j^i(x_j) = \frac{f_j^i(x_j)}{f_j^{correcte}(x_j) + f_j^{mauvaise}(x_j)}$$

Les six variables sont combinées en une unique variable P_{combi}^i , qui représente la probabilité pour une combinaison donnée d'appartenir à la classe i .

$$\begin{aligned} P_{combi}^i &= P^i(m_{jj}, m_{jjb}, \Delta R(b, \ell), m_{\ell\nu b}, \angle(j, j), \Delta R(b, jj)) \\ &= \prod_{j=1}^{j=6} p_j^i(x_j) = \prod_{j=1}^{j=6} \left(\frac{f_j^i(x_j)}{f_j^{correcte}(x_j) + f_j^{mauvaise}(x_j)} \right) \end{aligned}$$

La grandeur FV_{combi}^i peut ensuite être définie. Elle indique la propension pour un combinaison donnée d'appartenir à la classe i :

$$\begin{aligned} FV_{combi}^i &= FV^i(m_{jj}, m_{jjb}, \Delta R(b, \ell), m_{\ell\nu b}, \angle(j, j), \Delta R(b, jj)) \\ &= \frac{P_{combi}^i}{P_{combi}^{correcte} + P_{combi}^{mauvaise}} \end{aligned}$$

La figure V.3.6 représente les distributions $FV_{combi}^{correcte}$ et $FV_{combi}^{mauvaise}$ obtenues pour les événements $t\bar{t}$.

La combinaison qui donne la valeur maximale pour FV_{combi} est sélectionnée : on considère dans la suite de l'analyse que cette combinaison est correcte. On calcule alors la valeur de χ^2 pour cette combinaison, et c'est une coupure variable sur ce χ^2 qui permettra une sélection plus ou moins lâche.

L'utilisation de ce rapport de vraisemblance permet de sélectionner les combinaisons qui sont les plus vraisemblablement correctes. Cependant, la sélection de la combinaison offrant la valeur maximale de cette variable augmente relativement peu le taux de combinaisons correctes : celui-ci passe de 8 % avant sélection par FV_{combi} à 24 % après. Cela est dû au fait que, dans la majeure partie des cas, la valeur maximale de la variable est obtenue pour une mauvaise combinaison, comme le montre la figure V.3.7. Sur cette figure, la normalisation est arbitraire, mais le rapport entre les deux courbes est conservé.

Pour obtenir une idée de la valeur optimale de p_T^{all} , on fait varier la coupure sur cette grandeur tout en ajustant celle sur χ^2 pour que la sélection soit de 0,4 %. La figure V.3.8 représente la pureté d'un échantillon de 10000 *jets*, en fonction de la valeur minimale de p_T^{all} . On peut ainsi constater que c'est pour $p_T^{\text{all}} > 320$ GeV/c que la meilleure pureté est obtenue.

Une fois cette valeur optimisée, on cherche à augmenter la coupure sur FV_{combi} tout en gardant une efficacité de sélection de 0,4 %, représentant 10000 *jets* b par an. La pureté maximale est obtenue pour les coupures suivantes :

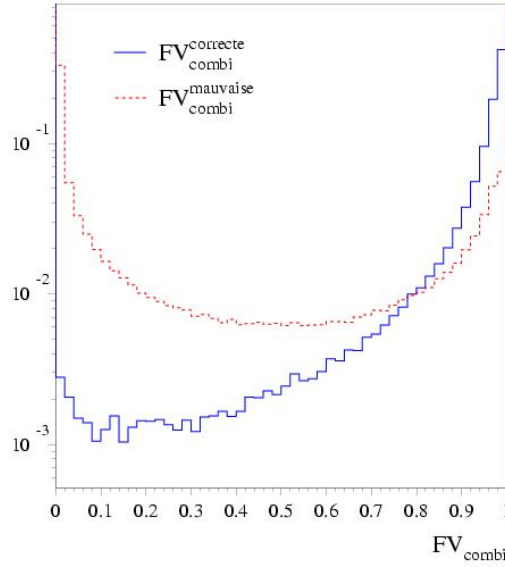


FIG. V.3.6 – Distributions normalisées à 1 de la variable issue de la fonction de vraisemblance, pour les combinaisons correctes (trait plein bleu) et les mauvaises combinaisons (pointillés rouges).

- $p_T^{\text{all}} > 320 \text{ GeV}/c$
- $FV_{\text{combi}}^{\text{max}} > 0,982$
- $\chi^2 < 4,1$

Puisque la sélection des événements est effectuée par une fonction de vraisemblance, et que celle-ci tient compte des masses invariantes, aucune coupure sur les masses reconstruites m_{jj} , m_{jjb} ou $m_{\ell\nu b}$ n'a été effectuée.

La pureté atteint alors 91 % pour $\Delta R_{\text{label}} < 0,2$, et 94 % pour $\Delta R_{\text{label}} < 0,4$. Une fraction conséquente d'événements ne contient qu'un seul *jet* labellé b : 9 % pour $\Delta R_{\text{label}} < 0,2$, et presque 6 % avec $\Delta R_{\text{label}} < 0,4$. Comme pour la méthode avec χ^2 seul, cette proportion d'événements problématique empêche d'atteindre des performances supérieures.

Plus de 40 % de ces événements avec un seul *jet* labellé b ne comportent qu'un seul parton b dans $|\eta| < 2,5$; le reste doit être dû aux problèmes d'attribution de label aux *jets*.

La figure V.3.9 représente la pureté en fonction du nombre de *jets* b sélectionnés par an, avec les coupures suivantes :

- $p_T^{\text{all}} > 320$

L'axe vertical représente la pureté, l'axe horizontal du haut l'efficacité de sélection, et l'axe horizontal du bas le nombre d'événements attendus pour un an de prise de

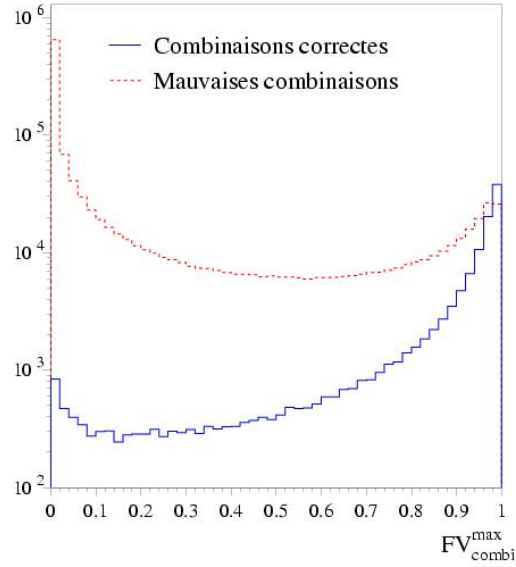


FIG. V.3.7 – Distributions du maximum de la variable issue de la fonction de vraisemblance pour chaque événement. En trait plein bleu, cas où la combinaison correcte est retenue ; en pointillés rouges, cas où une mauvaise combinaison est retenue. La normalisation de ces courbes est arbitraire, mais le rapport entre les deux est correct.

données à la luminosité initiale, soit 10 fb^{-1} .

Le tableau V.3.1 résume les meilleures performances atteintes, en terme de pureté pour 10000 événements attendus par an. Les deux méthodes (avec ou sans fonction de vraisemblance) sont présentées, ainsi que deux valeurs pour la taille du cône définissant le label d'un *jet*.

	Méthode de sélection des <i>jets</i> b	
	χ^2 seul	FV et χ^2
Label normal	87,4%	90,9%
Relabel ($\Delta R \leq 0,4$)	91,8%	94,3%

TAB. V.3.1 – Pureté obtenue pour une sélection de 0,4%, correspondant à environ 10000 événements par an, pour les deux méthodes envisagées, et pour deux tailles de cônes utilisées pour le labelling.

Une configuration telle que celle du canal $t\bar{t}$ semble idéale : avec seulement quatre *jets* dont un est étiqueté, on pourrait s'attendre à une très grande efficacité. Or les résultats sont plus nuancés.

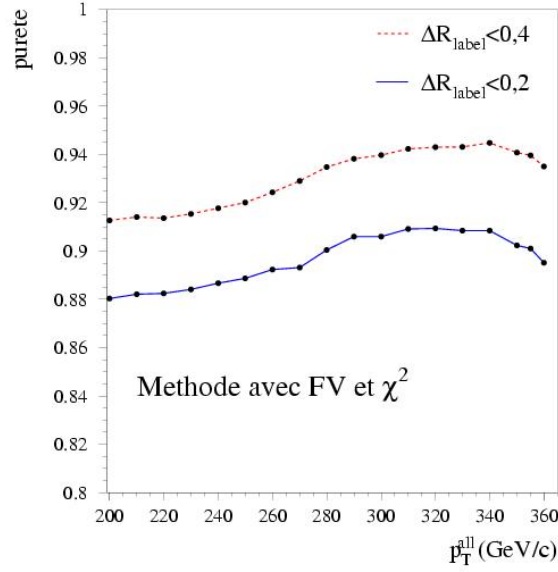


FIG. V.3.8 – Pureté d'un échantillon en fonction de la coupure sur p_T^{all} . La taille de l'échantillon est fixée à 10000 *jets* grâce à l'optimisation pour chaque point de la coupure sur χ^2 . En trait plein bleu : pureté pour $\Delta R_{\text{label}} < 0,2$; en pointillés rouges : pureté pour $\Delta R_{\text{label}} < 0,4$.

Bien que la présélection des événements réclame exactement quatre *jets* de $p_T > 15 \text{ GeV}/c$, rien ne garantit que ce sont les *jets* attendus qui seront sélectionnés : des *jets* de radiation peuvent intervenir à la place des *jets* légers ou des *jets* b, et être confondus avec eux.

Qui plus est, les *jets* avec $|\eta| > 2,5$ ne sont pas labellés b. Ainsi, si un événement comporte un *jet* b avec $|\eta| > 2,5$, celui-ci sera forcément considéré comme un *jet* léger.

Si l'on ne considère que les événements où une association parton/*jet* peut être effectuée, les performances sont bien meilleures :

Avec χ^2 seul les performances passent de 89 % pour $\Delta R_{\text{label}} < 0,2$ (respectivement 93 % pour $\Delta R_{\text{label}} < 0,4$) à 92 % (respectivement 96 %).

Avec FV et χ^2 on passe de 91 % pour $\Delta R_{\text{label}} < 0,2$ (respectivement 94 % pour $\Delta R_{\text{label}} < 0,4$) à 94 % (respectivement 97 %).

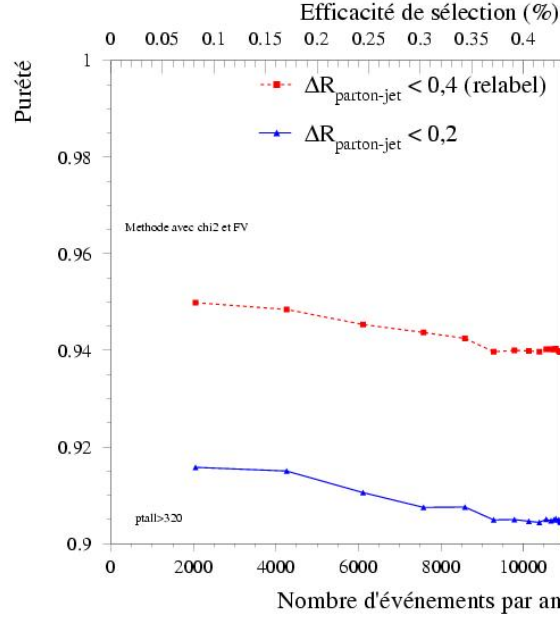


FIG. V.3.9 – Pureté de l'échantillon de *jets* *b* sélectionnés en fonction de la taille de cet échantillon ; axe du bas : nombre d'événements sélectionnés par an, c'est à dire pour une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} , axe du haut : efficacité de sélection. Pour des *jets* labellés avec $\Delta R_{\text{label}} < 0,4$: trait plein et triangles bleus ; pour $\Delta R_{\text{label}} < 0,2$: pointillés et carrés rouges.

Coupure sur $\Sigma|p_T|$ La grandeur $p_T^{\text{all}} = \Sigma|p_T|$ est définie comme étant égale à la somme des impulsions transverses des *jets* et des leptons, et de l'impulsion transverse manquante. La coupure sur p_T^{all} est importante. Augmenter le minimum requis permet d'améliorer la pureté, jusqu'à ce que l'efficacité de sélection ne puisse atteindre les 0,4 % correspondant à 10000 événements par an. Mais l'augmentation de la valeur minimale pour p_T^{all} conduit également à modifier le spectre en p_T du *jet* *b* sélectionné. À titre d'exemple, on pourra constater sur la figure V.3.10 que ce dernier est plus étalé lorsque p_T^{all} est grand.

Puisque les facteurs de rejet sont plus élevés pour des *jets* de grande impulsion, il importera de tenir compte de ces spectres lors de la calibration. Il est en effet souhaitable d'obtenir un spectre en p_T aussi proche que possible des événements pour lesquels on cherche à employer l'étiquetage des *jets* *b*. Ainsi, il peut être envisagé d'augmenter (respectivement diminuer) le poids des *jets* *b* de paramètre d'impact faible (respectivement élevé), afin de reproduire un spectre en p_T plus "naturel".

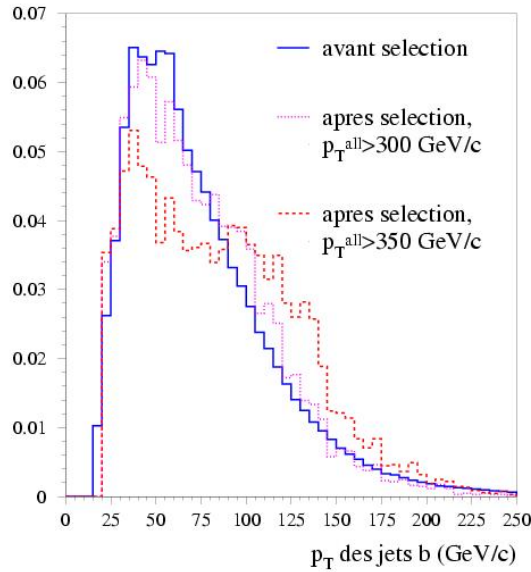


FIG. V.3.10 – Spectre en p_T des *jets* b. En trait plein bleu : avant toute sélection ; en pointillés violets : après sélection de l'échantillon avec $\Sigma|p_T| > 300$ et $\chi^2 < 0,85$; tirets rouges, après sélection avec $\Sigma|p_T| > 350$ et $\chi^2 < 2,1$.

Itérations de la méthode Une fois ces *jets* b sélectionnés, les courbes de calibration peuvent être construites très facilement, en s'appuyant sur les paramètres de leurs traces (paramètres d'impact transverse et longitudinaux) ou en reconstruisant leurs vertex secondaires. L'étiquetage des *jets* b doit s'en trouver amélioré, c'est à dire qu'il doit être plus conforme à la réalité.

Il est alors possible d'itérer la procédure de calibration : avec un étiquetage plus réaliste, les éventuels biais de cette méthode devraient être réduits.

Il est même envisageable d'aller un peu plus loin. Lors de la reconstruction, toutes les combinaisons possibles sont examinées. On pourrait pourtant restreindre le nombre de combinaisons (et ainsi le nombre d'erreurs potentielles) en exigeant non seulement que le *jet* b issu de la désintégration $t \rightarrow jjb$ soit étiqueté, mais aussi que les deux *jets* légers issus de la désintégration du boson W ne soient pas étiquetés b. On parle dans ce cas-là d'anti-étiquetage.

Une estimation des résultats alors obtenus est indiquée dans le tableau [V.3.2](#).

Ces puretés sont estimées sur des échantillons de *jets* b sélectionnés avec une efficacité de 0,4 % (correspondant donc à 10000 *jets* b sélectionnés par an, à la luminosité initiale).

Les coupures ont été optimisées de la même manière que lorsque l'anti-étiquetage n'est pas utilisé.

	Méthode de sélection des <i>jets</i> b	
	χ^2 seul	FV et χ^2
Label normal	90,8%	91,5%
Relabel ($\Delta R \leq 0,4$)	94,3%	95,1%

TAB. V.3.2 – Pureté obtenue pour une sélection de 0,4%, correspondant à environ 10000 événements par an, en exploitant l'anti-étiquetage des *jets* b.

Ainsi, la figure V.3.11 montre la pureté atteinte en fonction de la coupure sur la variable p_T^{all} , pour une efficacité de sélection de 0,4 %, pour les méthodes sans (à gauche) et avec (à droite) rapport de vraisemblance. La coupure sur χ^2 a été ajustée en chaque point pour assurer la constance de cette efficacité de sélection.

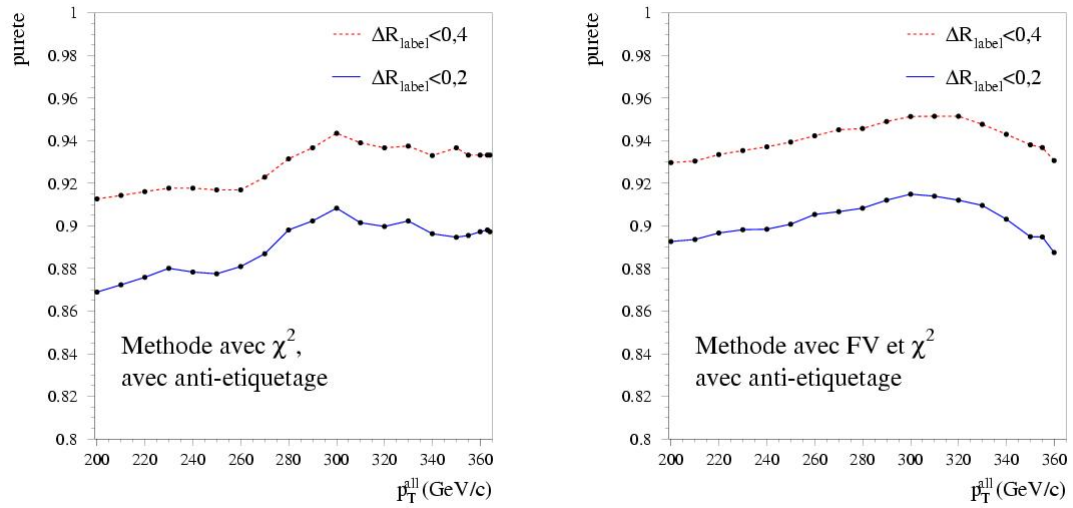


FIG. V.3.11 – Pureté de l'échantillon de *jets* b sélectionnés en fonction de la coupure sur p_T^{all} , pour deux tailles de cône utilisé pour le labelling; en trait plein bleu : pour le label d'origine ($\Delta R_{\text{parton-jet}} \leq 0,2$); en pointillés rouges, pour un label réattribué avec $\Delta R_{\text{parton-jet}} \leq 0,4$. À gauche, pour la méthode utilisant le χ^2 seul. À droite, pour la méthode avec rapport de vraisemblance et χ^2 . La coupure sur χ^2 est optimisée en chaque point pour que l'efficacité de sélection soit de 0,4 %, et corresponde à 10000 *jets* b sélectionnés par an, à la luminosité initiale.

La figure V.3.12 quant à elle indique l'évolution de la pureté en fonction de l'efficacité de sélection. Cette dernière est balayée via la coupure sur χ^2 , avec une coupure fixe sur la variable p_T^{all} , indiquée sur la figure.

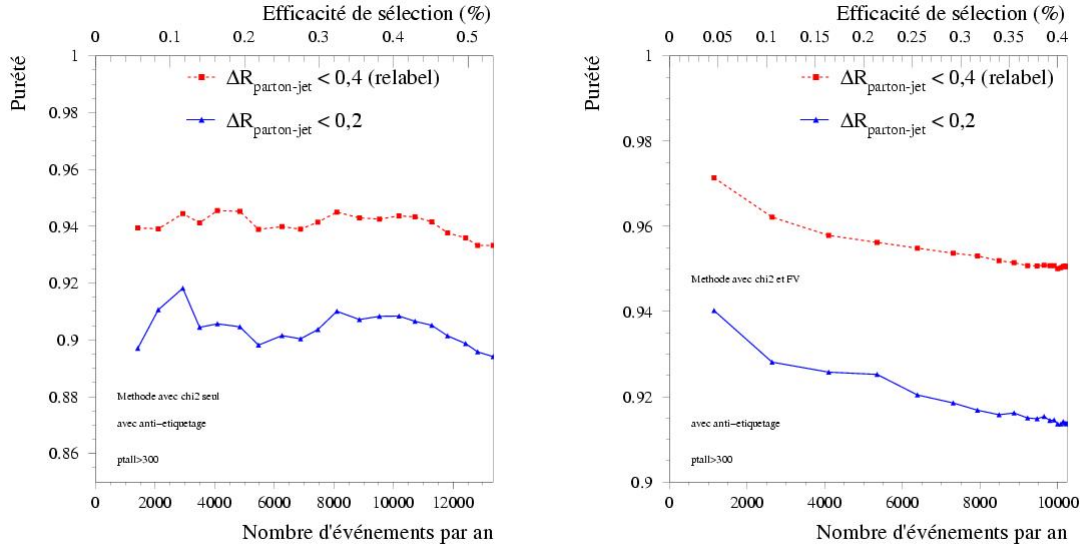


FIG. V.3.12 – Pureté de l'échantillon de *jets* b en fonction de l'efficacité de sélection, pour deux tailles de cône utilisé pour le labelling ; en trait plein bleu : pour le label d'origine ($\Delta R_{\text{parton-jet}} \leq 0,2$) ; en pointillés rouges, pour un label réattribué avec $\Delta R_{\text{parton-jet}} \leq 0,4$. À gauche, pour la méthode utilisant le χ^2 seul. À droite, pour la méthode avec rapport de vraisemblance et χ^2 .

V.3.2 Jets légers

La calibration de l'étiquetage des *jets* b passe bien sûr par la construction des distributions de densité de probabilité pour les paramètres issus des *jets* b. Toutefois, afin de distinguer les deux types de *jet*, il est nécessaire de disposer également de ces distributions pour les *jets* légers.

Une approche logique serait, pour ce faire, de constituer un échantillon de *jets* légers, à l'image de ce qui est fait pour les *jets* b avec le canal $t\bar{t}$. Le tableau V.3.3 présente, pour les canaux $W+jets$ et dijet, le contenu des événements après une présélection sommaire, requérant :

canal $W+jets$ un *jet* de $p_T > 15$ GeV/ c , un lepton isolé de $p_T > 15$ GeV/ c , et aucun lepton non isolé.

dijet 2 *jets* de $p_T > 15$ GeV/ c et aucun lepton.

Bien que les coupures de présélection soient assez rudimentaires, on voit clairement apparaître un problème : soit le contenu est assez pauvre en *jets* b, mais il est largement pollué par des *jets* c (canal $W+jets$), soit on compte relativement peu de *jets* c, mais la proportion des *jets* b est importante (dijet).

Or, si une erreur de plusieurs pourcents est acceptable pour les distributions associées aux *jets* b, il en va différemment pour les *jets* légers. La pureté qu'il serait

Type de <i>jet</i>	W + jets	dijet
	1 jet, $p_T > 15 \text{ GeV}/c$ 1 lepton ⁺ isolé, $p_T > 15 \text{ GeV}/c$ 0 lepton non isolé	2 jets, $p_T > 15 \text{ GeV}/c$ 0 lepton
léger	89,5 %	95,1 %
c	10,2 %	3,5 %
b	0,3 %	1,4 %
$\epsilon_1^{\text{réel}}$	0,01	0,01
$\epsilon_1^{\text{estimé}}$	0,02095	0,02141
$R_1^{\text{estimé}}$	47,7	46,7

TAB. V.3.3 – Contenu des événements W+jets et dijet en terme de *jets* : pourcentage de *jets* légers, c ou b, après une préselection sommaire. Les dernières lignes indiquent quelle seraient les estimations de l'efficacité de sélection et du facteur de rejet des *jets* légers si le canal décrit était utilisé tel quel pour constituer l'échantillon de référence pour les *jets* légers (avec $\epsilon_b = 60\%$, $R_{\text{léger}} = 100$ et $R_c = 10$).

souhaitable d'obtenir pour les *jets* légers est en effet bien plus élevée. Les performances d'étiquetage indiquent que les facteurs de rejet des *jets* légers et c, pour $\epsilon_b = 60\%$, sont de l'ordre de $R_{\text{léger}} = 100$ et $R_c = 10$, ce qui correspond à $\epsilon_1 = 0,01$ et $\epsilon_c = 0,1$. Imaginons deux cas de figure :

1. Le lot de *jets* légers est parfaitement pur, et ne contient que des *jets* légers. Le facteur de rejet, pour $\epsilon_b = 60\%$, est $R_{\text{léger}} \sim 100$.
2. Le lot de *jets* légers est pur à 99 %, et contient 1 % de *jets* b. Le facteur de rejet, pour $\epsilon_b = 60\%$, diminue donc. Les 1 % de *jets* b ont une probabilité individuelle de 60 % d'être étiquetés. Ainsi, l'efficacité de sélection estimée des *jets* légers, $\epsilon_1^{\text{estimé}}$ serait

$$\epsilon_1^{\text{estimé}} = \epsilon_l \times \frac{99}{100} + \epsilon_b \times \frac{1}{100} = 0,0099 + 0,006 = 0,0159$$

Le facteur de rejet estimé devient donc

$$R_{\text{léger}}^{\text{estimé}} = \frac{1}{\epsilon_1^{\text{estimé}}} \frac{1}{0,0159} = 62,9$$

L'erreur sur l'estimation de $R_{\text{léger}}$, pour une pureté de 99 % sur les *jets* légers, est donc de 37,1 % (62,9 au lieu de 100). Même pour un lot de *jets* légers pur à 99,9 %, cette erreur resterait supérieure à 5 %.

Les deux dernières lignes du tableau V.3.3 indiquent quelles estimations de l'efficacité de sélection et du facteur de rejet des *jets* légers on pourrait déduire, en considérant que le canal décrit est utilisé pour constituer le lot de *jets* légers sans coupure supplémentaire, et qu'en réalité $R_{\text{léger}} = 100$ et $R_c = 10$.

Il s'ensuit donc que, sans coupure supplémentaire, les canaux explorés pour construire les courbes de calibration des *jets* légers sont insuffisamment purs. Malheureusement, il s'est avéré impossible de déterminer des coupures ayant pour effet de réduire les proportions de *jets* légers et c dans ces événements sans réutiliser de variables déjà exploitées dans les méthodes d'étiquetage.

Toutefois, les distributions de signification de paramètre d'impact sont symétriques pour les traces issues de *jets* légers, puisque le seul effet entrant en compte pour ce type de *jets* est la résolution sur les paramètres des traces. Ainsi, s'il est possible de construire la partie négative de cette distribution, alors la symétrisation de celle-ci doit permettre d'obtenir la distribution complète.

V.3.3 Méthode à la D0 : System8

La collaboration D0, expérience installée auprès du Tevatron, a développé une procédure d'intercalibration pour des méthodes d'étiquetage des *jets* b, nommée *System8*, et décrite dans [33].

Celle-ci requiert tout d'abord deux méthodes d'étiquetage ayant des efficacités de sélection différentes. Deux échantillons d'événements contenant des fractions différentes de *jets* b sont également nécessaires. Par exemple, on peut considérer un premier lot de données contenant un *jet* avec un muon non isolé ; le deuxième lot peut être constitué d'événements comprenant un *jet* contenant un muon plus un second *jet* opposé au premier, et étiqueté b.

Les deux méthodes d'étiquetage doivent être décorrélées : l'efficacité de sélection des deux méthodes appliquées successivement doit être égale au produit des efficacités de sélection respectives de chaque méthode. On peut imaginer d'utiliser par exemple l'étiquetage par leptons mous d'une part, et l'étiquetage basé sur le paramètre d'impact ou les vertex secondaires (SV) d'autre part.

Pour que la procédure fonctionne correctement, le couple $\epsilon_b/R_{\text{léger}}$ (efficacité de sélection des *jets* b et facteur de rejet des *jets* c et légers correspondant) doit être le même pour les deux échantillons choisis. Cette condition est vérifiée si la proportion relative de *jets* c par rapport aux *jets* légers est la même dans les deux lots de donnée.

Il est ensuite possible d'établir un ensemble de 8 équations à 8 inconnues. Soient n et p le nombre de *jets* des deux lots. Les indices b et cl indiquent que les *jets* considérés sont respectivement b ou bien (indistinctement) c ou légers :

$$\begin{aligned} n &= n_b + n_{cl} \\ p &= p_b + p_{cl} \end{aligned}$$

Il est à noter que cette méthode ne distingue pas les *jets* c des *jets* légers, et qu'en conséquence on utilise un facteur de rejet moyen : $R_{cl} = 1/\epsilon_{cl}$.

Le nombre de *jets* étiquetés est ensuite calculé pour les deux méthodes d'étiquetage :

$$\begin{aligned} n^{leptons} &= \epsilon_b^{leptons} n_b + \epsilon_{cl}^{leptons} n_{cl} \\ p^{leptons} &= \epsilon_b^{leptons} p_b + \epsilon_{cl}^{leptons} p_{cl} \end{aligned}$$

et

$$\begin{aligned} n^{SV} &= \epsilon_b^{SV} n_b + \epsilon_{cl}^{SV} n_{cl} \\ p^{SV} &= \epsilon_b^{SV} p_b + \alpha \epsilon_{cl}^{SV} p_{cl} \end{aligned}$$

où α est un facteur de correction pour le bruit de fond, égal à 1 par défaut.

Enfin, les *jets* doublement étiquetés vérifient

$$\begin{aligned} n^{all} &= \epsilon_b^{leptons} \epsilon_b^{SV} n_b + \epsilon_{cl}^{leptons} \epsilon_{cl}^{SV} n_{cl} \\ p^{all} &= \epsilon_b^{leptons} \epsilon_b^{SV} p_b + \alpha \epsilon_{cl}^{leptons} \epsilon_{cl}^{SV} p_{cl} \end{aligned}$$

Les grandeurs n , p , $n^{leptons}$, $p^{leptons}$, n^{SV} , p^{SV} , n^{all} et p^{all} sont extraites des données sur lesquelles on applique les méthodes d'étiquetage. Les inconnues sont :

- les efficacités de sélection des *jets* b : ϵ_b^{lepton} et ϵ_b^{SV} ;
- les efficacités de sélection des *jets* c et légers : ϵ_{cl}^{lepton} et ϵ_{cl}^{SV} ;
- le nombre de *jets* b et de *jets* c et légers dans les deux lots de données : n_b et n_{cl} , p_b et p_{cl} .

La résolution de ce système permet donc d'accéder aux efficacités de sélection des deux méthodes d'étiquetage, ainsi qu'aux facteurs de rejet correspondants.

Le grand avantage de cette procédure réside dans le fait que les échantillons peuvent être sélectionnés à partir des données réelles, et non plus simulées. Le rôle des simulations se réduit donc à estimer les erreurs systématiques.

Chapitre VI

Potentiel de découverte du boson de Higgs dans le canal $t\bar{t}H$ semileptonique

VI.1 Introduction sur le canal $t\bar{t}H$

VI.1.1 Signal

Dans l'hypothèse d'un boson de Higgs léger ($m_H < 135 \text{ GeV}/c^2$), celui-ci se désintègre préférentiellement en paire de quarks b , comme l'indique la figure VI.1.2. Mais un état final comprenant seulement deux quarks b serait complètement noyé dans le bruit de fond QCD. Il serait donc extrêmement difficile d'opérer un déclenchement sur ce type d'événements, où l'état final ne contient que deux *jets*.

La section efficace de production d'un boson de Higgs produit en association avec une paire de quarks *top* est beaucoup plus petite (*cf* figure VI.1.1) que $gg \rightarrow H$, mais elle présente plus d'intérêt.

Tout d'abord, les deux quarks *top* se désintègrent quasi-exclusivement en $t \rightarrow Wb$, introduisant ainsi deux *jets* b supplémentaires dans l'état final. Les bosons W , quant à eux, se désintègrent en paire de quarks dans 67,96% des cas, et leptoniquement dans les autres cas (10,68% par type de lepton). Par la suite, le terme de lepton couvrira seulement les électrons et les muons, car les taus sont beaucoup plus complexes à reconstruire, donc à exploiter.

L'état final purement hadronique ($j\bar{j}b\bar{b}$), bien qu'ayant le plus grand rapport d'embranchement (46,2%), n'est pas intéressant, car très peu d'événements permettraient de déclencher une sélection.

L'état final purement leptonique ($\ell\nu b\bar{\ell}\nu b\bar{b}$) permettrait ce déclenchement, mais la présence de deux neutrinos compliquerait beaucoup la reconstruction des événements. De plus, son rapport d'embranchement est faible (4,6%).

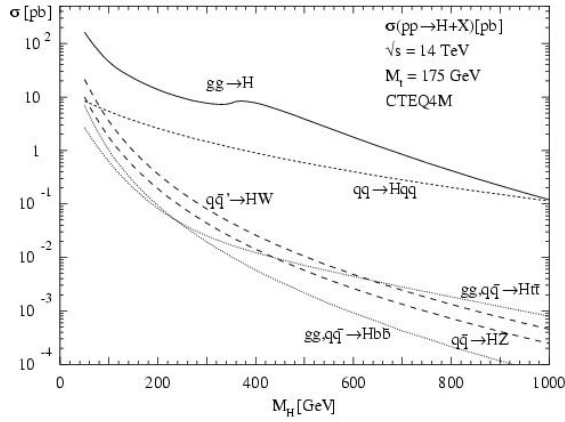


FIG. VI.1.1 – Section efficace de production du boson de Higgs en fonction de sa masse, pour différents modes de production.

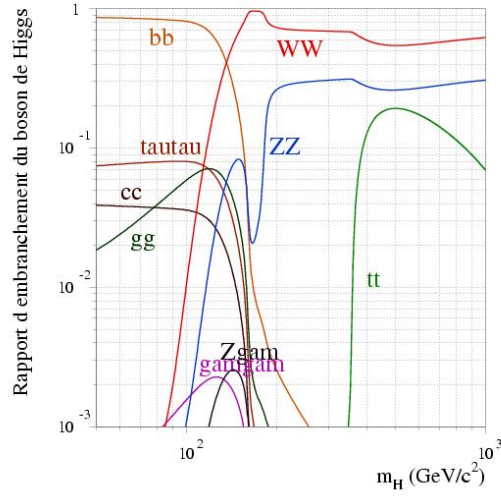


FIG. VI.1.2 – Rapports d'embranchement du boson de Higgs, dans le cadre du Modèle Standard, en fonction de sa masse

Si l'on se restreint au canal semi-leptonique, c'est à dire aux cas où un des deux bosons W se désintègre en $W \rightarrow \ell\nu$ et l'autre en paire de quarks, il devient possible d'opérer un déclenchement sur ces événements, qui représentent 29,0% du total. L'état final alors requis est $t\bar{t}H \rightarrow \ell\nu b j j b \bar{b}$, soit : au moins 6 *jets*, un lepton (électron ou un muon) isolé de haute énergie, et de l'impulsion transverse manquante (car le neutrino n'est pas détecté).

Il est alors possible de lutter contre le bruit de fond. D'autant plus que, dans cet état final, 4 *jets* parmi les 6 sont des *jets* issus de quark b . L'utilisation de l'étiquetage des *jets* b revêt ici une importance capitale, puisque l'efficacité de sélection sur ce canal dépendra à la puissance 4 de l'efficacité de sélection des *jets* b .

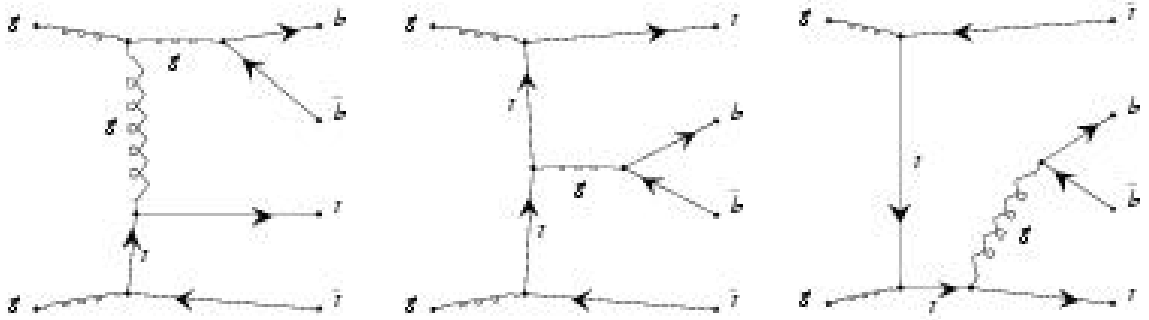
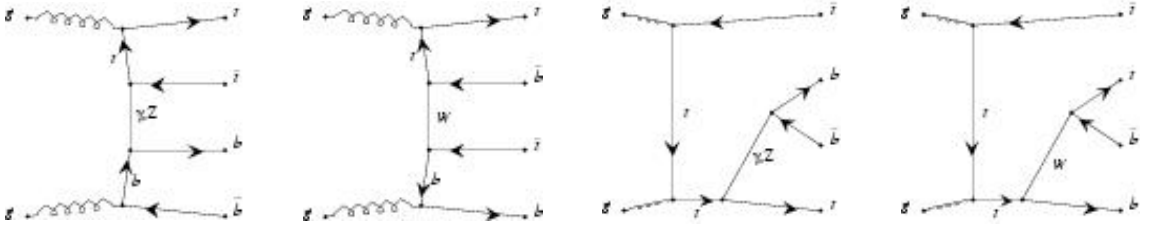
VI.1.2 Bruits de fond

Les bruits de fond considérés dans cette analyse sont présentés avec le signal, dans le tableau VI.2.1, ainsi que leur section efficace LO, et le nombre d'événements attendus, en incluant le taux de branchement semileptonique, pour 30 fb^{-1} (luminosité intégrée correspondant à trois ans de prise de données à basse luminosité).

Tout d'abord, le plus large des bruits de fond, $t\bar{t}jj$, provient de processus QCD avec une paire de quarks *top* et des *jets* additionnels issus de radiation de gluons dans l'état initial ou final. Sa section efficace est environ 900 fois plus grande que celle du signal, mais il est à noter que la quasi-totalité des *jets* additionnels sont légers. Ainsi, requérir 4 *jets* b dans l'état final permet de réduire drastiquement ce

bruit de fond, c'est pourquoi il est qualifié de "réductible". Toutefois, dans le cas d'un mauvais étiquetage où deux *jets* légers seraient identifiés comme *jets* b , le canal $t\bar{t}jj$ peut aussi constituer un bruit de fond potentiel.

Le bruit de fond irréductible est constitué par des événements $t\bar{t}b\bar{b}$ (cf figures VI.1.3 et VI.1.4). Ils sont produits soit par QCD ($gg \rightarrow t\bar{t}b\bar{b}$ ou $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}b\bar{b}$), soit par l'intermédiaire de bosons électrofaibles : il s'agit des canaux $gg \rightarrow Z/\gamma^*/W \rightarrow t\bar{t}b\bar{b}$. Pour distinguer ces deux types de canal par la suite, on précisera leur mode de production entre parenthèse : QCD ou EF (pour électrofaible).

FIG. VI.1.3 – Bruit de fond $t\bar{t}b\bar{b}$ QCD.FIG. VI.1.4 – Bruit de fond $t\bar{t}b\bar{b}$ EF.

VI.1.2.1 Erreur systématique sur le bruit de fond

La prédiction du bruit de fond $t\bar{t}jj$ est sujette à de grandes incertitudes. Le calcul de sa section efficace est en effet très sensible au choix de l'échelle Q_{QCD}^2 . Cela indique une contribution significative des corrections d'ordre supérieur, qui n'étaient pas disponibles quand les lots de données ont été générés.

Il sera donc nécessaire de mesurer le taux d'événements $t\bar{t}jj$ et d'ajuster les générateurs Monte-Carlo. Des moyens pour déterminer la forme du bruit de fond, ainsi que sa normalisation, à partir des données réelles sont décrits dans [34].

Ces procédures introduisent des erreurs statistique et systématique, dont l'importance a été évaluée. Il ressort que l'erreur sur le nombre d'événements de bruit de fond attendus varie suivant la masse du boson de Higgs et l'efficacité de sélection. Pour 30 fb^{-1} de données avec $m_H = 120 \text{ GeV}/c^2$, cette erreur Δ_{syst} vaudrait 7,6 % pour une analyse en coupures (section VI.3), et 6,1 % pour une analyse basée sur des rapports de vraisemblance (section VI.4).

Les résultats de la recherche du boson de Higgs dans le canal $t\bar{t}H$ seront présentés en termes de signification statistique de découverte $S/\sqrt{B}$, où S représente le nombre attendu d'événements de signal, et B le nombre attendu d'événements de bruit de fond ($t\bar{t}b\bar{b}$ et $t\bar{t}j\bar{j}$ confondus). À titre indicatif sera aussi fournie la signification statistique tenant compte des erreurs, notée $(S/\sqrt{B})_{syst}$ et valant

$$\left(S/\sqrt{B}\right)_{syst} = \frac{S}{\sqrt{B + (\Delta_{syst} \times B)^2}}$$

car

$$\begin{aligned} B &= \delta_{stat}^2 + \delta_{syst}^2 \\ &= \left(\sqrt{B}\right)^2 + (\Delta_{syst} \times B)^2 \\ &= B + (\Delta_{syst} \times B)^2 \end{aligned}$$

VI.2 Simulation du canal $t\bar{t}H$

La simulation des données est une étape importante, car elle conditionne pour une large part les résultats de l'étude. La recherche du boson de Higgs étant un des objectifs prioritaires d'ATLAS, celle-ci commencera dès que le détecteur sera opérationnel.

La géométrie initiale a donc été choisie comme cadre de cette étude : les pixels et le TRT ont été simulés respectivement sans couche intermédiaire et sans roue C. De même, la luminosité de référence et le bruit d'empilement correspondent aux valeurs initiales (luminosité intégrée de 10 fb^{-1} par an, et en moyenne 2,3 événements de biais minimum par événement principal).

L'analyse conduite par la suite repose sur une hypothèse sur la masse m_H du boson de Higgs. Les simulations détaillées imposent toutefois une restriction sévère sur le nombre d'événements générés, car les temps de calcul sont très longs. L'échantillon d'événements $t\bar{t}H$ dont nous disposons a donc été généré avec $m_H = 120 \text{ GeV}/c^2$. Cette masse est un compromis : le LEP a exclu les masses inférieures à $114,4 \text{ GeV}/c^2$ (à 95 % de niveau de confiance), mais la section efficace et le rapport d'embranchement $H \rightarrow b\bar{b}$ décroissent rapidement avec la masse.

VI.2.1 Générateurs

Les événements de signal ainsi que le bruit de fond $t\bar{t}jj$ ont été générés à l'aide de PYTHIA 6.203 [15]. Les bruits de fond $t\bar{t}b\bar{b}$ ont été générés grâce à ACERMC 1.0 [17], qui se base sur les éléments de matrice pour calculer le processus. Ces événements sont ensuite interfacés avec PYTHIA qui s'occupe de simuler les désintégrations, les hadronisations et les radiations à l'état initial et final.

Les masses des bosons W et des quarks top ont respectivement été choisies à $m_W = 80,4 \text{ GeV}/c^2$ et $m_t = 175,0 \text{ GeV}/c^2$.

La bibliothèque CTEQ5L est utilisée pour les fonctions de structures des protons. Pour le signal et le bruit de fond $t\bar{t}b\bar{b}$, l'échelle de QCD retenue est $Q_{QCD}^2 = (m_t + m_H/2)^2$, à l'exception notable du bruit de fond simulé de manière détaillée, pour lequel $Q_{QCD}^2 = \hat{s}$. Puisque cette échelle ne peut pas être choisie dans PYTHIA, la section efficace $t\bar{t}jj$ est calculée avec le paramètre par défaut : $Q_{QCD}^2 = (m_t^2 + p_T^2)$ où p_T est l'impulsion transverse du processus.

processus	section efficace inclusive (pb)	générateur	nombre d'événements générés		Nombre d'événements attendus pour $\mathcal{L} = 30 \text{ fb}^{-1}$
			simulation rapide	détaillée	
$t\bar{t}H, H \rightarrow b\bar{b}$	0,364	PYTHIA 6.203	1 M	20 000	3 170
$gg \rightarrow t\bar{t}b\bar{b}$	8,1	ACERMC 1.0	2 M	20 000	70 549
$qq \rightarrow t\bar{t}b\bar{b}$	0,5	ACERMC 1.0	2 M	-	4 355
$gg \rightarrow Z/\gamma^*/W \rightarrow t\bar{t}b\bar{b}$	0,9	ACERMC 1.0	1 M	-	7 839
$t\bar{t}jj$	137,6	PYTHIA 6.203	19,3 M	100 000	4 128 423

TAB. VI.2.1 – Sections efficaces à l'ordre dominant (*Leading Order*) des canaux considérés, et nombre d'événements attendus pour 30 fb^{-1} (incluant le taux de branchement semileptonique).

Le tableau VI.2.1 récapitule les canaux simulés, leur section efficace inclusive, le générateur employé, le nombre d'événements produits ainsi que le nombre d'événements attendus pour 30 fb^{-1} . La génération a été accomplie avec des paramètres tels que seul le canal semi-leptonique (électron ou muon) était autorisé.

Il est à noter que les sections efficaces présentées dans ce tableau sont considérées à l'ordre dominant (ou LO, pour *Leading Order*). Le choix des échelles de normalisation et de factorisation influe fortement sur ces sections efficaces. Cela indique une contribution significative des corrections QCD, et les calculs NLO (*Next to Leading Order*) aident à réduire cette dépendance forte.

Le facteur K est le rapport entre sections efficaces NLO et LO :

$$K = \frac{\sigma_{\text{NLO}}(\text{pp} \rightarrow t\bar{t}H)}{\sigma_{\text{LO}}(\text{pp} \rightarrow t\bar{t}H)}$$

Le calcul des corrections QCD NLO est détaillé dans [35] et [36], et il apparaît qu’au LHC, pour $m_H = 120 \text{ GeV}/c^2$, ce facteur K avoisine 1,2 à l’échelle $\mu = m_t + m_H/2$.

Cependant, puisque ces corrections ne sont pas disponibles pour tous les bruits de fond, aucun facteur K ne sera utilisé dans la suite de cette étude.

VI.2.2 Simulation rapide

Le logiciel ATLFAST [18] est le logiciel de référence dans la collaboration ATLAS pour ce qui concerne la simulation rapide. La grande vitesse d’exécution de ce programme en fait un outil de choix pour des analyses où un grand nombre d’événements est nécessaire.

Tous les canaux décrits dans le tableau VI.2.1 ont été simulés et utilisés pour l’analyse en simulation rapide.

Le gain de temps de la simulation rapide est principalement dû au fait que les interactions dans les calorimètres ne sont pas simulées, et que les traces des particules ne sont pas propagées dans le détecteur. Il est donc impossible d’étiqueter les *jets* à partir des paramètres des traces, et seul un étiquetage “aléatoire” est permis : parmi les *jets* reconstruits, les *jets* labellés b sont étiquetés dans 60% des cas. Les *jets* labellés c et légers sont parfois étiquetés b, pour simuler des facteurs de rejet non infinis. La fraction de *jets* c et légers étiquetés b est déterminée à partir de simulations détaillées, et dépend de l’impulsion transverse de ces *jets*. Cette paramétrisation est basée sur des événements $t\bar{t}$ et $t\bar{t}H$, avec un étiquetage des *jets* b utilisant la méthode 3D.

VI.2.3 Simulation détaillée

Les événements de simulation détaillée sont beaucoup plus coûteux en termes de ressources informatiques, c’est pourquoi leur nombre est bien plus limité. Les événements utilisés ont été produits lors du *Data Challenge 1* (ou DC1, [20]) qui a mobilisé un grand nombre de personnes et de ressources, et s’est avéré un grand succès pour la collaboration.

Pour des raisons d’efficacité, une fois l’événement généré, le logiciel de simulation rapide ATLFAST était lancé et seuls les événements passant un certain nombre de coupures étaient simulés par GEANT. Ces filtres sont les suivants :

canal $t\bar{t}jj$: au moins 6 *jets* de $p_T > 10 \text{ GeV}/c$ dont 4 au moins avec $|\eta| < 2,8$, et 1 lepton isolé avec $|\eta| < 2,8$ et $p_T > 15$ (4) GeV/c pour les électrons (muons). L’efficacité de ce filtre est 42,6%.

canal $t\bar{t}b\bar{b}$: au moins 6 *jets* de $p_T > 10 \text{ GeV}/c$ dont 4 au moins labellés b (avec $|\eta| < 2,8$), et 1 lepton isolé avec $|\eta| < 2,8$ et $p_T > 15$ (4) GeV/c pour les électrons (muons). L’efficacité de ce filtre est 14,2%.

Mais tous les canaux n'ont pas été simulés : pour le bruit de fond $t\bar{t}b\bar{b}$, seul le canal $gg \rightarrow t\bar{t}b\bar{b}$ est disponible. Une extrapolation des résultats obtenus sur ce canal a été mise en place, afin d'estimer le résultat sur le bruit de fond constitué par les trois canaux $t\bar{t}b\bar{b}$.

Le lot d'événements $t\bar{t}jj$ comprend 100.000 événements. Si cela peut sembler *a priori* suffisant, il convient de rappeler que ce canal constitue un bruit de fond *réductible*, grâce à l'étiquetage des *jets* b . Ainsi, nous verrons par la suite que l'analyse présentée souffre de la faible statistique de ce canal, puisqu'au final, seuls quelques événements (voire aucun) survivent aux coupures. Il serait souhaitable, par la suite, de simuler un nombre d'événements beaucoup plus grand pour affiner les prédictions de cette étude.

Pour chaque événement reconstruit, on dispose de nombreuses informations, réparties en "blocs" : *jets*, traces, vérité Monte-Carlo, etc. On ajoute également le bloc d'informations issues de la simulation rapide (ATLFAST). Cela permet, d'une part, de comparer les grandeurs reconstruites par les deux méthodes, et d'autre part d'utiliser les variables ATLFAST quand les variables issues de la simulation détaillée sont incomplètes ou difficilement exploitables. C'est par exemple le cas des leptons, pour lesquels les procédures de reconstruction en simulation détaillée n'étaient pas encore disponibles sous une forme finale optimisée. De surcroît, les *jets* utilisés pour cette analyse sont également issus d'ATLFAST.

VI.3 Analyse avec méthode des coupures

Pour la première fois, cette analyse est réalisée sur des événements de simulation détaillée, en utilisant un algorithme d'étiquetage des *jets* b basé sur les paramètres des traces reconstruites.

L'atout principal de cette analyse est que l'hypothèse initiale sur la masse du boson de Higgs n'est pas utilisée explicitement. Les résultats présentés par la suite ne reposeront que sur l'hypothèse $m_H = 120 \text{ GeV}/c^2$, mais il va de soi que toute une plage de masses devra être envisagée lors des études sur les données réelles.

VI.3.1 Sélection des événements

Les événements sont pré-sélectionnés si l'état final correspond à celui recherché :

- au moins 6 *jets* de $p_T^{cal} > 20 \text{ GeV}/c$ (p_T recalibré) ;
- au moins 4 *jets* b avec $|\eta| < 2,5$ parmi ces 6 *jets* ;
- au moins un électron (muon) isolé de $p_T > 20$ (25) GeV/c avec $|\eta| < 2,5$.

Pour déterminer quels sont les *jets* b , la procédure varie selon que les événements sont issus de simulation rapide ou détaillée.

La simulation rapide ne fournissant aucune indication sur les traces des particules, un étiquetage "aléatoire" est appliqué : une fraction ϵ_b des *jets* b est étiquetée,

de même qu’une fraction $1/R_{\text{léger}}$ et $1/R_c$ des *jets* légers et c (cf section IV.2.6 page 67).

Concernant la simulation détaillée, un poids est attribué à chaque *jet*, en utilisant l’algorithme offrant les meilleures performances, à savoir la méthode SV (cf section IV.2.2 page 61). Si ce poids est supérieur à un seuil W_b , le *jet* est alors étiqueté b . La détermination de ce seuil conditionne l’efficacité de sélection des *jets* b , et donc de la pré-sélection.

Les leptons utilisés sont ceux issus de la simulation rapide (cf section VI.2.3). ATLFast n’incluant pas d’efficacité de sélection pour les leptons, celle-ci est simulée lors de la procédure de pré-sélection, avec une valeur de 90% (couramment utilisée dans les analyses ATLAS).

Cette simple sélection des événements n’est pas suffisante pour mener l’analyse : en effet, il est impossible à ce stade de distinguer les *jets* b provenant de la désintégration des quarks *top* ou du boson de Higgs.

VI.3.2 Reconstruction complète de l’événement

Avec des événements *a priori* compatibles avec ceux recherchés, une reconstruction complète est effectuée. Le but est d’attribuer correctement les *jets* aux produits des désintégrations des deux quarks *top* et du boson de Higgs.

Une méthode de reconstruction a été décrite dans le TDR de physique ([23] §19.2.4.3, p. 689), qui est détaillée ci-dessous :

VI.3.2.1 Reconstruction du $W \rightarrow \ell\nu$

Le boson W qui se désintègre leptoniquement sert de contrainte pour déterminer l’impulsion du neutrino. Ce dernier n’étant pas “visible” pour le détecteur, on considère que l’impulsion transverse manquante est due à sa non détection. On pose donc $p_x^\nu = p_x^{\text{miss}}$ et $p_y^\nu = p_y^{\text{miss}}$. Puisque l’on s’intéresse au boson W qui se désintègre leptoniquement, la dernière composante p_z^ν est obtenue en posant $m_{\ell\nu} = m_W$:

$$\begin{aligned} m_W^2 &= m_{\ell\nu}^2 \\ m_W^2 &= (E^\ell + E^\nu)^2 - (p_x^\ell + p_x^\nu)^2 - (p_y^\ell + p_y^\nu)^2 - (p_z^\ell + p_z^\nu)^2 \\ &= m_\ell^2 + m_\nu^2 + 2E^\ell E^\nu - 2(p_x^\ell p_x^\nu + p_y^\ell p_y^\nu) - 2p_z^\ell p_z^\nu \end{aligned}$$

d’où, en posant $A = m_W^2 - m_\ell^2 + 2(p_x^\ell p_x^\nu + p_y^\ell p_y^\nu)$:

$$p_{z1,2}^\nu = -\frac{Ap_z^\ell \pm E^\ell \sqrt{A^2 + (2p_z^\ell p_T^{\text{miss}})^2 - (2E^\ell p_T^{\text{miss}})^2}}{2(p_z^{\ell^2} - E^{\ell^2})}$$

Le neutrino ainsi “reconstruit” servira à calculer la masse invariante du quark *top* $t \rightarrow \ell\nu b$.

Si plusieurs leptons isolés sont présents dans l'événement, ce qui est très rare, le lepton de plus grande impulsion transverse est choisi.

Dans environ 25% des événements de signal, une mauvaise estimation de l'énergie transverse manquante conduit à des solutions non réelles pour l'équation ci-dessus (le déterminant de l'équation du second degré est négatif). Ces événements sont écartés de la sélection.

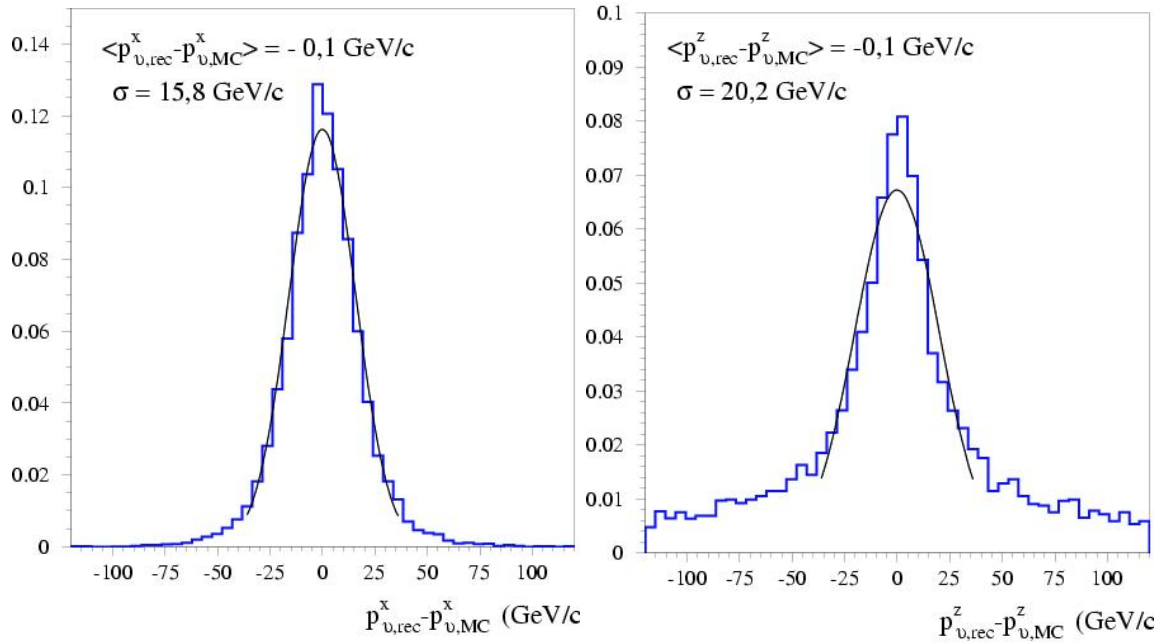


FIG. VI.3.1 – Résolutions sur l'impulsion du neutrino "reconstruit", pour les composantes transverse et longitudinale.

La figure VI.3.1 montre la résolution obtenue pour le neutrino. Les distributions de p_x^ν et p_z^ν sont ajustées par des gaussiennes de largeur respectivement égale à 15,8 et 20,2 GeV/c. La résolution sur l'impulsion du neutrino est principalement limitée par la résolution sur l'énergie transverse manquante. La composante p_z^ν est calculée à partir de 6 grandeurs, dont les erreurs se combinent pour dégrader encore la résolution. Les larges queues que l'on peut observer dans la distribution de p_z^ν sont dues au choix de la mauvaise solution pour le neutrino reconstruit sur les deux possibles (ou à la présence d'un autre neutrino, issu par exemple de la désintégration d'un hadron beau).

VI.3.2.2 Reconstruction du $W \rightarrow jj$

Parmi les *jets* de $p_T > 20 \text{ GeV}/c$ non étiquetés b , toutes les combinaisons de deux *jets* sont formées.

Si leur masse invariante m_{jj} est suffisamment proche de la masse du boson W ($m_{jj} = m_W \pm 25 \text{ GeV}/c^2$), la combinaison est conservée, et l'on applique un facteur à leur quadrivecteur afin de contraindre leur masse invariante m_{jj} à m_W . Cela permet d'obtenir une meilleure résolution sur la masse du top. Environ 20 % des événements $t\bar{t}H$ ne satisfont pas ce critère, et sont rejetés de la sélection.

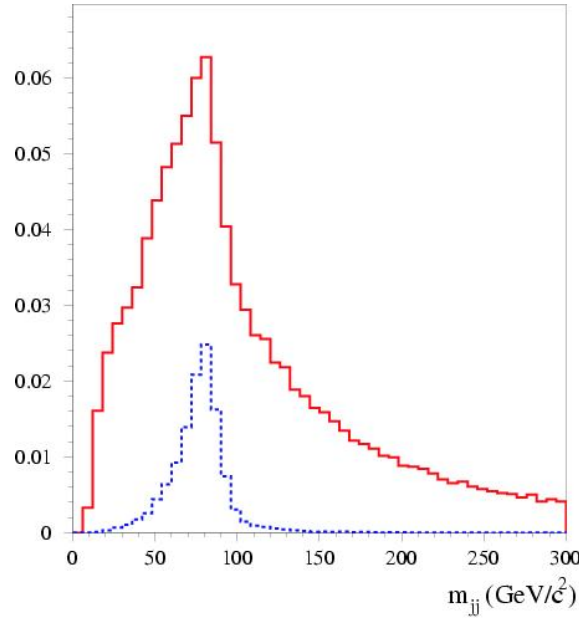


FIG. VI.3.2 – Masse invariante m_{jj} pour le signal. En trait rouge plein, m_{jj} pour toutes les combinaisons possibles. En bleu pointillé, m_{jj} pour les combinaisons correctes seulement.

La figure VI.3.2 montre la masse invariante m_{jj} , pour toutes les combinaisons testées ainsi que pour la fraction de combinaisons correctes, qui présente bien un pic à m_W ($80 \text{ GeV}/c^2$).

La figure VI.3.3 représente quant à elle la séparation angulaire ΔR entre le boson W reconstruit et le boson W généré, pour toutes les combinaisons ainsi que pour la fraction de combinaisons correctes. On constate que la direction des bosons $W \rightarrow jj$ est reconstruite avec plus de précision que celle des bosons $W \rightarrow \ell\nu$, lorsque $\Delta R < 1$. La faible résolution sur le neutrino reconstruit est responsable de cette différence. Par contre, lorsque $\Delta R > 1$, la sélection de deux *jets* incorrects pour former le $W \rightarrow jj$ domine. Ce mauvais choix est impossible dans le cas où $W \rightarrow \ell\nu$, puisque la masse du boson sert justement de contrainte pour reconstruire le neutrino.

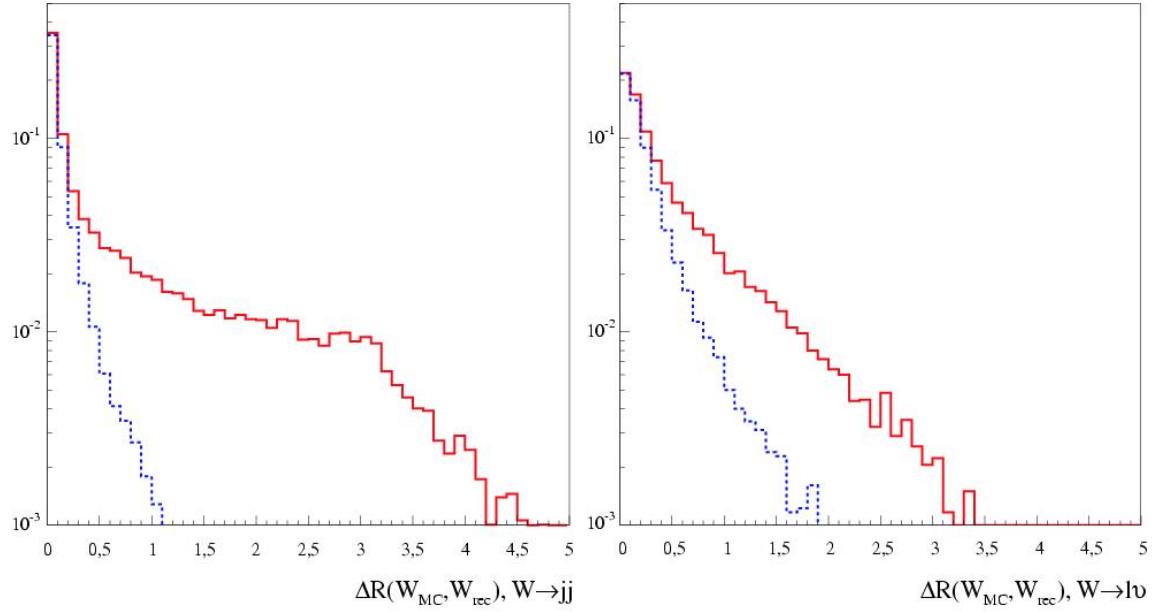


FIG. VI.3.3 – Séparation angulaire ΔR entre les bosons W généré et reconstruit, pour $W \rightarrow jj$ (à gauche) et $W \rightarrow \ell\nu$ (à droite). En trait plein rouge, pour toutes les combinaisons possibles, et en trait pointillé bleu, pour les combinaisons correctes. Pour la figure de droite, une “combinaison correcte” est celle pour laquelle le neutrino reconstruit sélectionné est le plus proche, en ΔR , du neutrino généré.

VI.3.2.3 Reconstruction des quarks top

La reconstruction des quarks *top* nécessite d’associer deux des quatre *jets* b aux produits de désintégration des quarks *top*. Pour toutes les combinaisons comprenant une paire de *jets* légers (dont la masse reconstruite est dans une fenêtre de masse autour de m_W), deux *jets* b , un lepton et un neutrino, la quantité suivante est évaluée :

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

avec $\sigma_{m_{jjb}} = \sigma_{m_{\ell\nu b}} = 8 \text{ GeV}/c^2$. La combinaison pour laquelle χ^2 est minimale est retenue : c’est en effet celle qui permet d’obtenir deux masses reconstruites de quark *top* individuellement et globalement raisonnables.

Les masses reconstruites des quarks *top* sont représentées sur la figure VI.3.4, pour toutes les combinaisons, ainsi que pour la fraction de combinaisons correctes. Un ajustement gaussien, effectué entre 160 et 190 GeV/c^2 , permet d’évaluer la résolution sur les masses reconstruites : $\sigma = 7,3 \text{ GeV}/c^2$ pour $t \rightarrow jjb$, et $\sigma = 8,4 \text{ GeV}/c^2$

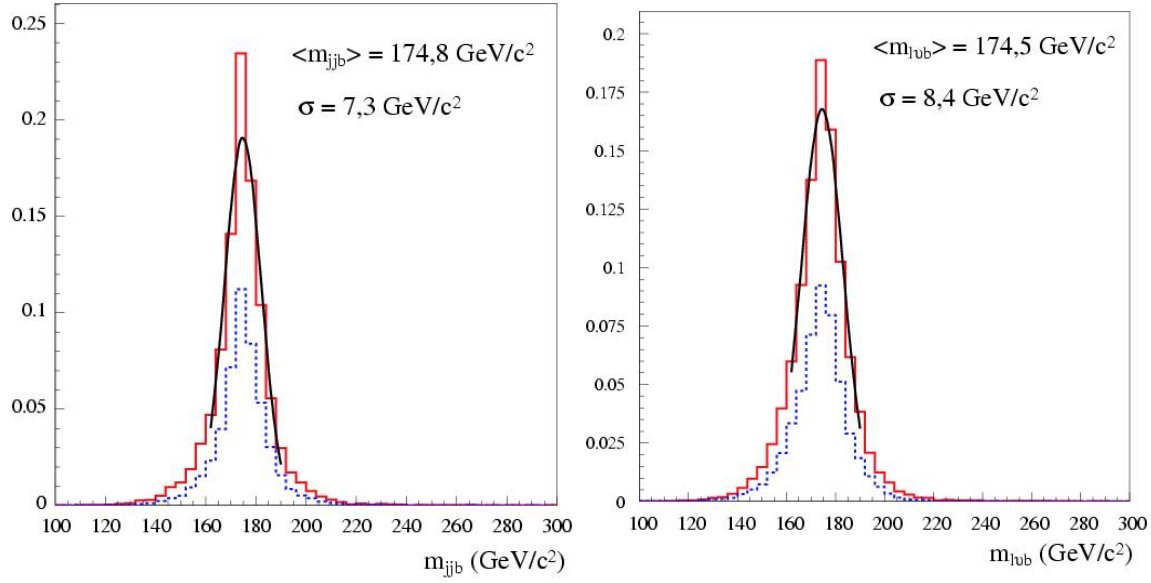


FIG. VI.3.4 – Masses invariantes m_{jjb} (à gauche) et m_{lvb} (à droite) reconstruites. En trait rouge plein, pour les combinaisons minimisant χ^2 . En trait bleu pointillé, pour les événements où la combinaison retenue est la bonne.

pour $t \rightarrow \ell\nu b$.

La pureté, c'est à dire la proportion d'associations correctes, est de 45,1% pour $t \rightarrow jjb$ et 48,7% pour $t \rightarrow \ell\nu b$. Les combinaisons finalement conservées pour l'analyse doivent aboutir à des masses de top reconstruites situées dans une fenêtre de masse de $\pm 20 \text{ GeV}/c^2$ autour de m_{top} , afin de ne conserver que les plus réalistes. La pureté passe alors à 46,6% pour $t \rightarrow jjb$ et 49,4% pour $t \rightarrow \ell\nu b$. L'efficacité de la coupure sur la masse des quarks top est d'environ 79% sur le signal.

La figure VI.3.5 montre la séparation angulaire ΔR entre les quarks top reconstruit et généré, pour l'ensemble des combinaisons passant les coupures (excepté $m_{rec} = m_{top} \pm 20 \text{ GeV}/c^2$), et pour la fraction de combinaisons correctes parmi celles-ci. La résolution angulaire sur le quark $t \rightarrow jjb$ est légèrement supérieure pour $\Delta R < 1$. Pour les grands ΔR par contre, le choix de mauvaises combinaisons de $jets$ légers pour former $W \rightarrow jj$ dégrade cette résolution un peu plus pour $t \rightarrow jjb$. En effet, pour $t \rightarrow \ell\nu b$, seul le choix du jet b et la faible résolution angulaire sur le neutrino rentrent en jeu, le neutrino étant reconstruit sur mesure pour former un boson W avec le lepton.

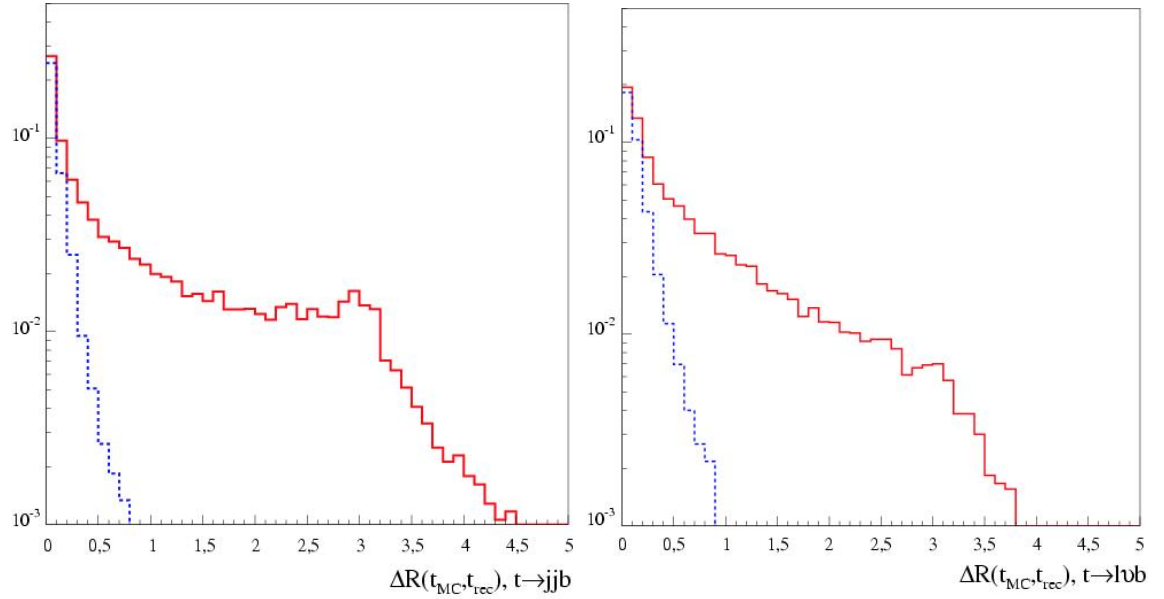


FIG. VI.3.5 – Séparation angulaire ΔR entre les quarks *top* reconstruit et généré, pour $t \rightarrow jjb$ (à gauche) et $t \rightarrow \ell\nu b$ (à droite). En trait rouge plein, pour les combinaisons minimisant χ^2 . En trait bleu pointillé, pour les événements où la combinaison retenue est la bonne.

VI.3.2.4 Reconstruction du boson de Higgs

Deux des quatre *jets* *b* étant déjà associés aux quarks *top*, on fait donc l'hypothèse que les deux derniers *jets* *b* sont issus de la désintégration du boson de Higgs.

Pour estimer la masse du boson de Higgs à partir des données, un ajustement est effectué sur la distribution de cette masse invariante m_{bb} , qui est représentée figure VI.3.6. Cet ajustement est basé sur une fonction comprenant deux parties : une partie gaussienne, pour estimer la masse du boson de Higgs (ainsi que la résolution sur cette masse), et une partie combinant un polynôme et une exponentielle, pour reproduire le bruit de fond combinatoire. La fonction d'ajustement se présente donc sous la forme suivante :

$$f_H = (a_1 + a_2x + a_3x^2)e^{a_4x} + A_0e^{-\left(\frac{x-m_H}{2\sigma}\right)^2}$$

On constate que la masse ajustée m_H^{fit} est de 110,5 GeV/ c^2 , donc inférieure de 9% à la masse générée de 120 GeV/ c^2 . Cela est imputable à la calibration des *jets* utilisée (cf section III.2.1 page 47), qui n'est pas tout à fait optimale et conduit à sous-estimer légèrement l'énergie des *jets* *b*.

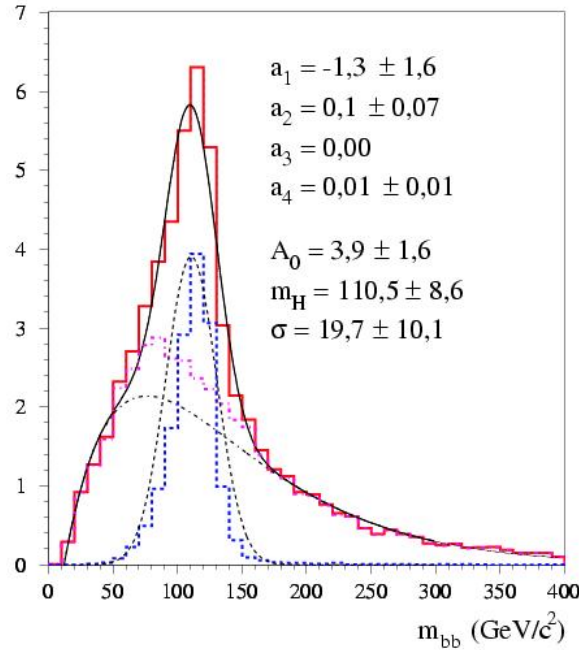


FIG. VI.3.6 – Masse invariante m_{bb} . En trait bleu pointillé, la partie gaussienne de la distribution. En trait rouge plein, la totalité de la distribution. Les paramètres de l'ajustement sont précisés.

La pureté obtenue (la fraction où les deux *jets* b sélectionnés sont bien issus de la désintégration du boson de Higgs) est de l'ordre de 26% si l'on considère tout le spectre de masse. Toutefois, si l'on ne conserve que les événements dans la fenêtre de masse $m_{bb} = m_H^{fit} \pm 30 \text{ GeV}/c^2$, la moitié de la statistique du signal est rejetée, et la pureté atteint quasiment 50%.

VI.3.3 Résultats avec méthode des coupures

L'analyse avec méthode des coupures a été menée sur toutes les données dont nous disposons, issues de simulation rapide ou détaillée. Pour chaque lot de donnée, nous avons utilisé l'étiquetage des *jets* b le plus simple (méthode aléatoire à la ATLFAST, section VI.2.2) et, lorsqu'accessible, le plus performant (algorithme SV2). Les résultats sont exprimés en termes de rapport signal (S) sur racine du bruit de fond (B) $S/\sqrt{B}$, signification statistique de découverte du boson de Higgs.

VI.3.3.1 Simulation rapide

Avec les lots d'événements générés pour le TDR de physique, cette analyse du TDR ([23], table 19-7 p. 692) conduisait à attendre un rapport $S/\sqrt{B} = 3,6$ pour une luminosité intégrée de 30 fb^{-1} , ce qui correspond à trois années de prise de données avec la luminosité initiale.

L'analyse en coupures menée ici est identique à celle du TDR, mais les bruits de fond pertinents ont été réévalués dans [34] et [37]. De nouveaux lots de données ont été générés, qui sont décrits en section VI.2.2 page 106. Les détails des coupures sont présentés dans les tableaux VI.3.1 et VI.3.2.

Il apparaît que la nécessité d'étiqueter 4 *jets* b diminue d'un facteur 1000 le bruit de fond réductible $t\bar{t}jj$, et que l'efficacité de sélection de cette coupure est environ deux fois meilleure sur le signal que sur le bruit de fond $t\bar{t}b\bar{b}$.

Ce dernier point peut sembler surprenant, car on pourrait attendre de cette coupure une efficacité égale pour le signal et le bruit de fond $t\bar{t}b\bar{b}$. Cependant, les *jets* b du signal ont une impulsion moyenne plus grande. Ainsi, un plus grand nombre de *jets* b passent les coupures de sélection (notamment $p_T > 20 \text{ GeV}/c$). On retrouve donc dans les événements de signal un nombre moyen de *jet* b plus élevé, et c'est pourquoi requérir 4 *jets* étiquetés b supprime moins d'événements de signal que d'événements $t\bar{t}b\bar{b}$.

Coupure	$t\bar{t}H$ (%)	$t\bar{t}b\bar{b}$ (QCD) (%)	$t\bar{t}b\bar{b}$ (EF) (%)	$t\bar{t}jj$ (%)
1 ℓ et 6 <i>jets</i>	46,1	37,1	34,9	15,4
4 <i>jets</i> b ($\epsilon_b = 0,6$)	3,8 (8)	1,5 (4)	1,6 (4)	0,0142 (0,1)
2 tops reconstruits	2,3 (61)	0,9 (60)	0,9 (59)	$6,2 \times 10^{-3}$ (44)
$m_t = 175 \pm 22$	1,8 (79)	0,7 (76)	0,7 (77)	$4,2 \times 10^{-3}$ (67)
$m_{bb} = m_H^{fit} \pm 30$	0,9 (49)	0,2 (25)	0,2 (30)	$1,2 \times 10^{-3}$ (29)

TAB. VI.3.1 – Efficacité des coupures pour chaque étape de l'analyse sur des événements issus de simulation rapide. Les efficacités relatives sont indiquées entre parenthèses.

Coupure	$t\bar{t}H$	$t\bar{t}b\bar{b}$ (QCD)	$t\bar{t}b\bar{b}$ (EF)	$t\bar{t}jj$
1 ℓ et 6 <i>jets</i>	1461	27789	2738	634478
4 <i>jets</i> b ($\epsilon_b = 0,6$)	121	1133	123	588
2 tops reconstruits	74	680	73	258
$m_t = 175 \pm 22$	58	518	56	173
$m_{bb} = m_H^{fit} \pm 30$	28	131	17	50

TAB. VI.3.2 – Nombre d'événements attendus pour chaque étape de l'analyse sur des événements issus de simulation rapide, pour 30 fb^{-1} .

L'étiquetage des *jets* b utilisé ici est le même que dans le TDR, à savoir un étiquetage paramétrisé dit “aléatoire”, où $\epsilon_b = 60\%$, $R_{\text{léger}} = 100$ et $R_c = 10$ (cf section VI.2.2). Dans ces conditions, pour 30 fb^{-1} (correspondant à trois ans de données), la découverte du boson de Higgs dans ce canal n'aurait qu'une signification statistique de $S/\sqrt{B} = 2,0$. Si l'on prend en considération les erreurs systématiques sur le bruit de fond, estimées à 7,6 % (section VI.1.2.1), alors $(S/\sqrt{B})_{\text{syst}} = 1,4$.

VI.3.3.2 Simulation détaillée

La même analyse a été conduite sur des événements de simulation détaillée. Puisque les paramètres des traces sont accessibles, on est en mesure de tester différentes méthode d'étiquetage des *jets* b .

Étiquetage “aléatoire” Dans un premier temps, le même étiquetage aléatoire que pour les événements de simulation rapide est utilisé, afin de s'assurer de la compatibilité des résultats. Le tableau VI.3.3, qui récapitule ces résultats, voit ses troisième et quatrième colonnes de la deuxième ligne non renseignées. En effet, ces événements ont été filtrés (cf section VI.2.3) et il n'est pas possible de recalculer les efficacités des coupures de l'analyse qui “chevauchent” les coupures du filtre. On constate immédia-

Coupure	$t\bar{t}H$ (%)	$t\bar{t}b\bar{b}$ (QCD) (%)	$t\bar{t}jj$ (%)
1 ℓ et 6 <i>jets</i>	47,4	-	-
4 <i>jets</i> b ($\epsilon = 60\%$)	3,8 (8)	1,2 (-)	0,0120 (-)
2 tops reconstruits	2,4 (63)	0,7 (61)	$5,8 \times 10^{-3}$ (46)
$m_t = 175 \pm 22$	1,9 (78)	0,6 (78)	$3,6 \times 10^{-3}$ (67)
$m_{bb} = m_H^{\text{fit}} \pm 30$	0,9 (45)	0,1 (24)	$0,9 \times 10^{-3}$ (40)
nombre d'événements attendus pour 30 fb^{-1}	27 ± 2	113 ± 8	37_{-21}^{+65}

TAB. VI.3.3 – Efficacité des coupures pour chaque étape de l'analyse sur des événements issus de simulation détaillée, avec un étiquetage des *jets* b aléatoire. Les efficacités relatives sont indiquées entre parenthèses. La dernière ligne indique le nombre d'événements attendus pour 30 fb^{-1} de données, incluant les erreurs statistiques.

tement que les efficacités des coupures sont comparables pour les événements issus de simulation rapide (tableau VI.3.1) et de simulation détaillée (tableau VI.3.3).

Il faut également noter que la statistique est faible pour les événements du canal $t\bar{t}jj$: après toutes les coupures, il ne reste que 3 événements sur les 100 000 de départ. Il faut donc tenir compte d'une erreur poissonnienne, qui, à 68% de confiance, nous indique que l'efficacité de sélection sur le canal $t\bar{t}jj$ est de $0,9_{-0,5}^{+1,6} \times 10^{-3}\%$. Le nombre d'événements attendus pour 30 fb^{-1} est alors de 37_{-21}^{+65} .

Le rapport $S/\sqrt{B}$ est égal à 2,2 si l'on s'en tient aux valeurs moyennes attendues, et reste supérieur à 1,8 en tenant compte de l'erreur maximale sur le canal $t\bar{t}jj$. Si l'on tient compte d'une erreur systématique de 7,6 % sur le bruit de fond (*cf* section VI.1.2.1), alors $(S/\sqrt{B})_{\text{syst}} = 1,6$.

Performances d'étiquetage dans le canal $t\bar{t}H$ Avant d'aborder la partie concernant les résultats obtenus grâce à la méthode SV d'étiquetage des *jets* b, il convient d'apporter quelques détails sur les performances d'étiquetage dans les canaux étudiés.

Rappelons brièvement que, lors de la procédure d'étiquetage, chaque *jet* se voit attribuer un poids. Si celui-ci est supérieur à un certain seuil, il est alors étiqueté b. La valeur du seuil détermine l'efficacité de sélection et le facteur de rejet.

L'étiquetage utilisé dans cette étude est le plus performant à l'heure actuelle, et exploite la méthode SV (avec vertex secondaires). Il a été calibré grâce aux *jets* b des événements $t\bar{t}H$; les *jets* légers et c venant, quant à eux, des événements $t\bar{t}jj$. On désire en effet sélectionner un maximum de *jets* b du signal tout en rejetant un maximum de *jets* légers ou c du bruit de fond réductible.

La figure VI.3.7 indique, pour le canal $t\bar{t}jj$, les différentes efficacités de sélection atteintes pour différentes valeur de seuil sur le poids des *jets* b, ainsi que le facteur de rejet des *jets* légers correspondants.

On peut noter qu'une efficacité de sélection standard ($\epsilon_b = 60\%$) correspond à une valeur de seuil $w > 4,25$, le facteur de rejet des *jets* légers s'élevant alors à 128. Les performances d'étiquetage, pour diverses valeurs de seuil sur le poids des *jets* b, et pour les canaux $t\bar{t}H$, $t\bar{t}bb$ et $t\bar{t}jj$ peuvent être trouvés en annexe A.

Étiquetage avec méthode SV La méthode d'étiquetage SV permet de faire varier l'efficacité de sélection des *jets* b en jouant sur le poids des *jets* (*cf* section IV.2.2). L'optimisation de la coupure sur le poids des *jets* b conduit au choix $w_{SV} > 4,0$, soit une efficacité de sélection des *jets* b $\epsilon_b = 61\%$. Les efficacités des coupures de sélection correspondantes sont présentées pour le signal $t\bar{t}H$ et les bruits de fond dans le tableau VI.3.4. On observe que le bruit de fond est réduit, tout en conservant le même niveau de signal. Cela conduit à une signification statistique $S/\sqrt{B} = 2,5$. Le rapport $(S/\sqrt{B})_{\text{syst}}$ tenant compte des erreurs systématiques sur les bruits de fond (7,6 %) s'élève quant à lui à 1,9. L'amélioration du potentiel de découverte du boson de Higgs due à un étiquetage réaliste, dans le canal $t\bar{t}H$, est donc importante, même pour cette analyse en coupures.

Celle-ci souffre pourtant toujours du manque de statistique, et c'est un seul événement $t\bar{t}jj$ sur les 100 000 générés qui passe *in fine* la sélection. Cet unique événement représente à lui seul 18,4 événements attendus pour une luminosité intégrée de 30 fb^{-1} .

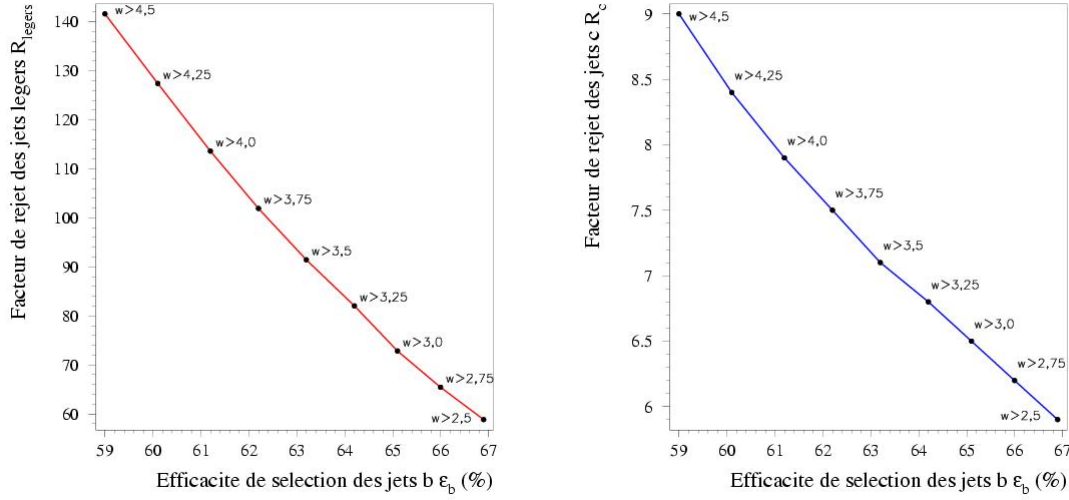


FIG. VI.3.7 – Facteurs de rejet des *jets* légers (à gauche) et c (à droite) en fonction de l'efficacité de sélection, pour différentes valeurs de seuil sur le poids des *jets* b, pour le canal $t\bar{t}jj$, avec la méthode d'étiquetage SV.

VI.4 Méthode avec fonctions de vraisemblance

Pour augmenter la l'efficacité de l'analyse, de nouvelles grandeurs physiques peuvent être exploitées. À titre d'exemple, la distance angulaire entre le lepton et un *jet* b est plus petite s'ils proviennent tous deux de la désintégration du même quark t .

Cependant, ajouter des coupures supplémentaires risquerait de diminuer trop fortement l'efficacité de sélection. La méthode du rapport de vraisemblance (*cf* section IV.2 page 55) peut ici être pertinente, car elle permet de combiner un nombre arbitraire de variables en une seule variable discriminante.

Une étude ([37], [34]) a analysé l'impact de l'utilisation de rapports de vraisemblance sur cette analyse. Plutôt que d'effectuer une série de coupures pour déterminer la meilleure combinaison $\ell\nu b-jjb$, une fonction de vraisemblance est introduite, qui tire parti des grandeurs suivantes :

1. m_{jj} : la masse invariante des deux *jets* légers provenant de la désintégration hadronique du boson W.
2. m_{jbb} : la masse invariante des *jets* légers et du *jet* b provenant de la désintégration hadronique du quark top .

Coupure	$t\bar{t}H$ (%)	$t\bar{t}b\bar{b}$ (QCD) (%)	$t\bar{t}jj$ (%)
1 ℓ et 6 <i>jets</i>	47,0	-	-
4 <i>jets</i> b ($w_{SV} > 4, 0$)	3,8 (8)	0,9 (-)	0,0089 (-)
2 tops reconstruits	2,3 (60)	0,6 (62)	$2,7 \times 10^{-3}$ (30)
$m_t = 175 \pm 22$	1,9 (81)	0,5 (79)	$1,8 \times 10^{-3}$ (57)
$m_{bb} = m_H^{fit} \pm 30$	0,1 (24)	0,1 (23)	$0,4 \times 10^{-3}$ (25)
nombre d'événements attendus pour 30 fb^{-1}	25 ± 2	87 ± 7	18^{+43}_{-7}

TAB. VI.3.4 – Efficacité des coupures pour chaque étape de l'analyse sur des événements issus de simulation détaillée, avec étiquetage des *jets* b selon la méthode SV (coupure sur le poids $W_{SV} > 4, 0$). Les efficacités relatives sont indiquées entre parenthèses. La dernière ligne indique le nombre d'événements attendus pour 30 fb^{-1} de données, incluant les erreurs statistiques.

3. $\Delta R(\ell, b)$: la distance angulaire entre le lepton et le *jet* b dont on suppose qu'il provient de la désintégration du même quark *top*.
4. $m_{\ell\nu b}$: la masse invariante du lepton, du neutrino reconstruit et du *jet* b qui proviennent de la désintégration du quark *top*.
5. $\angle(j, j)$: l'angle entre les deux *jets* légers provenant de la désintégration du boson W.
6. $\Delta R(b, jj)$: la distance angulaire entre le *jet* b et le système de *jets* légers provenant de la désintégration du quark *top*.

Les distributions de référence utilisées par ce rapport de vraisemblance sont présentées figure VI.4.1. On peut constater qu'elles diffèrent sensiblement pour les bonnes et les mauvaises associations *jets*-produits de désintégration.

La figure VI.4.2 représente les valeurs des six variables utilisées pour les bonnes combinaisons du signal ainsi que pour toutes les combinaisons des deux bruits de fond $t\bar{t}b\bar{b}$ et $t\bar{t}jj$. On remarque que ces variables prennent, lorsqu'elles sont évaluées pour les événement du bruit de fond, des valeurs très proches des mauvaises combinaisons évaluées pour les événements de signal.

La grandeur pLH_{combi} (pour *pairing likelihood*) est ensuite définie, pour déterminer si une combinaison est correcte ou non :

$$\begin{aligned}
 pLH_{combi} &= pLH(x_1, \dots, x_6) \\
 &= pLH(m_{jj}, m_{jjb}, \Delta R(b, \ell), m_{\ell\nu b}, \angle(j, j), \Delta R(b, jj)) \\
 &= \frac{P_{combi}^{correcte}}{P_{combi}^{correcte} + P_{combi}^{mauvaise}}
 \end{aligned}$$

La combinaison qui donne la valeur maximale pour $pLH_{combi}^{correcte}$ est sélectionnée : on considère dans la suite de l'analyse que cette combinaison est correcte.

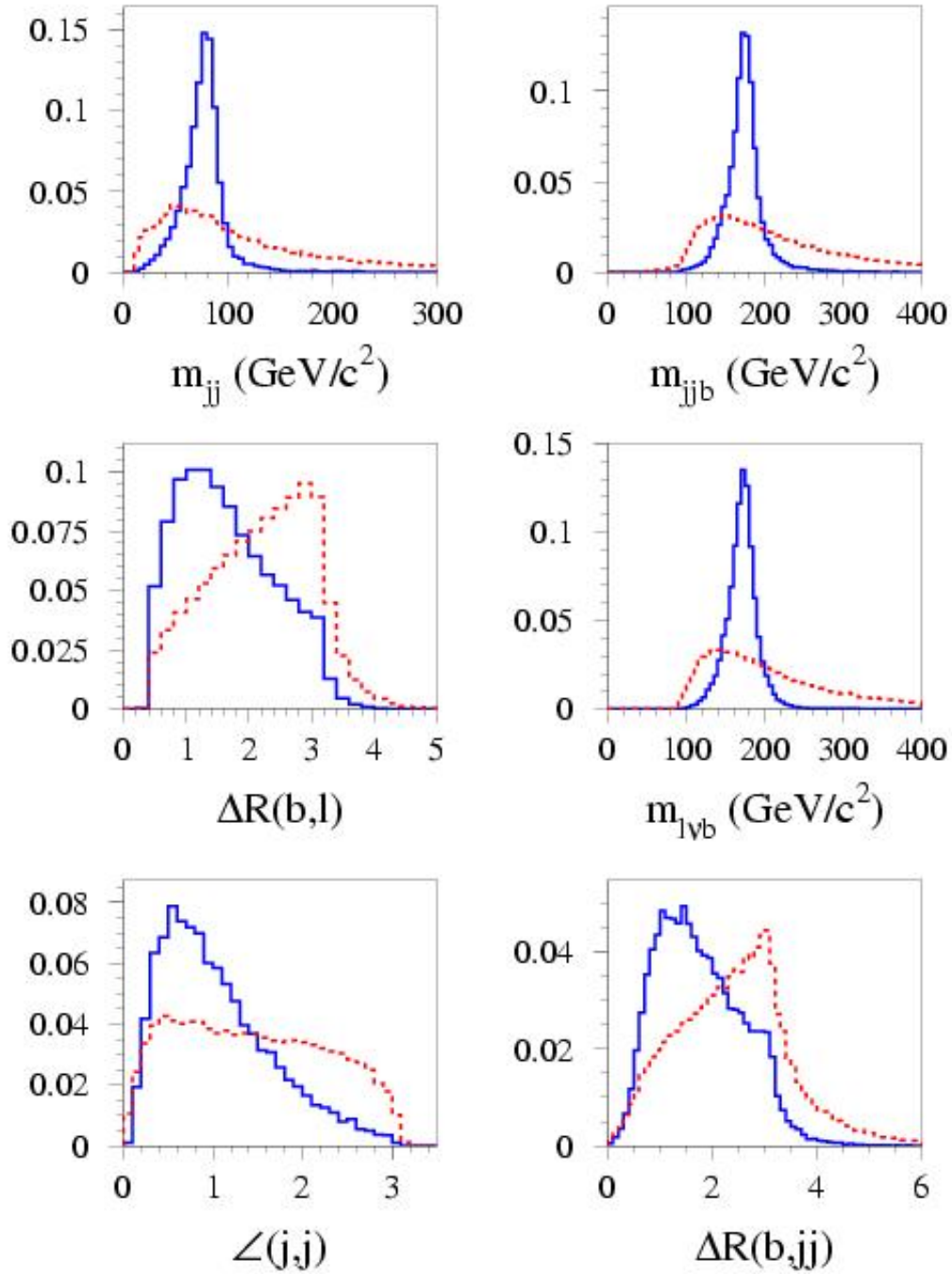


FIG. VI.4.1 – Variables d'entrée du rapport de vraisemblance d'appariement ([34]), pour des événements issus de simulation rapide. En bleu, trait plein : bonnes combinaisons ; en rouge, trait pointillé : mauvaises combinaisons. Toutes les distributions sont normalisées à 1.

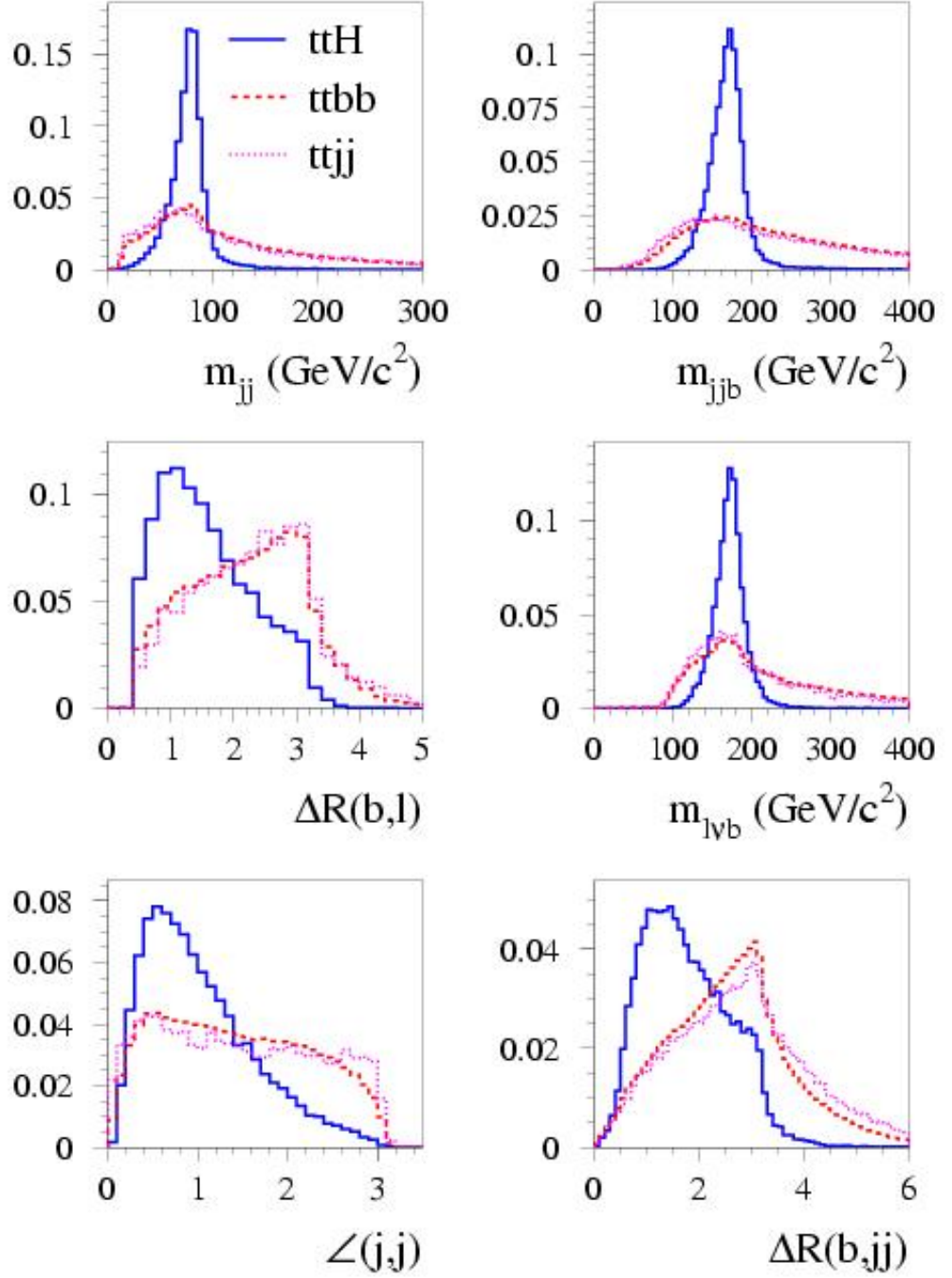


FIG. VI.4.2 – Variables d'entrée du rapport de vraisemblance d'appariement([34]), pour des événements issus de simulation rapide. En trait plein bleu : bonnes combinaisons du signal ttH ; tirets rouges : combinaisons du canal $ttbb$; pointillés mauves : combinaisons dans le canal $ttjj$. Toutes les distributions sont normalisées à 1.

La variable de sortie, que l'on nommera pLH , est représentée figure VI.4.3. Pour chaque événement, seule la combinaison qui conduit à la valeur maximale de pLH est conservée.

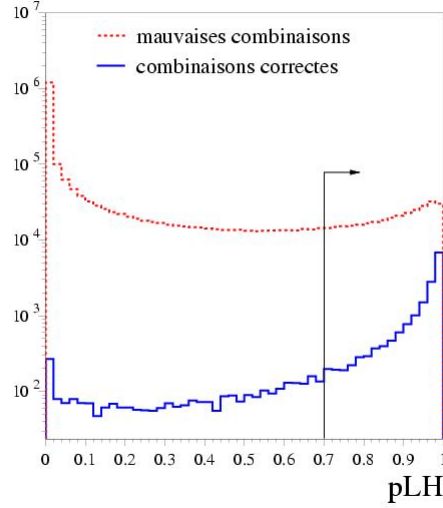


FIG. VI.4.3 – Rapport de vraisemblance d'appariement pLH : en trait plein bleu, pour les combinaisons correctes ; en pointillés rouges, pour les mauvaises combinaisons. La normalisation des courbes est arbitraire, mais le rapport entre elles est préservé.

Un second rapport de vraisemblance est utilisé pour discriminer le signal du bruit de fond. Il exploite :

1. m_{bb} : la masse invariante des deux *jets* b assignés au boson de Higgs, qui est piquée à m_H pour le signal et plus lisse pour le bruit de fond.
2. $\Delta\eta(t_{proche}, bb)$: la différence de pseudo-rapacité entre le système bb et le quark *top* reconstruit le plus proche en ΔR .
3. $\cos\theta_{b,b}^*$: le cosinus de l'angle entre l'un des deux *jets* b associés au boson de Higgs (dans le centre de masse de celui-ci) et la direction du boson de Higgs. On exploite ainsi le fait que les désintégrations des particules de spin 0 (comme le boson de Higgs) et de spin 1 (comme les gluons) ont des distributions différentes.
4. $\Delta\eta(b, b)$: la différence de pseudo-rapacité entre les deux *jets* b associés au boson de Higgs. Les événements du bruit de fond doivent avoir une distribution moins centrale.
5. $m_{bb}^{(1)}$: la plus petite masse invariante parmi les 6 combinaisons possibles de 2 *jets* b parmi 4.

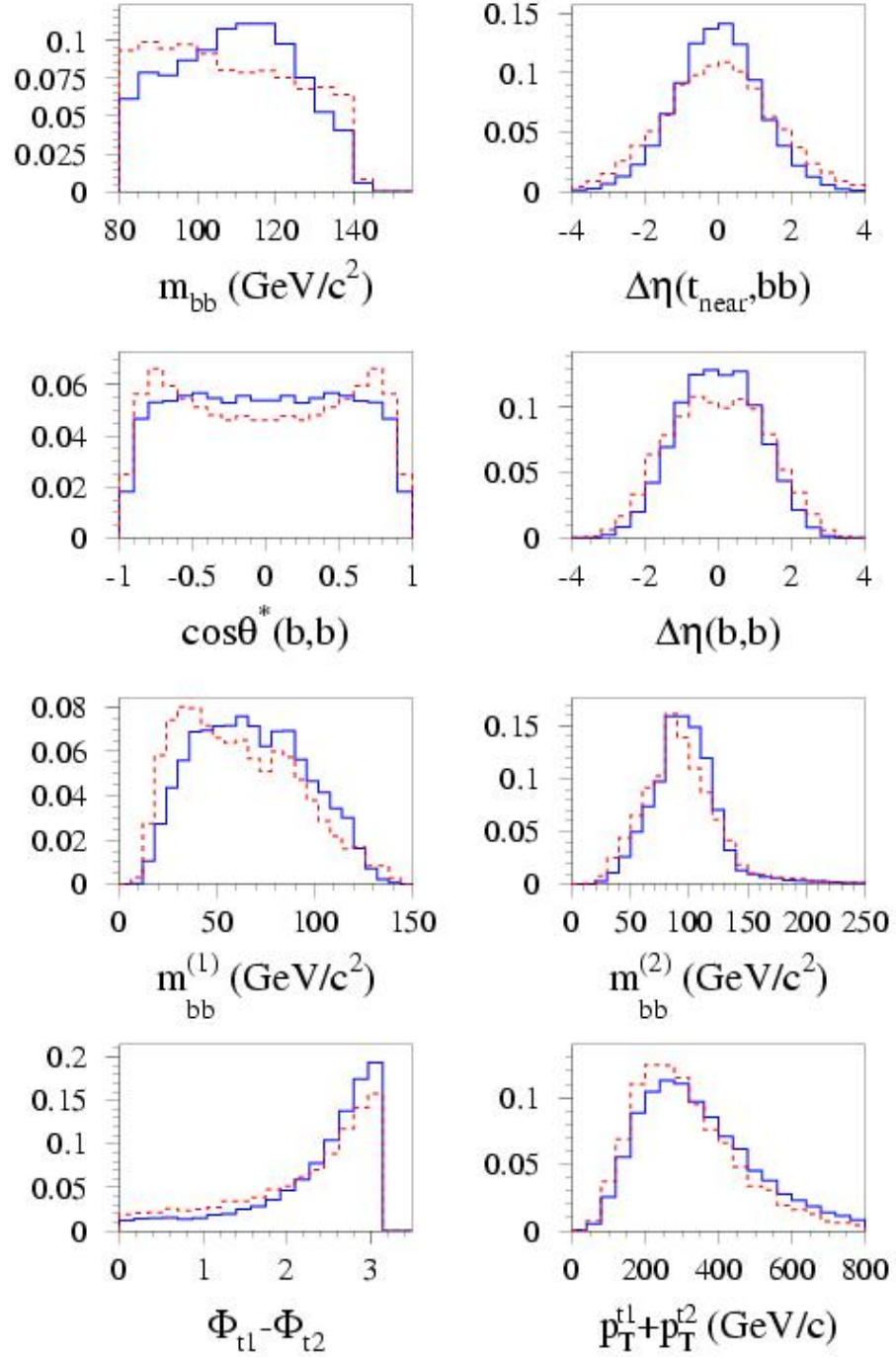


FIG. VI.4.4 – Variables d'entrée du rapport de vraisemblance utilisé pour la discrimination signal/bruit de fond ([34]), pour des événements issus de simulation rapide. En bleu, trait plein : événements de signal; en rouge, trait pointillé : bruit de fond $t\bar{t}jj$. Toutes les distributions sont normalisées à 1.

6. $m_{bb}^{(2)}$: la seconde plus petite masse invariante parmi les 6 combinaisons possibles de 2 *jets* b parmi 4.
7. $\Phi_{t_1} - \Phi_{t_2}$: la différence en ϕ des deux quarks *top* reconstruits.
8. $p_T^{t_1} + p_T^{t_2}$: la somme des impulsions transverses des quarks *top* reconstruits, qui est légèrement plus élevée pour les événements de signal à cause de l'émission du boson de Higgs massif.

On peut observer sur la figure VI.4.4 que ces huit variables ont individuellement un faible pouvoir discriminant, mais que leur combinaison apporte une information intéressante. La figure VI.4.5 montre la distribution de fLH (pour *final likelihood*), la variable de sortie de ce rapport de vraisemblance, pour le signal et les deux types de bruit de fond ($t\bar{t}b\bar{b}$ et $t\bar{t}j\bar{j}$).

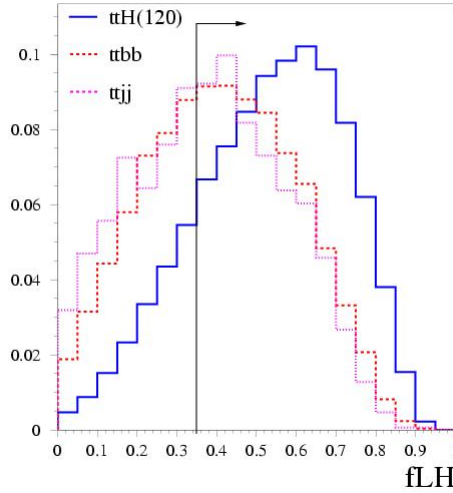


FIG. VI.4.5 – Rapport de vraisemblance “de signal” fLH : en trait plein bleu, pour le signal $t\bar{t}H$; en tirets rouges, pour le bruit de fond $t\bar{t}b\bar{b}$; en pointillés mauves, pour le bruit de fond $t\bar{t}j\bar{j}$. Toutes ces distributions sont normalisées à l’unité.

Les coupures optimales établies par [34] sont $pLH > 0,7$ et $fLH > 0,35$. Par défaut, ce sont ces valeurs qui seront utilisées avant toute éventuelle réoptimisation.

VI.4.1 Résultats de l’analyse avec fonctions de vraisemblance

VI.4.1.1 Simulation rapide

L’analyse menée sur les événements issus de simulation rapide offre un aperçu des performances attendues proches de celles obtenues avec l’algorithme d’étiquetage des

jets b 3D. L'étiquetage des *jets* b est forcément de type aléatoire pour ces données, toujours avec $\epsilon_b = 60\%$, $R_{\text{léger}} = 100$ et $R_c = 10$.

Les coupures définies dans [37] et [34], c'est à dire $pLH > 0,7$ et $fLH > 0,35$, mènent à une efficacité sur le signal presque deux fois plus grande qu'avec la méthode avec coupures. On obtient *in fine* un rapport signal sur racine de bruit $S/\sqrt{B} = 2,8$. En contrepartie, l'efficacité de sélection sur le bruit de fond augmente dans les mêmes proportions. C'est pourquoi la prise en compte des erreurs systématiques ($\sim 6,1\%$, cf section VI.1.2.1) sur le bruit de fond conduit à $(S/\sqrt{B})_{\text{syst}} = 2,0$. Les efficacités des coupures sont résumées dans le tableau VI.4.1.

Coupure	t $\bar{t}$ H (%)	t $\bar{t}$ b $\bar{b}$ (QCD) (%)	t $\bar{t}$ b $\bar{b}$ (EF) (%)	t $\bar{t}$ jj (%)
1 ℓ et 6 <i>jets</i> + 4 <i>jets</i> b	3,8	1,5	1,5	0,01
2 tops reconstruits	3,3 (87)	1,3 (85)	1,3 (84)	0,01 (63)
$m_{bb} = m_H^{\text{fit}} \pm 30 \text{ GeV}/c^2$	1,6 (50)	0,3 (26)	0,4 (31)	$2,3 \times 10^{-3}$ (30)
$fLH > 0,35$	1,4 (86)	0,2 (68)	0,3 (70)	$1,4 \times 10^{-3}$ (62)
nombre d'événements attendus pour 30 fb $^{-1}$	45	170	22	68

TAB. VI.4.1 – Efficacité des coupures pour chaque étape de l'analyse sur des événements issus de simulation rapide, avec étiquetage des *jets* b "aléatoire". Les efficacités relatives sont indiquées entre parenthèses. La dernière ligne indique le nombre d'événements attendus pour 30 fb $^{-1}$ de données.

Il est possible de chercher à optimiser ce rapport $S/\sqrt{B}$ en ajustant simultanément les coupures sur pLH et fLH . La figure VI.4.6 représente le rapport $S/\sqrt{B}$ en fonction de la coupure sur pLH et sur fLH . Les zones cerclées indiquent les plages où le rapport est maximum, c'est à dire les valeurs des coupures optimales sur pLH et fLH . On constate, notamment sur la figure de droite, que les transitions sont douces. Les coupures sont optimales pour $pLH > 0,7$ et $fLH > 0,44$, mais ne changent pas foncièrement le rapport $S/\sqrt{B}$, qui passe de 2,79 à 2,83.

Le bruit de fond et le signal diminuent légèrement, ce qui conduit à une augmentation du rapport $(S/\sqrt{B})_{\text{syst}}$, qui passe de 2,0 à 2,2, car le bruit de fond attendu est alors légèrement plus faible. Malgré cette petite amélioration, l'intérêt de cette optimisation reste limité, car les valeurs de $S/\sqrt{B}$ comme de $(S/\sqrt{B})_{\text{syst}}$ sont assez homogènes.

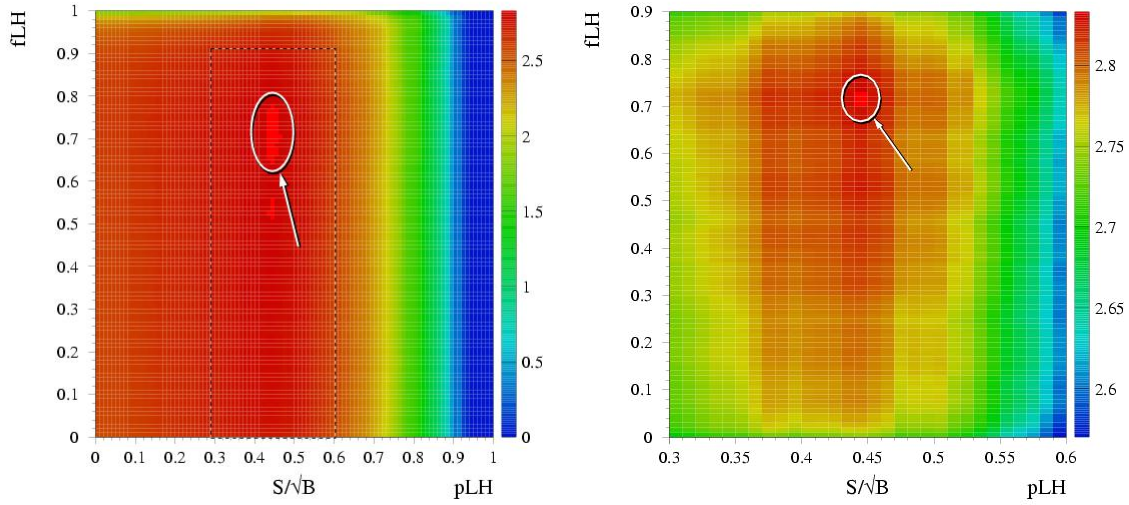


FIG. VI.4.6 – Rapport $S/\sqrt{B}$ en fonction des coupures sur pLH et fLH , pour des événements issus de simulations rapide. À gauche : pour l'ensemble des valeurs permises ; à droite : agrandissement pour une zone d'intérêt.

VI.4.1.2 Simulation détaillée

Le véritable but de cette étude est bien entendu d'appliquer l'analyse avec fonctions de vraisemblance sur des événements issus de la simulation détaillée.

De tels événements permettent de tester les derniers algorithmes d'étiquetage en date, et l'on peut espérer une amélioration substantielle de l'efficacité de cette analyse. En effet, seule la simulation détaillée permet de prendre correctement en compte toutes les corrélations cinématiques avec l'étiquetage des saveurs b , c et *jets* légers.

Coupures par défaut Tout d'abord, ces coupures par défaut ($pLH > 0,7$ et $fLH > 0,35$) sont appliquées. On choisit un poids d'étiquetage des *jets* de $w_{SV} > 4,24$, pour obtenir une efficacité de sélection des *jets* b de $\epsilon_b = 60\%$. Les facteurs de rejet valent alors $R_{\text{léger}} = 127$ et $R_c = 8$ (cf annexe A).

En augmentant l'efficacité de sélection des *jets* b $\epsilon_b = 66\%$ (correspondant à $w_{SV} > 2,75$, cf annexe A), on obtient une augmentation de la signification jusqu'à $S/\sqrt{B} = 4,1$. Les efficacités des coupures successives sont reportées dans le tableau VI.4.2. Si l'on compare au tableau VI.4.1, où l'étiquetage des *jets* b était de type aléatoire, on remarque que pour une efficacité sur $t\bar{t}b\bar{b}$ un peu plus faible, l'efficacité

sur le signal augmente d'un facteur 2/3.

Coupure	$t\bar{t}H$ (%)	$t\bar{t}b\bar{b}$ (%)	$t\bar{t}j\bar{j}$ (%)
1 $\ell + 6j$ (4b)	5,7	1,1	22×10^{-3}
2 tops reconstruits	5,3 (92)	1,0 (94)	17×10^{-3} (76)
$m_{bb} = m_H^{fit} \pm 30 \text{ GeV}/c^2$	2,7 (52)	0,3 (27)	5×10^{-3} (32)
$fLH > 0,35$	2,3 (85)	0,2 (75)	3×10^{-3} (50)
nombre d'événements attendus pour 30 fb^{-1}	74 ± 3	217 ± 11	110^{+146}_{-85}

TAB. VI.4.2 – Efficacité de sélection et nombre d'événements attendus pour 30 fb^{-1} , pour l'analyse avec rapport de vraisemblance ($pLH > 0,7$ et $fLH > 0,35$), sur des données issues de simulations détaillées, et en utilisant la méthode SV pour l'étiquetage des *jets* ($w_{SV} > 2,75$). Les efficacités relatives sont indiquées entre parenthèses.

Toutefois, la faible statistique est assez pénalisante pour une estimation fiable du bruit de fond $t\bar{t}j\bar{j}$. En effet, moins d'une dizaine d'événements simulés passent les coupures de sélection. Si l'on tient compte des filtres utilisés lors de la simulation de ce canal, et de la luminosité intégrée de 30 fb^{-1} envisagée pour cette étude, chacun des événements simulés passant les coupures représente 18,4 événements attendus.

Coupures optimisées Une optimisation sur les coupures sur pLH et fLH a été conduite, afin d'optimiser le rapport $S/\sqrt{B}$: pour ces deux variables, l'intervalle de 0 à 1 est balayé par pas de 0,01.

La figure VI.4.7 représente le rapport $S/\sqrt{B}$ en fonction de pLH et fLH . Contrairement à l'analyse menée sur les événements issus de la simulation rapide, on note des transitions abruptes. Celles-ci sont clairement visibles sur la figure de droite : en passant de $fLH > 0,52$ à $fLH > 0,54$, $S/\sqrt{B}$ passe de 4,0 à 4,8. Cela est dû au faible nombre d'événements de bruit de fond $t\bar{t}j\bar{j}$ qui passent les coupures, tandis que leur poids est très élevé : chaque événement généré correspond à plus de 18 événements attendus. Ainsi, cette optimisation revient à couper sur le dernier événement $t\bar{t}j\bar{j}$. Les valeurs optimisées de ces coupures sont stables lorsque l'on fait varier la valeur de seuil sur le poids des *jets* b (*cf* tableau B.1.3 en annexe).

Le meilleur rapport $S/\sqrt{B}$ est obtenu pour $w_{SV} > 2,75$, $fLH > 0,54$, et pas de coupure sur pLH , et atteint $S/\sqrt{B} = 4,8$. L'absence de coupure sur pLH ne signifie pas pour autant que cette variable est inutile : rappelons que les combinaisons sélectionnées sont celles pour lesquelles pLH est maximale.

La valeur de $(S/\sqrt{B})_{syst}$ atteint quant à elle son maximum, 3,9, pour les mêmes coupures. Le détail des efficacités des coupures et du nombre d'événements attendus est donné dans le tableau VI.4.3, pour chaque canal. On peut calculer

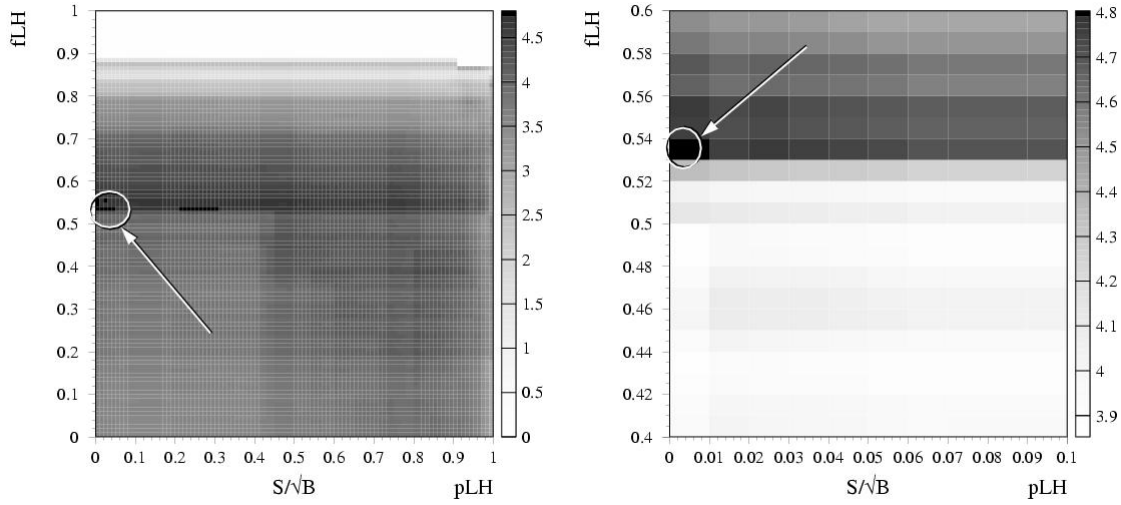


FIG. VI.4.7 – Rapport $S/\sqrt{B}$ en fonction des coupures sur pLH et fLH , pour des événements issus de simulations détaillée, avec $w_{SV} > 2,75$. À gauche : pour l'ensemble des valeurs permises ; à droite : agrandissement pour une zone d'intérêt.

une limite inférieure sur $S/\sqrt{B}$ en incluant dans le nombre attendu d'événements $t\bar{t}jj$ l'erreur poissonnienne maximale attendue, qui est de 21 événements à 68% de confiance, et de 44 événements à 90 % de confiance. Ainsi, $(S/\sqrt{B})_{68\% CL} > 4,5$ et $(S/\sqrt{B})_{90\% CL} > 4,2$.

La figure VI.4.8.a représente la masse invariante m_{bb} reconstruite, pour les événements de signal, sur l'intervalle compris entre 0 et 400 GeV/c^2 . Les mauvaises combinaisons sont hachurées en rouge, et représentent environ la moitié des événements dans la plage de 80 à 140 GeV/c^2 . Le pic est situé à 110 GeV/c^2 , soit 9 % de moins que l'hypothèse formulée sur la masse du boson de Higgs à l'origine, comme dans le cas de l'analyse en coupures (*cf* section VI.3.2.4). Il semble que la calibration en énergie des *jets* b soit responsable de ce léger décalage.

On peut remarquer l'aspect déformé de ce spectre : le signal, comme le bruit de fond combinatoire, présente des creux notables vers 80 GeV/c^2 et 140 GeV/c^2 . Entre ces deux valeurs, un pic très net et centré sur $m_{bb} = 110 \text{ GeV}/c^2$ est visible. Cette déformation est imputable au rapport de vraisemblance dont est issue la variable fLH : celui-ci utilise explicitement l'hypothèse sur la masse du boson de Higgs, à travers la variable d'entrée m_{bb} . Il en résulte que les événements sélectionnés ont tendance à reproduire la distribution de m_{bb} utilisée dans ce rapport de vraisemblance

Coupure	$t\bar{t}H$ (%)	$t\bar{t}b\bar{b}$ (%)	$t\bar{t}j\bar{j}$ (%)
1 $\ell + 6j$ (4b)	5,7	1,1	22×10^{-3}
2 tops reconstruits	5,7 (100)	1,1 (100)	22×10^{-3} (100)
$m_{bb} = m_H^{fit} \pm 30 \text{ GeV}/c^2$	2,9 (51)	0,3 (27)	9×10^{-3} (40)
$fLH > 0,54$	1,8 (60)	0,1 (44)	0×10^{-3} (0)
nombre d'événements attendus pour 30 fb^{-1}	56 ± 3	136 ± 9	0_{-0}^{+21}

TAB. VI.4.3 – Efficacité de sélection et nombre d'événements attendus pour 30 fb^{-1} , pour l'analyse avec rapport de vraisemblance ($fLH > 0,54$, pas de coupure sur pLH), sur des données issues de simulations détaillées, et en utilisant la méthode SV pour l'étiquetage des *jets* ($w_{SV} > 2,75$). Les efficacités relatives sont indiquées entre parenthèses.

(figure VI.4.4 page 123).

La figure VI.4.8.b représente cette même masse reconstruite m_{bb} , pour les événements de signal ainsi que pour les bruits de fond physiques $t\bar{t}b\bar{b}$ et $t\bar{t}j\bar{j}$.

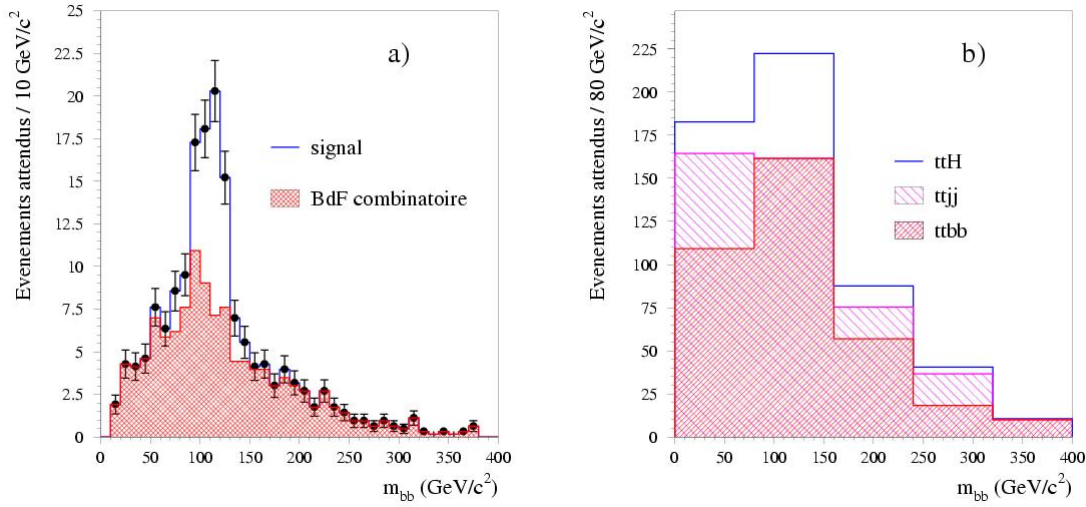


FIG. VI.4.8 – Masse invariante m_{bb} attendue pour 30 fb^{-1} , avec étiquetage des *jets* b SV et $w_{SV} > 2,75$ et $fLH > 0,54$ (pas de coupure sur pLH). À gauche (a) : pour les événements de signal, le bruit de fond combinatoire est hachuré. À droite (b) : pour le signal et les bruits de fonds (hachurés).

Exploitation des corrélations des poids des jets b Les performances d'étiquetage des *jets* b dépendent de nombreux facteurs. Par exemple, plus un *jet* b contient de traces, plus son poids aura tendance à être élevé. De même, si l'impulsion transverse d'un *jet* b se trouve dans une certaine plage (entre 50 et 200 GeV/c), l'étiquetage sera meilleur.

On peut ainsi chercher à tirer profit des différences entre les *jets* b issus de la désintégration du boson de Higgs, et ceux issus d'une division de gluon (*gluon splitting*) présents dans le canal $t\bar{t}b\bar{b}$, à travers leur poids d'étiquetage ; ou plus précisément grâce à la corrélation des poids des quatre *jets* b sélectionnés.

De toutes les combinaisons testées pour tenter tirer parti de ces corrélations, il ressort que quelque soit le canal, la plus efficace est la somme des quatre poids des *jets* b sélectionnés. Cette variable est représentée sur la figure VI.4.9, pour le signal et le bruit de fond $t\bar{t}b\bar{b}$. Ainsi, une coupure supplémentaire est implémentée : $\sum_{jetb=1}^4 w_{SV} > 26$ permet d'obtenir le meilleur rapport $S/\sqrt{B}$. Elle sélectionne presque 95 % du signal et seulement 86 % du bruit de fond $t\bar{t}b\bar{b}$, comme l'indique la sixième ligne du tableau récapitulatif VI.4.4. L'efficacité sur le canal $t\bar{t}jj$ reste inconnue, puisqu'aucun événement ne survivait aux coupures optimisées sur

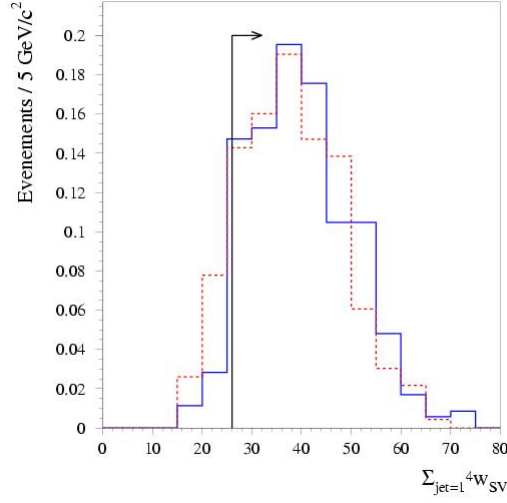


FIG. VI.4.9 – Somme des poids des quatre *jets* b pour les canaux $t\bar{t}H$ (trait plein bleu) et $t\bar{t}b\bar{b}$ (pointillés rouges). Les deux distributions sont normalisées. Le trait noir symbolise la coupure $\sum_{jet=1}^4 w_{SV} > 26$.

pLH et fLH . La signification statistique de découverte du boson de Higgs passe de

Coupure	$t\bar{t}H$ (%)	$t\bar{t}b\bar{b}$ (%)	$t\bar{t}j\bar{j}$ (%)
1 $\ell + 6j$ (4b)	5,7	1,1	22×10^{-3}
2 tops reconstruits	5,7 (100)	1,1 (100)	22×10^{-3} (100)
$m_{bb} = m_H^{fit} \pm 30 \text{ GeV}/c^2$	2,9 (51)	0,3 (27)	9×10^{-3} (40)
$fLH > 0,54$	1,8 (60)	0,1 (44)	0×10^{-3} (0)
$\sum_{jet=1}^4 w_{SV} > 26$	1,7 (95)	0,1 (86)	0×10^{-3} (0)
nombre d'événements attendus pour 30 fb^{-1}	53 ± 3	117 ± 8	0_{-0}^{+21}

TAB. VI.4.4 – Nombre d'événements attendus pour 30 fb^{-1} , pour l'analyse avec rapport de vraisemblance ($fLH > 0,54$, pas de coupure sur pLH), sur des données issues de simulations détaillées, et en utilisant la méthode SV pour l'étiquetage des *jets* ($w_{SV} > 2,75$). La corrélation des poids de *jets* est exploitée à travers la coupure $\sum_{jet=1}^4 w_{SV} > 26$.

$S/\sqrt{B} = 4,8$ à $S/\sqrt{B} = 4,9$. Pour les mêmes coupures, le rapport $(S/\sqrt{B})_{syst}$ atteint quant à lui 4,1, sa valeur optimale, contre 3,9 précédemment. Quant aux limites inférieures sur $S/\sqrt{B}$, pour différents niveaux de confiance, on a $(S/\sqrt{B})_{68\% CL} > 4,5$

et $(S/\sqrt{B})_{90\% \text{ CL}} > 4,2$.

Les distributions attendues pour la masse invariante m_{bb} , figure VI.4.10 diffèrent peu de la figure VI.4.8. Elle présente notamment la même déformation, car la

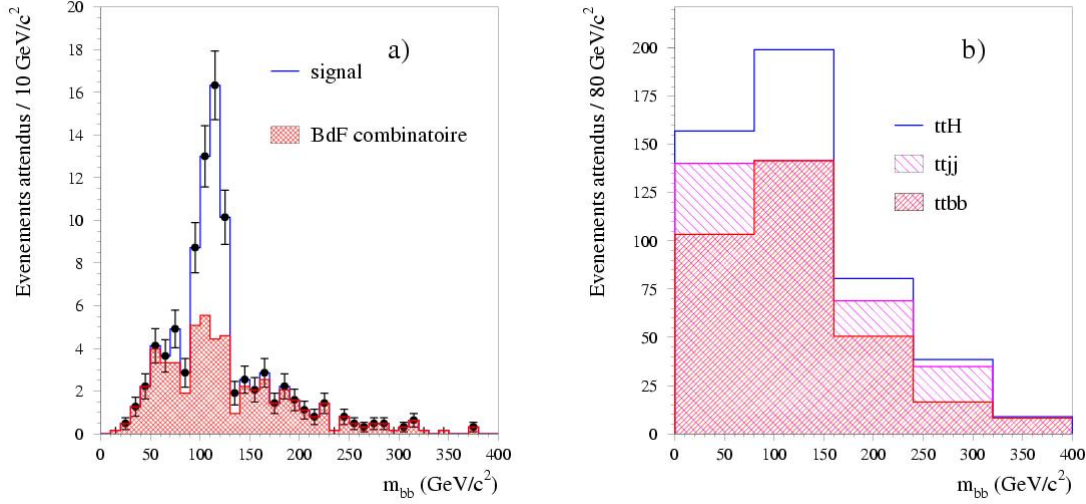


FIG. VI.4.10 – Masse invariante m_{bb} attendue pour 30 fb^{-1} de données, pour $w_{SV} > 2,75$, $fLH > 0,54$ et $\sum_{jetb=1} 4w_{SV} > 26$ (pas de coupure sur pLH). À gauche (a) : pour les événements de signal seuls, le bruit de fond combinatoire est hachuré. À droite (b) : pour les événements de signal et de bruit de fond (hachurés).

même coupure sur fLH est appliquée. Pour les événements $t\bar{t}H$ dans la fenêtre de masse $m_H^{fit} \pm 30$, environ 57 % des paires $b\bar{b}$ sélectionnées proviennent bien de la désintégration du boson de Higgs.

Fonction de vraisemblance sans m_{bb} Comme on a pu l'observer dans les paragraphes précédents, l'utilisation de la variable m_{bb} dans le rapport de vraisemblance conduit à une déformation importante de la distribution de la masse reconstruite du boson de Higgs, biaisant celle-ci vers la valeur de m_H supposée au départ.

Afin de réduire, voire d'éviter, cet effet indésirable, une reconstruction a été effectuée en modifiant légèrement le rapport de vraisemblance. Sa variable de sortie, notée désormais fLH' , ne repose que sur sept variables d'entrée, et ne tire plus parti de la distribution de m_{bb} .

L'analyse a été menée de la même manière, en utilisant fLH' au lieu de fLH . Le détail de l'efficacité des coupures, ainsi que le nombre d'événements attendus, est

indiqué dans le tableau VI.4.5. L'optimisation des coupures conduit à conserver les

Coupure	$t\bar{t}H$ (%)	$t\bar{t}b\bar{b}$ (%)	$t\bar{t}j\bar{j}$ (%)
1 $\ell + 6j$ (4b)	5,7	1,1	$22,2 \times 10^{-3}$
2 tops reconstruits	5,7 (100)	1,1 (100)	$22,2 \times 10^{-3}$ (100)
$m_{b\bar{b}} = m_H^{fit} \pm 30 \text{ GeV}/c^2$	2,9 (51)	0,3 (27)	$8,9 \times 10^{-3}$ (40)
$fLH' > 0,5$	2,0 (70)	0,1 (55)	$1,3 \times 10^{-3}$ (15)
$\sum_{jetb=1}^4 w_{SV} > 26$	1,9 (95)	0,1 (87)	$0,4 \times 10^{-3}$ (33)
nombre d'événements attendus pour 30 fb^{-1}	61 ± 3	139 ± 9	18_{-7}^{+43}

TAB. VI.4.5 – Efficacité de sélection et nombre d'événements attendus pour 30 fb^{-1} , pour l'analyse avec rapport de vraisemblance sans la variable $m_{b\bar{b}}$ ($fLH' > 0,5$, pas de coupure sur pLH), sur des données issues de simulations détaillées, et en utilisant la méthode SV pour l'étiquetage des jets ($w_{SV} > 2,75$). Les efficacités relatives sont indiquées entre parenthèses.

événements pour lesquels $fLH' > 0,50$ et $\sum_{jetb=1}^4 w_{SV} > 26$. Aucune coupure sur la variable pLH n'apporte d'amélioration en terme de rapport $S/\sqrt{B}$. La figure VI.4.11 illustrant cette optimisation présente des variations moins abruptes que lorsque fLH est utilisé (figure VI.4.7).

La distribution de la masse invariante $m_{b\bar{b}}$ pour les événements de signal alors attendus pour 30 fb^{-1} de données, représentée figure VI.4.12.a, est moins déformée que sur les figures VI.4.8.a et VI.4.10.a. Elle ne subit plus les distorsions entraînées par l'utilisation explicite de l'hypothèse sur la masse du boson de Higgs, puisque le rapport de vraisemblance n'utilise pas $m_{b\bar{b}}$ comme variable d'entrée. Toujours comparé aux figures VI.4.8.a et VI.4.10.a, le bruit de fond combinatoire semble moins piqué à la masse attendue.

Le signal lui-même, quoique toujours piqué entre 80 et 140 GeV/c^2 , est lui même légèrement plus étalé. Si l'on se restreint à la fenêtre de masse $m_H^{fit} \pm 30$, environ 55 % des paires $b\bar{b}$ du signal proviennent effectivement de la désintégration du boson de Higgs.

La perte d'information n'est cependant pas trop sensible, puisque la signification statistique de découverte du boson de Higgs, dans ces conditions, s'élève à 4,9, comme précédemment. En tenant compte d'une erreur systématique de 6,1 % sur le bruit de fond, $(S/\sqrt{B})_{syst} = 3,9$. Le rapport $(S/\sqrt{B})_{syst}$ peut atteindre 4,0 si l'on utilise les coupures $pLH > 0,23$, $fLH' > 0,57$ et $\sum_{jetb=1}^4 w_{SV} > 26$. Dans ce cas, $S/\sqrt{B}$ décroît légèrement pour atteindre 4,7.

Les limites inférieures sur $S/\sqrt{B}$, établies pour des niveaux de confiance sur $t\bar{t}j\bar{j}$ de 68 et 90 %, s'élèvent à $(S/\sqrt{B})_{68\% CL} > 4,3$ et $(S/\sqrt{B})_{90\% CL} > 4,1$. L'optimisation des coupures sur pLH et fLH' a conduit à conserver un peu plus de bruit

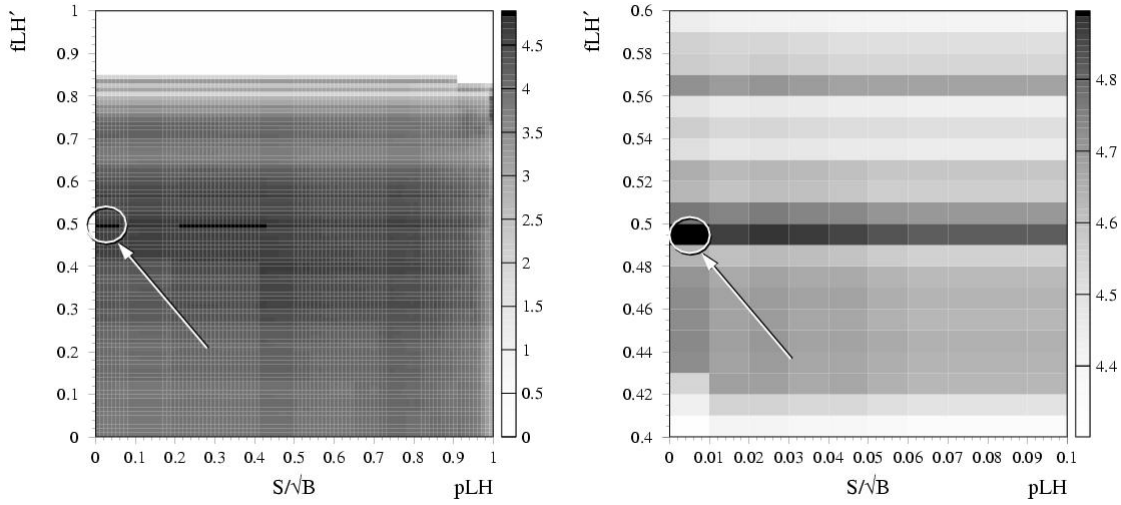


FIG. VI.4.11 – Rapport $S/\sqrt{B}$ en fonction des coupures sur pLH et fLH' (rapport de vraisemblance sans variable m_{bb}), pour des événements issus de simulation détaillée avec $w_{SV} > 2,75$ et $\sum_{jetb=1}^4 w_{SV} > 26$. À gauche : pour l'ensemble des valeurs permises ; à droite : agrandissement pour une zone d'intérêt.

de fond $t\bar{t}jj$, c'est pourquoi ces limites sont légèrement plus basses que lorsque la variable m_{bb} est utilisée.

VI.4.1.3 Conclusions et perspectives

Les méthodes avancées d'étiquetage des *jets* b ont montré de très bonnes performances dans le canal $t\bar{t}H$, permettant de réduire les bruits de fond : le bruit de fond $t\bar{t}jj$ est réduit à un niveau négligeable, en comparaison du bruit de fond irréductible $t\bar{t}b\bar{b}$. Ces performances ont été atteintes grâce à l'utilisation de la simulation et de la reconstruction détaillées, qui seules permettent l'étiquetage basé sur les paramètres des traces.

Il s'ensuit une augmentation de la signification statistique d'observation du boson de Higgs qui, pour une masse de $120 \text{ GeV}/c^2$ et une luminosité intégrée de 30 fb^{-1} (correspondant à trois ans de prise de données à la luminosité initiale), s'élève désormais à 4,9, contre seulement 2,8 pour les analyses précédentes.

L'étude décrite exploitait pour la première fois des événements issus de simulation détaillée, ce qui a permis l'utilisation d'algorithmes d'étiquetage des *jets* b réalistes. Toutefois, les *jets* et les leptons utilisés dans l'analyse, bien qu'extraits d'événements

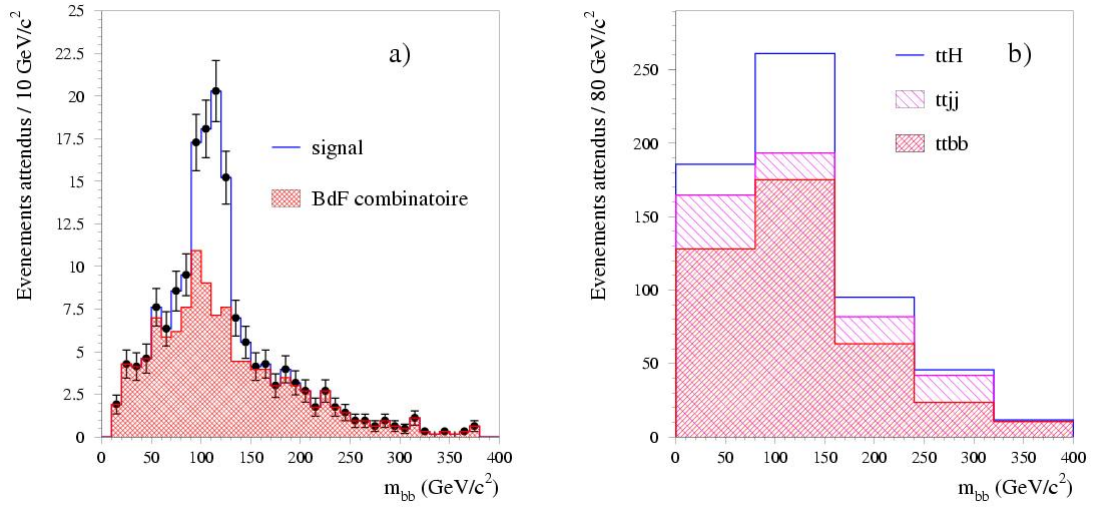


FIG. VI.4.12 – Masse invariante m_{bb} attendue pour 30 fb^{-1} de données, pour $w_{SV} > 2,75$ et $fLH' > 0,5$ (rapport de vraisemblance sans la variable m_{bb}) et $\sum_{jetb=1}^4 w_{SV} > 26$ (pas de coupure sur pLH). À gauche (a) : pour les événements de signal (trait plein), le bruit de fond combinatoire est hachuré. À droite (b) : pour les événements de signal (trait plein) et de bruit de fond (hachurés)

de simulation détaillée, sont basés sur des informations de la simulation rapide. Qui plus est, l'analyse a été menée de manière indépendante de la plate-forme logicielle ATHENA.

Le travail consistant à utiliser les informations les plus réalistes possibles (notamment les *jets* et leptons issus de la reconstruction détaillée) dans le cadre d'ATHENA est actuellement en cours. Il nécessitera probablement un perfectionnement des rapports de vraisemblance, en incluant par exemple la corrélation des poids d'étiquetage des *jets* dans la fonction de vraisemblance d'appariement permettant de trouver les *jets* issus de la désintégration des quarks top et du boson de Higgs. Jusqu'à présent, une efficacité de 90 % sur tous les leptons a été simulée de manière simple. À l'avenir, une compréhension fine de la reconstruction des leptons sera également nécessaire. Par ailleurs, il serait probablement avantageux de combiner les trois fonctions de vraisemblance utilisées dans cette analyse (étiquetage des *jets* b (w_{SV}), appariement (pLH) et signal (fLH)) en une seule. Enfin, un des facteurs limitant le plus cette étude est la faible statistique des événements du bruit de fond $t\bar{t}jj$. Une étude réaliste devra se baser sur un nombre élevé de tels événements, de l'ordre de plusieurs centaines de milliers.

Chapitre VII

Conclusions

La construction du LHC et de ses quatre expériences est désormais bientôt achevée. Cette réalisation majeure dotera la physique moderne d'un outil incomparable pour étudier en profondeur le Modèle Standard, voire pour établir les bases d'un modèle plus général encore. Elle aura demandé de grands efforts pour sa conception, et son exploitation n'en requerra pas moins.

L'observation du boson de Higgs est un des objectifs principaux d'ATLAS. De nombreux signes laissent à penser que sa masse est faible, aux alentours de $120 \text{ GeV}/c^2$. C'est dans cette optique qu'a été étudiée l'observation d'un boson de Higgs à travers le canal $t\bar{t}H \rightarrow \ell\nu b j j b \bar{b}$.

Il s'agit de la première étude réalisée grâce à des événements issus de simulation détaillée, et employant les dernières techniques d'étiquetage des *jets* b , combinant paramètre d'impact et vertex secondaires. L'utilisation de ces méthodes d'étiquetage permet de sélectionner les événements contenant quatre quarks b dans l'état final, menant ainsi à une réduction très importante des bruits de fond. Comparé à la même analyse sur des événements issus de simulation rapide, on note une amélioration très nette du rapport signal sur racine de bruit attendu : pour un boson de Higgs de $120 \text{ GeV}/c^2$, et pour trois ans de prise de données à la luminosité initiale ($\sim 30 \text{ fb}^{-1}$), celui-ci passerait de 2,9 à 4,9.

Cette analyse repose néanmoins sur l'hypothèse que les performances de l'étiquetage des *jets* b sont correctement comprises et bien évaluées. Pour ce faire, une calibration est nécessaire. Une méthode basée sur les événements $t\bar{t}$ a été développée, qui permettrait de constituer un échantillon de *jets* b pour calibrer l'étiquetage à partir des données. Cet échantillon très pur devrait également permettre de mesurer l'efficacité de sélection de l'étiquetage à quelques pourcents près.

L'évaluation des facteurs de rejets des *jets* légers et c est une tâche plus ardue, qui nécessitera probablement une intercalibration à l'aide d'une deuxième méthode

d'étiquetage, peu ou pas corrélée à l'étiquetage spatial. La méthode exploitant les leptons mous semble être un bon candidat.

Si le boson de Higgs existe, il doit avoir une masse inférieure à 1 TeV, et ATLAS devrait être en mesure de le découvrir assez rapidement. Dans le cas contraire, des signes de nouvelle physique devraient être observables à l'échelle du TeV. Ainsi, ATLAS et les autres expériences du LHC permettront à la physique des particules d'avancer encore dans la compréhension des lois de l'Univers.

Bibliographie

- [1] S. EIDELMAN, K.G. HAYES, K.A. OLIVE, M. AGUILAR-BENITEZ, C. AMSLER, D. ASNER, K.S. BABU et R.M. BARNETT : Review of Particle Physics. *Physics Letters B*, 592, 2004.
- [2] S.L. GLASHOW, J. ILIOPOULOS et L. MAIANI, 1970.
- [3] S. WEINBERG : Physical Review Letter 19, 1264, 1967.
- [4] A. SALAM : Elementary particle theory, 1969.
- [5] J. GOLDSTONE : *Field theories with "superconductor" solutions*. Nuovo Cimento 19, 1961.
- [6] G. DEGRASSI, S. HEINEMEYER, W. HOLLIK, P. SLAVICH et G. WEIGLEIN : Towards high-precision predictions for the MSSM Higgs sector, Décembre 2002. hep-ph/0212020.
- [7] THE LHC STUDY GROUP : Design study of the Large Hadron Collider (LHC), Mai 1991. CERN 91-03.
- [8] LHC COLLABORATION : LHC General Parameters. https://edms.cern.ch/cedar/plsql/navigation.tree?p_top_id=1043396031&p_open_id=1473186264.
- [9] ATLAS COLLABORATION : Page web officielle <http://atlas.web.cern.ch>.
- [10] CMS COLLABORATION : Page web officielle <http://cmsinfo.cern.ch>.
- [11] LHCb COLLABORATION : Page web officielle <http://lhcb.cern.ch>.
- [12] ALICE COLLABORATION : Page web officielle <http://aliceinfo.web.cern.ch>.
- [13] ATLAS COLLABORATION : ATLAS Inner Detector Technical Design Report. Rapport technique, CERN/LHCC, 1997. CERN/LHCC/97-16 et CERN/LHCC/97-17.
- [14] ATLAS COLLABORATION : ATLAS Pixel Technical Design Report. Rapport technique, CERN/LHCC, 1998. CERN/LHCC-98-13.
- [15] Torbjörn SJÖSTRAND, Leif LÖNNBLAD, Stephen MRENNA et Peter SKANDS : PYTHIA 6.2 Physics and Manual, Avril 2002. hep-ph/0108264.

- [16] G. CORCELLA, I.G. KNOWLES, G. MARCHESINI, S. MORETTI, K. ODAGIRI, P. RICHARDSON, M.H. SEYMOUR et Webber B.R. : HERWIG 6.5, Avril 2001. hep-ph/0210213, hep-ph/0011363.
- [17] Borut KERSEVAN et Elżbieta RICHTER-WĄS : The Monte Carlo Event Generator AcerMC 1.0 with Interfaces to PYTHIA 6.2 and HERWIG 6.3; rev. version, Janvier 2002. ATL-PHYS-2002-030 et hep-ph/021302.
- [18] Elżbieta RICHTER-WĄS, Daniel FROIDEVAUX et Luc POGGIOLI : ATLFast 2.0, a fast simulation package for ATLAS, Novembre 1998. ATL-PHYS-98-131.
- [19] René BRUN, R. HAGELBERG, M. HANSROUL et J.C. LASSALLE : Simulation program for particle physics experiments, GEANT : user guide and reference manual, 1978. CERN-DD-78-2.
- [20] ATLAS COLLABORATION : ATLAS Data Challenge 1, Novembre 2003. ATL-SOFT-2003-012.
- [21] Igor GAVRILENKO : Description of Global Pattern Recognition Program (XKalmán), Avril 1997. ATL-INDET-97-165, ATL-I-PN-165.
- [22] Roger CLIFFT et Alan POPPLETON : iPatRec : inner detector pattern-recognition and track-fitting, Juin 1994. ATL-SOT-94-009, ATO-PN-9.
- [23] ATLAS COLLABORATION : Detector and physics performances Technical Design Report, Vol. II. Rapport technique, CERN/LHCC, Mai 1999. CERN/LHCC/99-15.
- [24] M. WOLTER et A. KACZMARSKA : Combining b-tagging methods using a neural network approach, Octobre 2000. ATL-INDET-2000-023.
- [25] Vadim KOSTYUKHIN : VKalVrt - package for vertex reconstruction in ATLAS, Août 2003. ATL-PHYS-2003-031.
- [26] Vadim KOSTYUKHIN : Secondary vertex based b-tagging, Août 2003. ATL-PHYS-2003-033.
- [27] F. DERUE et A. KACZMARSKA : Soft electron identification and b-tagging with DC1 data, Octobre 2004. ATL-PHYS-2004-026.
- [28] A. ASTVATSATUROV, J. BUDAGOV, V. SHIGAEV, M. BOSMAN, M. NESSI et D. PANTEA : Identification of b-jets with a low p_T muon using ATLAS Tile Calorimeter simulation data and artificial neural networks technique, Juillet 1996. ATL-TILECAL-96-077.
- [29] S. CORRÉARD, V. KOSTYUKHIN, J. LÉVÊQUE, A. ROZANOV et J.B. DE VIVIE DE RÉGIE : b-tagging with DC1 data, Novembre 2003. ATL-PHYS-2004-006.
- [30] J.E. GARCÍA-NAVARRO, S. GONZÁLEZ DE LA HOZ, E. ROS et M.A. VOS : The b-tagging performance of the complete ATLAS DC1 layout using WH events, Juillet 2003. ATL-COM-INDET-2003-017.

- [31] Leonardo ROSSI, Vadim KOSTYUKHIN, Jessica LEVÊQUE, Rozanov ALEXANDRE et De Vivie JEAN-BAPTISTE : b-layer pixel length changes to 400 μm , Août 2003. ATLAS Engineering Change Request, ATL-IP-EC-0005.
- [32] R. BONCIANI, S. CATANI, M.L. MAGANO et P. NASON : NLL Resummation of the Heavy-Quark Hadroproduction Cross-Section, 1998. hep-ph/9801375.
- [33] S. GREDER : *Étiquetage des quarks beaux et mesure de la section efficace de production de paires de quarks top a $\sqrt{s} = 1,96 \text{ TeV}$ dans l'expérience D0.* Thèse de doctorat, Université Louis Pasteur de Strasbourg, Octobre 2004.
- [34] J. CAMMIN : *Study of a Light Standard Model Higgs Boson in the $t\bar{t}H^0$ Channel with ATLAS at LHC.* Thèse de doctorat, Bonn University, Mars 2004.
- [35] W. BEENAKER, S. DITTMAIER, M. KRÄMER, B. PLÜMPER, M. SPIRA et Zerwas P.M. : NLO QCD corrections to $t\bar{t}H$ production in hadron collisions, Novembre 2002. hep-ph/0211352.
- [36] S. DAWSON, C. JACKSON, L.H. ORR, L. REINA et D. WACKEROTH : Associated Higgs production with top quarks at the Large Hadron Collider : NLO QCD corrections, Mai 2003. hep-ph/0305087.
- [37] J. CAMMIN : The ATLAS discovery potential for the channel $t\bar{t}H$, $H \rightarrow b\bar{b}$, Juin 2003. ATL-PHYS-2003-024.
- [38] ATLAS COLLABORATION : Detector and physics performances Technical Design Report, Vol. I. Rapport technique, CERN/LHCC, Mai 1999. CERN/LHCC/99-14.
- [39] LHCb COLLABORATION : LHCb Technical Design Report, Reoptimized Detector Design and Performance. Rapport technique, CERN/LHCC, Septembre 2003. CERN/LHCC/2003-030.
- [40] ALICE COLLABORATION : ALICE Technical Design Report. Rapport technique, CERN/LHCC, 2001.
- [41] J. LÉVÊQUE : Recherche d'un boson de Higgs léger produit en association avec une paire de quarks top dans l'expérience ATLAS, Juin 2003.
- [42] L. VACAVANT : Étiquetage des quarks b par un détecteur de vertex à pixels dans l'expérience ATLAS auprès du LHC, Juin 1997.
- [43] Elżbieta RICHTER-WĄS et Mariusz SAPIŃSKY : Search for the SM and MSSM Higgs boson in the $t\bar{t}H$, $H \rightarrow b\bar{b}$ channel, Novembre 1998. ATL-PHYS-98-132.
- [44] PIXEL COLLABORATION : b-layer pixel length changes to 400 μm , Août 2003. ATL-IP-EC-0005.
- [45] Vadim KOSTYUKHIN, Jessica LÉVÊQUE, Alexandre ROZANOV et J.B. DE VIVIE DE RÉGIE : Physics impact of the change of the pixel b-layer longitudinal pitch from 300 to 400 microns, Septembre 2003. ATL-INDET-2003-016.

- [46] E. ARIK, S.A. ÇETIN, T. ÇONKA et S.F. MAILOV, A. and Sultansoy : Enhancement of the Standard Model Higgs Boson Production Cross-section with the Fourth Standard Model Family Quarks, Août 1998. ATL-PHYS-98-125.
- [47] F. MALTONI, D. RAINWATER et Willenbrock S. : Measuring the top-quark Yukawa coupling at hadron colliders via $t\bar{t}h$, $h \rightarrow W^+W^-$, Juillet 2004. hep-ph/0202205.

Index

- événements de biais minimum, 72
- étiquetage des *jets* b, 53
- boson, 1
- boson de Higgs, 5, 101, 134
- calibration de l'étiquetage des *jets* b, 75
- canal $t\bar{t}$, 81
- canal $t\bar{t}H$, 101
- classification des traces, 65
- distance de vol, 54
- distributions de calibration, 57
- efficacité de sélection, 53
- facteur de rejet, 53
- fermion, 1
- granularité, 18
- hadron, 1
- label, 77
- label de *jet*, 47
- leptons mous, 63
- méthode 2D, 58
- méthode 3D, 60
- méthode SV, 61
- méthodes SV1 et SV2, 62
- module de pixels, 19
- neutrinos, 1
- paramètre d'impact transverse, 56
- poids de trace, 57
- rapport de vraisemblance, 55
- significance du paramètre d'impact, 57
- stations à muons, 33
- tests en faisceau, 48
- vérité Monte-Carlo, 42
- vertex primaire, 18
- vertex secondaire, 18, 54

Annexe A

Performances d'étiquetage dans les canaux $t\bar{t}H$, $t\bar{t}b\bar{b}$ et $t\bar{t}jj$

Le tableau A.1 récapitule les efficacités de sélection et les facteurs de rejet des *jets* légers et *c* pour différentes valeurs de seuil pour le poids des *jets* dans la procédure d'étiquetage des *jets* *b*, en utilisant la méthode SV, décrite section IV.2.2 page 61.

w_{SV}^{seuil}	canal $t\bar{t}H$			canal $t\bar{t}b\bar{b}$			canal $t\bar{t}jj$		
	ϵ_b	R_u	R_c	ϵ_b	R_u	R_c	ϵ_b	R_u	R_c
2,5	66,9	31,1	5,5	65,1	42,2	5,6	66,9	58,8	5,9
2,75	66,0	33,3	5,8	64,2	47,4	5,9	66,0	65,4	6,2
3,0	65,0	36,0	6,1	63,3	52,6	6,2	65,1	72,8	6,5
3,25	64,0	38,8	6,5	62,3	58,6	6,5	64,2	82,0	6,8
3,5	63,0	41,7	6,9	61,3	65,3	6,8	63,2	91,4	7,1
3,75	62,0	44,7	7,3	60,3	74,1	7,2	62,2	101,9	7,5
4,0	61,1	48,2	7,8	59,1	84,2	7,5	61,2	113,6	7,9
4,25	59,9	51,7	8,2	58,0	96,6	8,0	60,1	127,4	8,4
4,5	58,1	55,7	8,7	56,9	111,6	8,6	59,0	141,6	9,0

TAB. A.1 – Performances d'étiquetage dans les canaux $t\bar{t}H$, $t\bar{t}b\bar{b}$ et $t\bar{t}jj$, avec la méthode SV.

Annexe B

Recherche du boson de Higgs : résultats

Cet annexe rassemble les résultats exhaustifs sur l'analyse du canal $t\bar{t}H \rightarrow \ell\nu b \text{ j j b } b\bar{b}$. Les tableaux présentent le nombre d'événements attendus, pour le signal ou les bruits de fond, correspondant à 30 fb^{-1} de données. Chaque ligne correspond à une coupure différente sur le poids des *jets*, dans le processus d'étiquetage des *jets* b .

Les deux dernières colonnes de chaque tableau contiennent les rapports $S/\sqrt{B}$ et $(S/\sqrt{B})_{syst}$.

Rappelons que $(S/\sqrt{B})_{syst}$ tient compte des erreurs systématiques sur le bruit de fond, estimés à 6,1 % par [34] : $(S/\sqrt{B})_{syst} = \frac{S}{\sqrt{B+(B \times 6,1\%)^2}}$.

B.1 Inefficacité sur les leptons de 90 %

Le tableau B.1.1 rassemble les résultats pour les coupures standard sur pLH et fLH , à savoir $pLH > 0,7$ et $fLH > 0,35$.

Le tableau B.1.2 réunit les résultats pour les mêmes coupures standard ($pLH > 0,7$ et $fLH > 0,35$), mais tient aussi compte de la coupure additionnelle $\sum_{i=1}^4 w_{sv}^{jet\ i} > 26$.

Le tableau B.1.3 quant à lui résume les résultats où pLH et fLH sont optimisés pour maximiser $S/\sqrt{B}$. On trouvera les valeurs de seuil optimales pour pLH et fLH dans les deuxième et troisième colonnes.

Le tableau B.1.4 enfin récapitule les résultats où pLH et fLH sont optimisés pour maximiser $S/\sqrt{B}$, et où la coupure additionnelle $\sum_{i=1}^4 w_{sv}^{jet\ i} > 26$ est utilisée. On trouvera les valeurs de seuil optimales pour pLH et fLH dans les deuxième et troisième colonnes.

w_{SV}^{seuil}	$n_{ttH}^{attendus}$	$n_{ttbb}^{attendus}$	$n_{ttjj}^{attendus}$	$S/\sqrt{B}$	$(S/\sqrt{B})_{syst}$
2,5	$78,0 \pm 3,5$	$233,8 \pm 11,7$	$165,3^{+206,1}_{-135,0}$	3,9	2,5
2,75	$73,6 \pm 3,4$	$216,8 \pm 11,3$	$110,2^{+146,4}_{-84,9}$	4,1	2,7
3,0	$68,8 \pm 3,3$	$201,5 \pm 10,9$	$91,8^{+126,2}_{-68,3}$	4,0	2,8
3,25	$64,4 \pm 3,2$	$185,1 \pm 10,4$	$91,8^{+126,2}_{-68,3}$	3,9	2,7
3,5	$58,8 \pm 3,1$	$170,4 \pm 10,0$	$73,5^{+106,0}_{-52,2}$	3,8	2,7
3,75	$55,0 \pm 3,0$	$156,9 \pm 9,6$	$55,1^{+85,4}_{-36,4}$	3,8	2,8
4,0	$51,2 \pm 2,9$	$141,0 \pm 9,1$	$36,7^{+64,7}_{-20,9}$	3,8	3,0
4,25	$47,7 \pm 2,8$	$129,2 \pm 8,7$	$36,7^{+64,7}_{-20,9}$	3,7	2,9
4,5	$43,9 \pm 2,6$	$119,3 \pm 8,4$	$18,4^{+43,4}_{-7,0}$	3,7	3,0

TAB. B.1.1 – Nombre d'événements attendus pour 30 fb^{-1} , pour $pLH > 0,7$, $fLH > 0,35$ et $\varepsilon_\ell = 0,9$

B.2 Pas d'inefficacité sur les leptons

Une méthode pour augmenter légèrement la statistique après les coupures est de ne pas simuler d'inefficacité sur les leptons. Dans ce cas, un facteur 0,9 est appliqué à la fin de l'analyse pour calculer le nombre d'événements attendus pour 30 fb^{-1} .

Le tableau B.2.1 présente le nombre attendus d'événements avec cette méthode, pour 30 fb^{-1} de données.

Le tableau B.2.2 regroupe les résultats pour des coupures identiques, avec toutefois une coupure additionnelle : $\sum_{i=1}^4 w_{sv}^{jeti} > 26$.

Le tableau B.2.3 résume les résultats où pLH et fLH sont optimisés pour maximiser $S/\sqrt{B}$, toujours avec une inefficacité sur les leptons simulée après analyse par un facteur 0,9. On trouvera les valeurs de seuil optimales pour pLH et fLH dans les deuxième et troisième colonnes.

Enfin, le tableau B.2.4 rassemble les résultats pour des coupures sur pLH et fLH optimisées, et avec la coupure additionnelle $\sum_{i=1}^4 w_{sv}^{jeti} > 26$. L'inefficacité sur les leptons simulée après analyse par un facteur 0,9. On trouvera les valeurs de seuil optimales pour pLH et fLH dans les deuxième et troisième colonnes.

w_{SV}^{seuil}	$n_{t\bar{t}H}^{attendus}$	$n_{t\bar{t}b\bar{b}}^{attendus}$	$n_{t\bar{t}jj}^{attendus}$	$S/\sqrt{B}$	$(S/\sqrt{B})_{syst}$
2,5	$72,6 \pm 3,4$	$204,4 \pm 11,0$	$91,8^{+126,2}_{-68,3}$	4,2	2,9
2,75	$70,1 \pm 3,3$	$192,7 \pm 10,6$	$55,1^{+85,4}_{-36,4}$	4,5	3,2
3,0	$65,6 \pm 3,2$	$181,5 \pm 10,3$	$55,1^{+85,4}_{-36,4}$	4,3	3,1
3,25	$62,3 \pm 3,1$	$171,0 \pm 10,0$	$55,1^{+85,4}_{-36,4}$	4,1	3,1
3,5	$57,2 \pm 3,0$	$160,4 \pm 9,7$	$55,1^{+85,4}_{-36,4}$	3,9	2,9
3,75	$54,1 \pm 2,9$	$148,6 \pm 9,3$	$36,7^{+64,7}_{-20,9}$	4,0	3,1
4,0	$50,6 \pm 2,8$	$135,1 \pm 8,9$	$18,4^{+43,4}_{-7,0}$	4,1	3,3
4,25	$47,2 \pm 2,7$	$124,0 \pm 8,5$	$18,4^{+43,4}_{-7,0}$	4,0	3,2
4,5	$43,4 \pm 2,6$	$115,7 \pm 8,3$	$18,4^{+43,4}_{-7,0}$	3,8	3,1

TAB. B.1.2 – Nombre d'événements attendus pour 30 fb^{-1} , pour $pLH > 0,7$, $fLH > 0,35$ et $\varepsilon_\ell = 0,9$. La coupure additionnelle $\sum_{i=1}^4 w_{sv}^{jet i} > 26$ est ici utilisée.

w_{SV}^{seuil}	pLH	fLH	$n_{t\bar{t}H}^{attendus}$	$n_{t\bar{t}b\bar{b}}^{attendus}$	$n_{t\bar{t}jj}^{attendus}$	$S/\sqrt{B}$	$(S/\sqrt{B})_{syst}$
2,5	0,00	0,54	$59,3 \pm 3,1$	$146,9 \pm 9,3$	$18,4^{+43,4}_{-7,0}$	4,6	3,6
2,75	0,00	0,54	$56,0 \pm 3,0$	$135,7 \pm 8,9$	$0^{+21,1}_{-0,0}$	4,8	3,9
3,0	0,00	0,54	$52,8 \pm 2,9$	$125,7 \pm 8,6$	$0^{+21,1}_{-0,0}$	4,7	3,9
3,25	0,00	0,54	$50,0 \pm 2,8$	$116,3 \pm 8,3$	$0^{+21,1}_{-0,0}$	4,6	3,9
3,5	0,00	0,54	$45,8 \pm 2,7$	$104,6 \pm 7,8$	$0^{+21,1}_{-0,0}$	4,5	3,8
3,75	0,00	0,54	$42,6 \pm 2,6$	$95,2 \pm 7,5$	$0^{+21,1}_{-0,2}$	4,4	3,8
4,0	0,00	0,51	$44,1 \pm 2,6$	$92,2 \pm 7,4$	$0^{+21,1}_{-0,0}$	4,6	4,0
4,25	0,02	0,51	$40,6 \pm 2,5$	$85,2 \pm 7,1$	$0^{+21,1}_{-0,0}$	4,4	3,8
4,5	0,02	0,51	$37,3 \pm 2,4$	$75,8 \pm 6,7$	$0^{+21,1}_{-0,0}$	4,3	3,8

TAB. B.1.3 – Nombre d'événements attendus pour 30 fb^{-1} , avec coupures sur pLH et fLH optimisées pour maximiser $S/\sqrt{B}$, $\varepsilon_\ell = 0,9$.

w_{SV}^{seuil}	pLH	fLH	$n_{t\bar{t}H}^{attendus}$	$n_{t\bar{t}b\bar{b}}^{attendus}$	$n_{t\bar{t}jj}^{attendus}$	$S/\sqrt{B}$	$(S/\sqrt{B})_{syst}$
2,5	0,00	0,54	$54,5 \pm 2,9$	$125,1 \pm 8,6$	$18,4^{+43,4}_{-7,0}$	4,6	3,7
2,75	0,00	0,54	$52,9 \pm 2,9$	$116,9 \pm 8,3$	$0^{+21,0}_{-0,0}$	4,9	4,1
3,0	0,00	0,54	$49,9 \pm 2,8$	$109,9 \pm 8,0$	$0^{+21,0}_{-0,0}$	4,8	4,0
3,25	0,00	0,54	$47,9 \pm 2,8$	$104,0 \pm 7,8$	$0^{+21,0}_{-0,0}$	4,7	4,0
3,5	0,00	0,54	$44,1 \pm 2,6$	$96,4 \pm 7,5$	$0^{+21,0}_{-0,0}$	4,5	3,9
3,75	0,00	0,54	$41,7 \pm 2,6$	$88,7 \pm 7,2$	$0^{+21,0}_{-0,0}$	4,4	3,8
4,0	0,00	0,51	$43,3 \pm 2,6$	$87,0 \pm 7,2$	$0^{+21,0}_{-0,0}$	4,6	4,0
4,25	0,02	0,51	$40,1 \pm 2,5$	$80,5 \pm 6,9$	$0^{+21,0}_{-0,0}$	4,5	3,9
4,5	0,02	0,51	$36,8 \pm 2,4$	$72,9 \pm 6,5$	$0^{+21,0}_{-0,0}$	4,3	3,8

TAB. B.1.4 – Nombre d'événements attendus pour 30 fb^{-1} , avec coupures sur pLH et fLH optimisées pour maximiser $S/\sqrt{B}$, $\varepsilon_\ell = 0,9$. La coupure additionnelle $\sum_{i=1}^4 w_{sv}^{jeti} > 26$ est ici utilisée.

w_{SV}^{seuil}	$n_{t\bar{t}H}^{attendus}$	$n_{t\bar{t}b\bar{b}}^{attendus}$	$n_{t\bar{t}jj}^{attendus}$	$S/\sqrt{B}$	$(S/\sqrt{B})_{syst}$
2,5	$76,5 \pm 3,3$	$231,6 \pm 11,1$	$148,8^{+185,5}_{-121,5}$	3,9	2,5
2,75	$72,2 \pm 3,2$	$215,2 \pm 10,7$	$99,2^{+131,8}_{-76,4}$	4,1	2,8
3,0	$67,6 \pm 3,1$	$199,9 \pm 10,3$	$82,7^{+113,6}_{-61,5}$	4,0	2,8
3,25	$63,3 \pm 3,0$	$184,0 \pm 9,9$	$82,7^{+113,6}_{-61,5}$	3,9	2,8
3,5	$58,2 \pm 2,9$	$171,3 \pm 9,5$	$66,1^{+94,4}_{-47,0}$	3,8	2,8
3,75	$54,1 \pm 2,8$	$158,6 \pm 9,2$	$49,6^{+76,9}_{-32,7}$	3,8	2,8
4,0	$50,1 \pm 2,7$	$142,2 \pm 8,7$	$33,1^{+58,2}_{-18,9}$	3,8	2,9
4,25	$46,7 \pm 2,6$	$122,1 \pm 8,0$	$33,1^{+58,2}_{-18,9}$	3,7	3,0
4,5	$42,9 \pm 2,5$	$120,0 \pm 8,0$	$16,5^{+39,0}_{-6,3}$	3,7	3,0

TAB. B.2.1 – Nombre d'événements attendus pour 30 fb^{-1} , pour les coupures standard $pLH > 0,7$ $fLH > 0,35$. L'inefficacité sur les leptons n'est pas simulée au cours de l'analyse, mais corrigée après coup par un facteur 0,9.

w_{SV}^{seuil}	$n_{t\bar{t}H}^{attendus}$	$n_{t\bar{t}b\bar{b}}^{attendus}$	$n_{t\bar{t}jj}^{attendus}$	$S/\sqrt{B}$	$(S/\sqrt{B})_{syst}$
2,5	$71,1 \pm 3,2$	$203,0 \pm 10,4$	$82,7^{+113,6}_{-61,5}$	4,2	2,9
2,75	$68,6 \pm 3,1$	$192,5 \pm 10,1$	$49,6^{+76,9}_{-32,7}$	4,4	3,2
3,0	$64,3 \pm 3,0$	$181,4 \pm 9,8$	$49,6^{+76,9}_{-32,7}$	4,2	3,1
3,25	$61,2 \pm 3,0$	$170,8 \pm 9,5$	$49,6^{+76,9}_{-32,7}$	4,1	3,1
3,5	$56,5 \pm 2,8$	$161,8 \pm 9,3$	$49,6^{+76,9}_{-32,7}$	3,9	2,9
3,75	$53,1 \pm 2,8$	$150,7 \pm 8,9$	$33,1^{+58,2}_{-18,9}$	3,9	3,0
4,0	$49,5 \pm 2,7$	$136,4 \pm 8,5$	$16,5^{+39,0}_{-6,3}$	4,0	3,2
4,25	$46,2 \pm 2,6$	$117,4 \pm 7,9$	$16,5^{+39,0}_{-6,3}$	4,0	3,3
4,5	$42,5 \pm 2,5$	$116,9 \pm 7,9$	$16,5^{+39,0}_{-6,3}$	3,7	3,0

TAB. B.2.2 – Nombre d'événements attendus pour 30 fb^{-1} , pour les coupures standard $pLH > 0,7$ $fLH > 0,35$. L'inefficacité sur les leptons n'est pas simulée au cours de l'analyse, mais corrigée après coup par un facteur 0,9.

w_{SV}^{seuil}	pLH	fLH	$n_{t\bar{t}H}^{attendus}$	$n_{t\bar{t}b\bar{b}}^{attendus}$	$n_{t\bar{t}jj}^{attendus}$	$S/\sqrt{B}$	$(S/\sqrt{B})_{syst}$
2,5	0,00	0,54	$57,8 \pm 2,9$	$144,9 \pm 8,8$	$16,5^{+39,0}_{-6,3}$	4,6	3,6
2,75	0,00	0,54	$54,5 \pm 2,8$	$133,8 \pm 8,4$	$0^{+19,0}_{-0,0}$	4,7	3,9
3,0	0,00	0,54	$51,2 \pm 2,7$	$123,7 \pm 8,1$	$0^{+19,0}_{-0,0}$	4,6	3,8
3,25	0,00	0,54	$48,4 \pm 2,6$	$115,3 \pm 7,8$	$0^{+19,0}_{-0,0}$	4,5	3,8
3,5	0,00	0,54	$44,7 \pm 2,5$	$105,2 \pm 7,5$	$0^{+19,0}_{-0,0}$	4,4	3,7
3,75	0,00	0,54	$41,4 \pm 2,4$	$96,2 \pm 7,1$	$0^{+19,0}_{-0,0}$	4,2	3,6
4,0	0,00	0,51	$42,5 \pm 2,5$	$93,6 \pm 7,0$	$0^{+19,0}_{-0,0}$	4,4	3,8
4,25	0,41	0,47	$41,7 \pm 2,4$	$87,8 \pm 6,8$	$0^{+19,0}_{-0,0}$	4,5	3,9
4,5	0,02	0,51	$36,0 \pm 2,3$	$75,6 \pm 6,3$	$0^{+19,0}_{-0,0}$	4,1	3,7

TAB. B.2.3 – Nombre d'événements attendus pour 30 fb^{-1} , pour les coupures standard $pLH > 0,7$ $fLH > 0,35$. L'inefficacité sur les leptons n'est pas simulée au cours de l'analyse, mais corrigée après coup par un facteur 0,9.

w_{SV}^{seuil}	pLH	fLH	$n_{t\bar{t}H}^{attendus}$	$n_{t\bar{t}b\bar{b}}^{attendus}$	$n_{t\bar{t}jj}^{attendus}$	$S/\sqrt{B}$	$(S/\sqrt{B})_{syst}$
2,5	0,00	0,54	$53,1 \pm 2,8$	$123,7 \pm 8,1$	$16,5^{+39,0}_{-6,3}$	4,5	3,6
2,75	0,00	0,54	$51,5 \pm 2,7$	$116,3 \pm 7,8$	$0^{+19,0}_{-0,0}$	4,8	4,0
3,0	0,00	0,54	$48,4 \pm 2,6$	$109,5 \pm 7,6$	$0^{+19,0}_{-0,0}$	4,6	3,9
3,25	0,00	0,54	$46,4 \pm 2,6$	$104,2 \pm 7,4$	$0^{+19,0}_{-0,0}$	4,5	3,9
3,5	0,00	0,54	$42,9 \pm 2,5$	$97,8 \pm 7,2$	$0^{+19,0}_{-0,0}$	4,3	3,7
3,75	0,00	0,54	$40,4 \pm 2,4$	$90,4 \pm 6,9$	$0^{+19,0}_{-0,0}$	4,2	3,7
4,0	0,00	0,51	$41,8 \pm 2,4$	$88,8 \pm 6,9$	$0^{+19,0}_{-0,0}$	4,4	3,9
4,25	0,41	0,47	$41,2 \pm 2,4$	$83,5 \pm 6,7$	$0^{+19,0}_{-0,0}$	4,5	4,0
4,5	0,02	0,51	$35,5 \pm 2,3$	$73,0 \pm 6,2$	$0^{+19,0}_{-0,0}$	4,2	3,7

TAB. B.2.4 – Nombre d'événements attendus pour 30 fb^{-1} , pour les coupures standard $pLH > 0,7$ $fLH > 0,35$. L'inefficacité sur les leptons n'est pas simulée au cours de l'analyse, mais corrigée après coup par un facteur 0,9. Prise en compte de la coupure additionnelle $\sum_{i=1}^4 w_{sv}^{jeti} > 26$.

Calibration de l'étiquetage des *jets* issus de quarks beaux et recherche du boson de Higgs dans le canal $t\bar{t}H \rightarrow \ell\nu b \, j\bar{j}b \, b\bar{b}$ dans l'expérience ATLAS auprès du LHC

L'expérience ATLAS, installée au CERN, exploitera les collisions de protons du LHC pour approfondir le Modèle Standard, et chercher d'éventuelles traces de nouvelle physique. L'une de ses tâches principales sera la recherche du boson de Higgs.

Cette thèse décrit d'abord les derniers algorithmes d'étiquetage des jets b en date, et propose une méthode de calibration basée sur les premières données que le détecteur recueillera à partir de 2007.

Puis l'hypothèse d'un boson de Higgs de faible masse ($m_H < 135 \text{ GeV}/c^2$) est considérée. Dans cette plage de masse, il devrait se désintégrer préférentiellement en une paire de quarks b . Le canal $t\bar{t}H$ a été étudié pour la première fois en simulation détaillée, et avec les méthodes d'étiquetage des jets b les plus récentes. Pour une luminosité intégrée de 30 fb^{-1} (trois ans de prise de données), le rapport $S/\sqrt{B}$ caractérisant la sensibilité de cette analyse est 4,9, permettant une observation non ambiguë du boson de Higgs dans ce canal.

Mots-clefs : *ATLAS, étiquetage des jets b , calibration de l'étiquetage des jets b , boson de Higgs, $t\bar{t}H$.*

B-tagging calibration and search for the Higgs boson in the $t\bar{t}H \rightarrow \ell\nu b \, j\bar{j}b \, b\bar{b}$ channel with ATLAS at LHC

The ATLAS experiment, based at CERN, will use the LHC proton collisions to deepen the Standard Model measurements, and look for possible signs of new physics. One of its main tasks will be the search for the Higgs boson.

This thesis first describes the latest b -tagging algorithms, shows the importance of its calibration, and proposes a b -tagging calibration method based on the first data recorded by ATLAS.

Then, considering that the Higgs boson may be light ($m_H < 135 \text{ GeV}/c^2$), the $t\bar{t}H$ channel is studied, with H decaying in a b quark pair. Full simulation and the latest realistic b -tagging methods have been combined for the first time. For an integrated luminosity of 30 fb^{-1} (3 years of data taking), the $S/\sqrt{B}$ ratio, determining the sensitivity of this analysis, is raised to 4.9. This should allow a non-ambiguous observation of the Higgs boson in this channel.

Keywords : *ATLAS, b -tagging, b -tagging calibration, Higgs boson, $t\bar{t}H$.*