



Etude de la désintégration du boson de Higgs dans le canal en quatre électrons dans le détecteur ATLAS

F. Dudziak

► To cite this version:

F. Dudziak. Etude de la désintégration du boson de Higgs dans le canal en quatre électrons dans le détecteur ATLAS. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Paris Sud - Paris XI, 2010. Français. $\langle$ NNT: $\rangle$. $\langle$ tel-00523307 $\rangle$

HAL Id: tel-00523307

<https://theses.hal.science/tel-00523307v1>

Submitted on 4 Oct 2010

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.



HAL Authorization

UNIVERSITE PARIS XI
UFR DES SCIENCES D'ORSAY

THESE

Présentée
par

Fany Dudziak

pour obtenir le grade de

Docteur ès sciences
de l'Université Paris XI, Orsay
Spécialité : Physique des Particules

Etude de la désintégration du boson de Higgs
dans le canal en quatre électrons dans le
détecteur ATLAS

Soutenue le 23 septembre 2010 devant la commission d'examen composée de

M.	K.	Assamagan	Examineur
Mme.	L.	Iconomidou-Fayard	Directeur de thèse
M.	S.	Paganis	Rapporteur
M.	A.	Schaffer	Directeur de thèse
M.	Y.	Sirois	Rapporteur
M.	G.	Wormser	Président du jury

*A mes frères regrettés
Olivier et Vincent*

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

Table des matières

Introduction	7
1 Le Modèle Standard et le mécanisme de Higgs	10
1.1 Les composants élémentaires de la matière.	10
1.1.1 Les fermions	10
1.1.2 Les bosons	11
1.2 La théorie quantique des champs	12
1.2.1 Symétries et lois de conservation	12
1.2.2 Invariance de jauge et électrodynamique quantique (QED).	13
1.2.3 Chromodynamique quantique (QCD).	15
1.2.4 L'interaction faible	15
1.3 La théorie électrofaible et le mécanisme de Higgs	16
1.3.1 L'interaction électrofaible	17
1.3.2 Le mécanisme de Higgs-Brout-Englert	18
1.3.3 Masse du boson de Higgs	21
1.4 Succès du Modèle Standard - Recherche du boson de Higgs.	21
1.4.1 Recherche du boson de Higgs, limites sur sa masse	22
1.4.2 Production du boson de Higgs dans les collisionneurs hadroniques	26
2 Le détecteur ATLAS	32
2.1 Le LHC	32
2.2 Le détecteur ATLAS : généralités	35
2.3 Le détecteur interne de traces	37
2.3.1 Le détecteur à pixels	38
2.3.2 Le détecteur à micropistes de silicium (SCT)	40
2.3.3 Le détecteur à rayonnement de transition (TRT)	40
2.4 Le système calorimétrique	41
2.4.1 Les calorimètres à argon liquide	43
2.4.2 Les cryostats	43
2.4.3 Traitement et acquisition du signal, calibration	47
2.4.4 Système de calibration	52
2.4.5 Le calorimètre hadronique à tuiles	55
2.5 Le spectromètre à muons	56
2.5.1 Les chambres de précision	56
2.5.2 Les chambres de déclenchement	57
2.6 Le système de déclenchement	58
2.6.1 Le déclenchement de niveau 1 : L1	59

2.6.2	Le déclenchement de niveau 2 : L2	59
2.6.3	Le Filtre d'Evènements : EF	60
2.7	Environnement logiciel d'ATLAS	60
2.7.1	Le programme <i>Athena</i>	60
2.7.2	La grille de calcul	62
2.7.3	Outils et formats utilisés lors de cette thèse	62
3	La reconstruction des électrons dans ATLAS	64
3.1	Reconstruction des objets électrons	64
3.1.1	Accord trace-dépôt EM : <i>EMTrackMatchBuilder</i>	65
3.1.2	Taille du dépôt EM et forme de la gerbe	65
3.1.3	Calcul du quadrivecteur	66
3.1.4	Autres outils de reconstruction	66
3.2	Reconstruction des dépôts électromagnétiques	66
3.2.1	L'algorithme de fenêtres glissantes (<i>sliding window</i>).	67
3.2.2	Reconstruction de l'énergie et performances du calorimètre	69
3.3	Reconstruction des traces	72
3.3.1	La méthode de filtre Kalman [48]	73
3.3.2	L'algorithme <i>Inside-Out</i>	73
3.3.3	L'algorithme <i>Outside-In</i>	75
3.3.4	Reconstruction des TRT standalone	77
3.3.5	Performances pour la reconstruction des traces	78
3.4	L'extrapolation des traces dans ATLAS	80
3.4.1	Interaction des électrons dans la matière	81
3.4.2	Paramétrisation de la trace	83
3.4.3	Propagation de la trace	83
4	Identification des électrons dans ATLAS	86
4.1	Définitions : efficacité et réjection	86
4.2	Les critères d'identification	88
4.2.1	Critères <i>loose</i>	88
4.2.2	Critères <i>medium</i>	89
4.2.3	Critères <i>tight</i>	91
4.2.4	Performances de l'identification dans la note CSC (2008)	93
4.3	Questionnements sur les inefficacités	94
4.3.1	Inefficacités de reconstruction des objets électrons	95
4.3.2	Inefficacités d'identification	101
4.4	Elaboration d'un outil pour reconstruire les électrons sur les AOD	102
4.4.1	Fonctionnement	103
4.4.2	Performances	103
4.5	Etude de l'accord trace-dépôt EM (<i>track-match</i>)	107
4.5.1	Améliorations sur la sélection de traces. Bilan	107
4.5.2	Accord entre trace et dépôt EM suivant φ : $\Delta\varphi_{track-match}$	109
4.5.3	Accord entre trace et dépôt EM suivant η : $\Delta\eta_{track-match}$	111
4.6	Construction de variables indépendantes de l'effet bremsstrahlung	113
4.6.1	Nouvelle variable $\Delta\varphi_{rescaled}$	114

4.6.2	Nouvelle variable $E/P_{corrigé}$	118
4.7	Optimisations de l'identification des électrons	126
4.7.1	Système de déclenchement pour les électrons	126
4.7.2	Optimisation des coupures d'identification <i>loose</i> et <i>medium</i>	127
4.7.3	Optimisation des coupures d'identification <i>tight</i>	130
5	Analyse des premières données à 7 TeV	139
5.1	Etude des acceptances de reconstruction des électrons	139
5.1.1	Acceptance pour tous les candidats des électrons	140
5.1.2	Acceptances pour les électrons correspondant à une conversion . .	143
5.2	Etude du trackmatch	146
5.2.1	Trackmatch $\Delta\eta$	146
5.2.2	Trackmatch $\Delta\varphi$	147
5.2.3	Supprimer les coupures $\Delta\eta$ et $\Delta\varphi$ des coupures tight	151
5.2.4	Etude du $\Delta\varphi_{rescaled}$	152
5.2.5	Comparaison entre $\Delta\varphi_{rescaled}$ et $\Delta\varphi_{standard}$	155
6	Désintégration du boson de Higgs en quatre électrons	158
6.1	Caractéristiques générales du canal de désintégration $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$. .	158
6.1.1	Caractéristiques du signal	158
6.1.2	Bruits de fond	159
6.1.3	Génération des simulations	161
6.2	Sélection des événements $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e$	162
6.3	Impact des améliorations de reconstruction des électrons	166
6.4	Modification possible de la sélection des événements	169
6.4.1	Diminuer les seuils en p_T	169
6.4.2	Alléger les coupures d'identification	170
6.5	Prévisions à 7 TeV et $1fb^{-1}$ (2010-2011)	170
6.5.1	Sélection des événements à 7 TeV	171
6.5.2	Peut-on détecter un signal de $H \rightarrow ZZ^{(*)}$ avec $1fb^{-1}$ 7TeV? . . .	171
6.5.3	Mesure du bruit de fond Z+X	172
6.5.4	Z+X avec les premières données : Bilan avec $3.1 pb^{-1}$	181
6.6	Perspectives à 7 TeV en combinant les canaux $H \rightarrow WW, ZZ, \gamma\gamma$	186
	Conclusion	187
	Resumé	188
	Abstract	189
	Remerciements	190

Introduction

Pendant le siècle dernier, notre compréhension de la nature à son niveau fondamental a été radicalement modifiée par l'avènement de la mécanique quantique et de la relativité restreinte. Leur mariage donna naissance au Modèle Standard de la physique des particules, modèle vérifié expérimentalement avec une très grande précision, mais qui demeure imparfait. Il est incapable d'expliquer l'origine de la masse des particules. Le mécanisme de Higgs-Brout-Englert permet de donner une explication simple aux masses. Selon ce mécanisme, à haute énergie les interactions électromagnétiques et faibles sont unifiées en une interaction électrofaible. En se brisant, cette interaction donne naissance à un boson scalaire avec lequel interagissent les particules pour acquérir leur masse. Le boson de Higgs est recherché depuis de nombreuses années sans succès, au LEP et actuellement au Tevatron. Les expériences auprès de ces collisionneurs ont permis d'exclure certaines régions en masse : le LEP a permis d'exclure la région $m_H < 114.4$ GeV à 95% de C.L. et le Tevatron a exclu la région $158 < m_H < 175$ GeV.

Le LHC, collisionneur protons-protons de 27 km de circonférence, a démarré son programme de physique fin 2009 et va fonctionner pendant deux ans à une énergie de 7 TeV (peut-être 8) dans le centre de masse des collisions, en accumulant le plus de données possibles. La recherche du boson de Higgs est un enjeu majeur du programme LHC et particulièrement de l'expérience ATLAS. Le canal de désintégration $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4$ électrons est très prometteur sur une grande région en masse (de 120 GeV à 1 TeV environ) avec un signal clair de quatre électrons isolés et un bruit faible.

Les paramètres majeurs influençant le potentiel de découverte dans ce canal sont l'efficacité de la reconstruction et de l'identification des électrons, et la réjection du bruit de fond. Il est crucial d'identifier les électrons avec la plus grande efficacité sur un large spectre en énergie, tout en rejetant au maximum tous les événements qui pourraient simuler un électron. Des études et optimisations sur ces performances sont réalisées depuis plusieurs années sur des simulations.

Avec le démarrage du LHC, les études sur les données ont enfin commencé. Il s'agit dans un premier temps de vérifier notre compréhension du détecteur en comparant les données aux simulations. Pour les électrons, la reconstruction des formes des gerbes électromagnétiques où l'association entre trace et dépôt électromagnétique nous donnent des informations sur la géométrie réelle du détecteur (forme du calorimètre, alignement). Il s'agit donc, à l'aide des électrons reconstruits issus des désintégrations de mésons J/Ψ , de bosons W et Z , de vérifier la réponse du détecteur et d'étudier son implication sur la reconstruction et l'identification des électrons, qu'il faudra réoptimiser en tenant compte des changements éventuels à apporter. Puis il faudra mesurer les efficacités avec les données et comprendre les bruits de fond.

Ensuite, les premières analyses de physique démarrent avec l'observation des mésons J/Ψ , des bosons W et Z . S'il n'est pas possible d'observer de signal Higgs pendant ces deux années de prises de données, il est en revanche possible de commencer l'étude des bruits de fond, notamment $pp \rightarrow Z + jets$, et des erreurs systématiques associées, à l'aide

des événements Z reconstruits à partir des données.

Durant ma thèse, je me suis consacrée principalement à la compréhension, puis à l'amélioration de la reconstruction et de l'identification des électrons sur des données simulées, ce qui a permis d'améliorer le rapport signal sur bruit pour les électrons, et en même temps a permis d'optimiser l'efficacité de reconstruction du boson de Higgs dans le canal $H \rightarrow 4e$. Compte tenu du démarrage tardif du LHC en mars 2010, j'ai participé aux analyses de données sur les premiers électrons et à l'observation de certains effets géométriques, mais je n'ai pas eu le temps de prendre part plus en détail aux analyses. J'ai contribué aussi à la mise en place des premières analyses de bruit de fond pour le canal $H \rightarrow 4e$.

Le Modèle Standard est détaillé au chapitre 1, ensuite le détecteur ATLAS et le LHC sont expliqués au chapitre 2. Le chapitre 3 est consacré à la méthode de reconstruction des électrons, tandis que le chapitre 4 présente les méthodes d'identification des électrons et les améliorations effectuées. Le chapitre 5 présente les analyses effectuées sur les électrons des premières données. Pour finir, l'étude du boson de Higgs dans le canal $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4e$ est présentée, ainsi que les premières études de bruit de fond sur les données dans le chapitre 6.

Chapitre 1

Le Modèle Standard de la physique des particules et le mécanisme de Higgs

Le siècle dernier a vu l'émergence d'une nouvelle compréhension de la nature, à un niveau fondamental, avec l'apparition du Modèle Standard de la physique des particules. Ce modèle permet une description relativement simple de la matière et des forces qui régissent son évolution, basée sur la mécanique quantique et la relativité restreinte. Cette description repose sur l'existence de particules élémentaires en interaction les unes avec les autres.

1.1 Les composants élémentaires de la matière.

1.1.1 Les fermions

Les fermions sont des particules de spin demi-entier qui obéissent à la statistique de Fermi-Dirac. Deux fermions de mêmes nombres quantiques ne peuvent coexister en un même état. Cette propriété détermine la formation de structures telles les atomes et les molécules.

Les fermions élémentaires sont répartis en trois familles dont les membres ont des propriétés similaires, mais de masses différentes, et en deux catégories : les leptons et les quarks. Les leptons existent à l'état libre et ils ont une charge électrique entière. Les quarks ont une charge électrique fractionnaire, multiple de $1/3$. Ils n'existent pas à l'état libre car ils sont soumis à l'interaction forte. Ils n'existent qu'au sein d'états liés de charge électromagnétique entière et de couleur nulle : les mésons sont des particules composées d'une paire de quark-antiquark, et les baryons sont des états liés de trois quarks. D'une manière générale, un état lié de quarks, méson ou baryon, est appelé un hadron.

Les trois générations de particules sont classifiées en suivant la hiérarchie entre les masses des particules de propriétés similaires. Cette hiérarchie et l'existence de ces familles ne sont pas expliquées par le Modèle Standard.

A chaque fermion est associé une antiparticule, de même caractéristique mais de nombres quantiques opposés.

	nom	symbole	charge	masse
Leptons				
1 ^{ere} famille	électron	e	-1	511 keV
	neutrino e	ν_e	0	< 2 eV
2 ^{nde} famille	muon	μ	-1	106 MeV
	neutrino μ	ν_μ	0	< 0.19 MeV
3 ^{eme} famille	tau	τ	-1	1.78 GeV
	neutrino τ	ν_τ	0	< 18.2 MeV
Quarks				
1 ^{ere} famille	up	u	+2/3	1.5 - 3.3 MeV
	down	d	-1/3	3.5 - 6.0 MeV
2 ^{nde} famille	strange	s	+2/3	104^{+26}_{-34} MeV
	charme	c	-1/3	$1.27^{+0.07}_{-0.11}$ GeV
3 ^{eme} famille	bottom	b	+2/3	$4.20^{+0.17}_{-0.07}$ GeV
	top	t	-1/3	171.2 ± 2.1 GeV

Tableau 1.1 – *Tableau récapitulatif des fermions décrits par le Modèle Standard. A noter qu'à chaque particule citée est associée une antiparticule de même masse et de nombres quantiques opposés.*

1.1.2 Les bosons

Les bosons sont des particules de spin entier. Ils obéissent à la statistique de Bose-Einstein, c'est-à-dire qu'ils peuvent coexister dans un même état quantique. Cette propriété en fait de très bons candidats pour véhiculer des forces car ils peuvent coexister sous forme de champs de médiateurs d'une interaction.

Les bosons fondamentaux sont les médiateurs des interactions fondamentales. Leurs interactions avec les fermions génèrent les forces qui régissent les réactions de ceux-ci. Le Modèle Standard permet de décrire trois forces et à chacune d'entre elle, il associe des bosons.

- l'interaction électromagnétique est responsable des phénomènes magnétiques par exemple. Elle est aussi responsable de la stabilité des atomes. Le boson véhiculant cette interaction est le photon γ . La portée de la force électromagnétique est infinie dans la mesure où le photon a une masse nulle¹ (c'est la raison pour laquelle nous recevons la lumière émise par des étoiles situées à des milliards d'années-lumière de nous en observant le ciel la nuit).
- l'interaction forte est responsable de la cohésion des noyaux atomiques. C'est elle qui lie les quarks entre eux. Cette interaction est d'autant plus forte qu'on essaie de séparer les quarks : plus on les éloigne, plus ils s'attirent. Les médiateurs de cette interaction sont les gluons g . Ils ont une masse nulle comme les photons mais

1. La relation entre masse et portée découle de la relation d'Incertitude d'Heisenberg $\Delta E \cdot \Delta t \approx \hbar$ et de la relativité restreinte. Une particule virtuelle peut exister que pendant un temps $\Delta t \approx \frac{\hbar}{mc^2}$. Comme $\Delta t = d/c$ où d est la distance ou portée de l'interaction. Finalement on a $m \approx \frac{\hbar}{cd}$, la portée d'une interaction est inversement proportionnelle à la masse du boson qui la véhicule.

portent une charge de couleur à l'instar des quarks. Cette charge de couleur est la charge associée à l'interaction forte et tout état lié par interaction forte doit globalement être neutre en couleur, c'est-à-dire que tout ce qu'on observe dans la nature est de couleur neutre².

- l'interaction faible est responsable des réactions nucléaires, par exemple dans le soleil ou dans les centrales nucléaires. Elle est responsable des désintégrations β qui y ont lieu. Elle est ainsi nommée car son intensité est beaucoup plus petite que celle des deux autres forces et sa portée est très courte. Ceci nous indique que ces médiateurs doivent être massifs. Ce sont les bosons W^+ , W^- et Z^0 . Ils ont été mis en évidence au début des années 80 au CERN à Genève.

Il existe une quatrième interaction dans la nature : la gravitation. Elle n'est pas décrite par le Modèle Standard mais est régie par la Relativité Générale. C'est une interaction beaucoup plus faible que les trois autres : pour s'en convaincre, on peut remarquer qu'il n'est pas nécessaire d'avoir un aimant très puissant pour soulever une masse aimantée et donc compenser l'attraction de la planète, malgré sa taille, sur l'objet en question. La gravitation est donc facilement compensable par l'électromagnétisme. Le formalisme de la Relativité Générale, qui sert à décrire la gravitation, est difficilement conciliable avec le Modèle Standard et il est donc difficile d'offrir un cadre commun aux deux théories. Des tentatives ont été élaborées dans ce sens, dont certaines postulent qu'il existerait un boson médiateur de la gravitation : le graviton, dans le but de donner un cadre commun aux quatre interactions fondamentales.

Interaction	boson(s) médiateur(s)	charge électrique	masse
électromagnétisme	photon γ	0	0
faible	Z^0	0	91.188 ± 0.002 GeV
	W^+	1	80.398 ± 0.025 GeV
	W^-	-1	80.398 ± 0.025 GeV
forte	8 gluons	0	0

Tableau 1.2 – *Tableau récapitulatif des bosons médiateurs de 3 interactions fondamentales* [1]

1.2 Des particules élémentaires aux champs : la théorie quantique des champs.

1.2.1 L'importance des symétries en physique et les lois de conservation

Les symétries en physique impliquent une invariance de phénomènes selon certains points de vue. Par exemple, le fait qu'il n'y a pas d'endroit particulier dans notre univers,

2. Il y a trois charges de couleurs et trois charges d'anticouleurs dans l'interaction forte. Une couleur neutre est obtenue par un mélange couleur-anticouleur, ou de trois couleurs différentes.

de centre ou de bord, signifie qu'on peut établir le principe selon lequel les lois de la physique sont les mêmes partout. Autrement dit une loi de la physique doit être invariante par translation ou rotation dans l'espace. Il en va de même pour le temps.

Le théorème de Noether, qui est l'un des fondements de la physique actuelle, stipule qu'à toute symétrie est associée une quantité conservée. Pour les exemples de lois d'invariance cités précédemment il existe donc des quantités conservées associées. Ainsi l'invariance par translation dans l'espace implique la conservation de l'impulsion, et l'invariance par translation dans le temps celle de l'énergie. Plus généralement dans notre cadre relativiste on dira que l'invariance par translation dans l'espace-temps induit la conservation du quadri-vecteur énergie-impulsion. L'invariance par rotation induit quant à elle la conservation du moment cinétique.

Il existe différents types de symétries dans la nature

- *les symétries continues* : elles dépendent de paramètres continus, par exemple la symétrie par rotation.
- *les symétries discrètes* : ce sont des symétries comme la réflexion par rapport à un axe. Elles sont importantes en mécanique quantique qui est régie par exemple par les symétries de conjugaison de charge, de parité et d'inversion du temps. Les lois de la mécanique quantique sont invariantes par l'opération de ces trois symétries (théorème d'invariance CPT).
- *les symétries globales* : elles sont indépendantes de l'espace temps. Par exemple la loi de gravitation de Newton est invariante si on applique une translation ou une rotation au système entier.
- *les symétries locales* : elles autorisent d'effectuer des transformations différentes en chaque point de l'espace. Il existe différentes symétries locales mais un type particulier nous intéressera dans cet exposé : les symétries internes. Elles agissent sur les objets eux mêmes. Un exemple familier en est l'électromagnétisme. Les équations de Maxwell sont invariantes si on échange le potentiel avec sa dérivée par rapport au temps et si on échange le potentiel vecteur avec son gradient. En chaque point de l'espace-temps on a donc une transformation différente mais la loi (plus prosaïquement l'équation) reste inchangée. La symétrie ici à l'oeuvre agit en fait sur les champs ce qui la rend symétrie interne de la théorie. Dans ce cas on parle d'invariance de jauge et on verra pourquoi dans la section suivante.

1.2.2 Invariance de jauge et électrodynamique quantique (QED).

Nous allons maintenant voir que la considération d'une symétrie de jauge permet de déduire tout le Modèle Standard de la physique des particules. Considérons le lagrangien de Dirac pour l'électron libre [2] :

$$L_e(x) = \bar{\Psi}(x)(i\gamma^\mu \partial_\mu - m_e)\Psi(x) \quad (1.1)$$

Il est aisé de s'apercevoir que ce lagrangien est invariant par une transformation de phase

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

$$\bar{\Psi}(x) \rightarrow e^{-i\alpha} \bar{\Psi}(x) \quad (1.3)$$

En effet on obtient :

$$L'_e(x) = e^{-i\alpha} \bar{\Psi}(x) (i\gamma^\mu \partial_\mu - m_e) e^{i\alpha} \Psi(x) = e^{-i\alpha} e^{i\alpha} \bar{\Psi}(x) (i\gamma^\mu \partial_\mu - m_e) \Psi(x) = L_e(x) \quad (1.4)$$

Si maintenant nous prenons une phase α dépendant de l'espace, par exemple $\alpha(x)$ alors nous constatons que le lagrangien n'est plus invariant par cette transformation :

$$L'_e(x) = e^{-i\alpha(x)} \bar{\Psi}(x) (i\gamma^\mu \partial_\mu - m_e) e^{i\alpha(x)} \Psi(x) \quad (1.5)$$

$$L'_e(x) = L_e(x) + e^{-i\alpha} \bar{\Psi}(x) (i\gamma^\mu (\partial_\mu e^{i\alpha(x)})) \Psi(x) \quad (1.6)$$

On voit qu'un terme $i\gamma^\mu (\partial_\mu e^{i\alpha(x)})$ apparaît dans le lagrangien qu'on ne peut plus ramener à une forme équivalente. Il convient donc de le modifier pour qu'il reste invariant. En fait, il est possible de le modifier en introduisant un champ de jauge A_μ , une constante de couplage e et une nouvelle dérivée dite covariante définie comme :

$$D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu \quad (1.7)$$

où e est une constante de couplage. Cette dérivée a pour but de réabsorber le terme en $\partial_\mu \alpha$ apparu à cause de la dépendance spatiale de α . Nous imposons que ces éléments se transforment ainsi :

$$\Psi(x) \rightarrow e^{i\alpha(x)} \Psi(x) \quad (1.8)$$

$$D_\mu \rightarrow e^{i\alpha(x)} D_\mu \quad (1.9)$$

$$A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) + \frac{1}{e} \partial_\mu \alpha(x) \quad (1.10)$$

L'invariance du lagrangien de l'électron libre par transformation de jauge n'est donc possible que si l'on admet l'existence d'un champ de jauge A_μ . Ce champ a une masse nulle car l'ajout d'un terme de masse $m_\gamma^2 A^\mu A_\mu$ briserait l'invariance du lagrangien. Ensuite, en développant on fait apparaître des termes de couplage du champ avec l'électron : $\bar{\Psi}(x) A^\mu \Psi(x)$. On voit que ce champ de jauge véhicule une interaction entre les électrons. En fait ce champ est le photon, de masse nulle et médiateur de l'interaction électromagnétique. On identifie la constante de couplage e à la charge électromagnétique élémentaire. Il reste encore à décrire la dynamique de ce champs de jauge en introduisant un autre terme au lagrangien. On introduit donc le tenseur du champ électromagnétique :

$$F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu(x) - A^\mu \partial^\nu(x) \quad (1.11)$$

Le lagrangien de l'électrodynamique quantique devient au final :

$$L_{QED}(x) = \bar{\Psi}(x) (i\gamma^\mu \partial_\mu - m_e) \Psi(x) + e \bar{\Psi}(x) \gamma^\mu A_\mu \Psi(x) - \frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} \quad (1.12)$$

Dans le cadre de la théorie des groupes, la transformation de jauge que nous venons d'étudier correspond au groupe de symétrie $U(1)_{em}$.

1.2.3 Chromodynamique quantique (QCD).

L'interaction forte peut aussi être insérée dans un cadre théorique similaire, cette fois-ci basée sur le groupe de jauge $SU(3)$ décrivant la couleur des quarks (trois couleurs et leurs anti-couleurs associées). On écrit le lagrangien d'un quark libre de manière analogue au lagrangien de l'électron libre :

$$L_{q_j}(x) = \bar{q}_j(x)(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)q_j(x) \quad (1.13)$$

L'indice j correspond à la couleur que porte de quark q . On demande que ce lagrangien soit invariant par transformation de phase de couleur des champs de quarks :

$$q_j(x) \rightarrow e^{i\alpha_a(x)T_a}q_j(x) \quad (1.14)$$

On choisit pour les matrices T_a de manière conventionnelle les huit matrices $\frac{\lambda}{2}$ où λ sont les matrices de Gell-Mann [4] [5]. Pour une transformation de jauge infinitésimale, on obtient :

$$q_j(x) \rightarrow [1 + i\alpha_a(x)T_a]q_j(x) \quad (1.15)$$

Pour que le lagrangien reste invariant on doit introduire la dérivée covariante :

$$D_\mu = \partial_\mu + igT_a G_\mu^a \quad (1.16)$$

où g est une constante de couplage et les G_μ^a sont huit champs de jauge qui se transforment ainsi :

$$G_\mu^a \rightarrow G_\mu^a - \frac{1}{g}\partial_\mu \alpha_a - f_{abc}\alpha^b G_\mu^c \quad (1.17)$$

Ces huit champs apparaissent donc dans notre théorie comme médiateurs de l'interaction forte entre les quarks. Ce sont les gluons. Il nous reste à introduire un terme décrivant la dynamique de ces champs pour obtenir le lagrangien de la QCD :

$$L_{QCD} = \bar{q}_j(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)q_j - g(\bar{q}\gamma^\mu T_a q)G_\mu^a - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} \quad (1.18)$$

Ajouter un terme de masse pour les champs de gluons briserait l'invariance de jauge, donc les gluons ont une masse nulle.

1.2.4 L'interaction faible

On ne peut introduire l'interaction faible sans en évoquer l'aspect historique. L'histoire de l'interaction faible commence avec la découverte de la radioactivité par Becquerel ainsi que Pierre et Marie Curie en 1896 [6] [7] [8]. Une grande avancée survient avec les travaux de Fermi en 1933 [9] sur le spectre de désintégration à trois corps du neutron qui le conduit à postuler l'existence du neutrino, particule neutre et difficilement détectable³. L'interaction faible est responsable par exemple de la radioactivité β^+ qui cause la désintégration du neutron :

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (1.19)$$

3. En fait les neutrinos ont une probabilité très faible d'interagir avec la matière et leur étude nécessite des expériences spécifiques

Cette réaction est caractérisée par un temps de vie long par rapport aux deux autres interactions décrites ici. C'est pourquoi elle est nommée "faible". Cette interaction a plusieurs propriétés remarquables :

- elle conserve les nombres leptoniques :

$$L_e = \begin{cases} +1 \text{ pour } e^-, \nu_e \\ -1 \text{ pour } e^+, \bar{\nu}_e \\ 0 \text{ pour les autres} \end{cases} \quad L_\mu = \begin{cases} +1 \text{ pour } \mu^-, \nu_\mu \\ -1 \text{ pour } \mu^+, \bar{\nu}_\mu \\ 0 \text{ pour les autres} \end{cases} \quad L_\tau = \begin{cases} +1 \text{ pour } \tau^-, \nu_\tau \\ -1 \text{ pour } \tau^+, \bar{\nu}_\tau \\ 0 \text{ pour les autres} \end{cases} \quad (1.20)$$

- elle viole l'invariance par symétrie de charge (C) ou de parité (P), ou de charge et de parité (CP⁴), mais conserve la symétrie charge-parité-temps (CPT) comme toutes les lois de la physique.

La théorie de Fermi de l'interaction faible fut modifiée par Feynman et Gell-Mann [10] pour rendre compte de la violation de parité en y introduisant des courants faibles axial et vecteur. Cette théorie est appelée V-A.

L'observation de ces interactions à trois corps avec modification de la charge fut modélisée par ce qu'on appela les courants chargés, pour rendre compte de la transmission de la charge électrique au cours de la réaction. Ces courants chargés sont expliqués si on postule de l'existence d'une particule médiatrice, un boson chargé se désintégrant en e et ν_e . Ce sont les bosons $W^\pm$. La désintégration du neutron s'écrit donc :

$$n \rightarrow p + W^- \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (1.21)$$

Les courants neutres véhiculés par le boson vecteur Z ont été découverts en 1973 dans l'expérience Gargamelle avec l'observation de diffusions $e^+ + \nu_e \rightarrow e^+ + \nu_e$.

Nous allons voir dans la partie suivante que la meilleure description de cette interaction est donnée par la théorie électrofaible.

1.3 Unification des interactions électromagnétique et faible : la théorie électrofaible et le mécanisme de Higgs.

Une quête de la physique actuelle est de trouver "La" théorie qui permettrait d'expliquer toutes les interactions fondamentales par une seule interaction, c'est-à-dire de les unifier à haute énergie. Dans un tel modèle, les interactions ne se différencient que lorsque l'énergie devient plus petite que l'énergie d'unification. Un premier pas dans ce sens a été réalisé avec un grand succès en unifiant les interactions électromagnétique et faible en une seule interaction électrofaible. Ces travaux, fruits de nombreuses avancées théoriques durant une vingtaine d'années, furent finalement concrétisés dans les années 70 par Glashow [11], Weinberg [12] et Salam [13]. Nous allons voir comment fut construite une telle théorie.

4. La symétrie CP change une particule en son antiparticule. La violation CP fut découverte en 1964 dans la désintégration des mésons K neutre [22], elle est depuis lors étudiée dans les usines à B et dans l'expérience LHCb

1.3.1 L'interaction électrofaible

Dans un premier temps il convient de choisir un groupe de jauge approprié comme cadre au modèle théorique. Il détermine les champs médiateurs de l'interaction, le nombre de champs de jauge étant égal à la dimension de la représentation adjointe à ce groupe. Pour assurer l'interaction faible entre les leptons et entre les quarks il faut introduire au moins trois champs de jauge : deux courants chargés pour l'interaction faible ($W^\pm$) et un courant neutre pour unifier l'interaction électromagnétique véhiculée par le photon, neutre. Par conséquent le groupe unitaire minimal possédant la représentation régulière à trois dimensions est $SU_L(2)$, qui sera notre choix pour l'interaction faible. Le nombre quantique associé à ce groupe est l'isospin faible I^3 . Pour la partie électromagnétique il nous faut introduire un champ de jauge unique. Il est naturel de choisir $U(1)_Y$ car il est le seul groupe unitaire possédant la représentation régulière à une dimension. Le nombre quantique associé est l'hypercharge Y , une généralisation de la charge électromagnétique. Le groupe de jauge de l'interaction électrofaible est donc : $SU(2) \otimes U(1)$.

Dans ce cadre, les leptons sont des représentations du groupes $SU(2)$, des doublets :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix} \quad (1.22)$$

Séparons ces doublets suivant leur chiralité droite et gauche :

$$L = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5) \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, R = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5) \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_R \quad (1.23)$$

Les expériences ont montré que les neutrinos droits et les doublets leptoniques droits n'existaient pas [3] [18]. Nous avons donc finalement pour les leptons les composantes droites et gauches suivantes :

$$L_1 = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, L_2 = \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, L_3 = \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L, e_{1R} = e_R^-, e_{2R} = \mu_R^-, e_{3R} = \tau_R^-, \quad (1.24)$$

et pour les quarks :

$$Q_1 = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, u_{R1} = u_R, \quad d_{R1} = d_R, \quad (1.25)$$

$$Q_2 = \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, u_{R2} = c_R, \quad d_{R2} = s_R, \quad (1.26)$$

$$Q_3 = \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L, u_{R3} = t_R, \quad d_{R3} = b_R \quad (1.27)$$

Il nous faut maintenant décrire de manière unifiée l'isospin de l'interaction faible et la charge électromagnétique. On construit donc une nouvelle charge appelée hypercharge définie comme suit par Gell-Mann et Nishijima [14] :

$$Y_f = 2Q_f - 2I_f^3 \quad (1.28)$$

où Q_f est la charge électromagnétique et I_f^3 la troisième composante de l'isospin faible. On a :

$$Y_{L_i} = -1, Y_{e_{Ri}} = -2, Y_{Q_i} = \frac{1}{3}, Y_{u_{Ri}} = \frac{4}{3}, Y_{d_{Ri}} = -\frac{2}{3}, \quad (1.29)$$

Les champs de jauge correspondant aux bosons médiateurs de l'interaction sont : le champ B_μ qui correspond au générateur Y de $U(1)_Y$, et les trois champs W_μ^a (où $a=1,2$ ou 3) qui correspondent aux générateurs T_a de $SU(2)_L$. Ces générateurs valent la moitié des matrices de Pauli :

$$T_a = \frac{1}{2}\tau_a, \quad \tau_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (1.30)$$

avec les relations de commutation $[T^a, T^b] = i\epsilon^{abc}T_c$ et $[Y, Y] = 0$, où ϵ^{abc} est le tenseur antisymétrique. On a :

$$W_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a + g_2 \epsilon^{abc} W_\mu^b W_\nu^c B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu^a - \partial_\nu B_\mu^a \quad (1.31)$$

où g_2 est la constante de couplage de $SU(2)_L$.

On associe la dérivée covariante suivante à la théorie de jauge :

$$D_\mu = (\partial_\mu - ig_2 T_a W_\mu^a - ig_1 \frac{Y_q}{2} B_\mu) \quad (1.32)$$

En ces termes le lagrangien de l'interaction électrofaible s'écrit :

$$\begin{aligned} L_{EW} = & -\frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B_a^{\mu\nu} + \bar{L}_i i D_\mu \gamma^\mu L_i + e_{Ri}^- i D_\mu \gamma^\mu e_{Ri} \\ & + \bar{Q}_i i D_\mu \gamma^\mu Q_i + \bar{u}_{Ri} i D_\mu \gamma^\mu u_{Ri} + \bar{d}_{Ri} i D_\mu \gamma^\mu d_{Ri} \end{aligned} \quad (1.33)$$

Dans cette formule les champs W_μ^3 et B_μ sont neutres et aucun terme de masse n'apparaît. Or, on sait que les médiateurs de l'interaction faible sont massifs. Nous allons voir dans la suite comment faire apparaître ces masses aux bosons $W^\pm$ et Z en introduisant le mécanisme de brisure spontanée de symétrie électrofaible ou mécanisme de Higgs-Brout-Englert.

1.3.2 La brisure spontanée de symétrie électrofaible : le mécanisme de Higgs-Brout-Englert.

Nous avons vu dans la partie précédente que la description que nous avons de l'interaction électrofaible n'est pas satisfaisante car elle n'explique pas les masses des bosons $W^\pm$ et Z . Il faut donc trouver un mécanisme qui attribuerait des masses à ces bosons et laisserait le photon sans masse. Les travaux de P. Higgs [15], F. Englert et R. Brout [16], G.S. Guralnik et al. [17] ont abouti à un modèle remarquablement simple et puissant qui expliquerait l'apparition des masses des bosons avec la brisure spontanée de la symétrie électrofaible communément appelé "mécanisme de Higgs" [21] [15].

On introduit au lagrangien électrofaible vu précédemment un doublet de champs scalaires complexes de $SU(2)$:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^\dagger \\ \Phi_0 \end{pmatrix} \quad Y_\Phi = +1 \quad (1.34)$$

Ce champ est décrit par le lagrangien :

$$L_H = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (1.35)$$

Ce lagrangien contient le terme cinétique $(D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi)$ et un terme de potentiel $V(\Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2$, le plus général possible invariant sous $SU(2)$ (λ est positif). Pour $\mu^2 > 0$ le minimum du potentiel sera 0. Pour $\mu^2 < 0$, la composante neutre du doublet Φ va développer une valeur non nulle dans le vide (figure 1.1) :

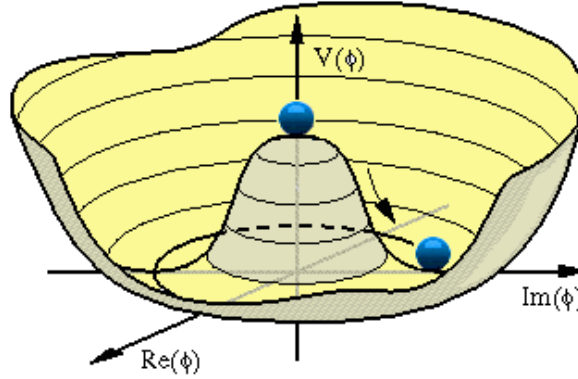


Figure 1.1 – Forme "en chapeau mexicain" du potentiel de Higgs pour $\mu^2 < 0$.

$$\langle \Phi \rangle_0 = \langle 0 | \Phi | 0 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad \text{avec } v = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}} \quad (1.36)$$

Le potentiel V_Φ est usuellement appelé "potentiel en chapeau mexicain" (figure 1.1) du fait que sa valeur à l'origine, ou dans le vide est non nulle. Il existe une infinité de possibilités d'atteindre un minimum stable, ce qui provoque la brisure de la symétrie en quittant l'origine.

On écrit le champ Φ en terme de quatre champs $\theta_{1,2,3}(x)$ et $H(x)$:

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} \theta_2 + i\theta_1 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v + H) - i\theta_3 \end{pmatrix} = e^{i\theta_a(x)\tau^a/v} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v + H(x)) \end{pmatrix} \quad (1.37)$$

On applique une transformation de jauge pour arriver à la jauge unitaire :

$$\Phi(x) \rightarrow e^{-i\theta_a(x)\tau^a/v} \Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} \quad (1.38)$$

La dérivée covariante pour que ce lagrangien soit invariant sous une transformation de $SU(2)$ locale est :

$$D_\mu = (\partial_\mu - ig_2 T_a W_\mu^a - ig_1 \frac{1}{2} B_\mu) \quad (1.39)$$

On développe le terme cinétique du lagrangien :

$$(D_\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) \Rightarrow (0 \ v) (ig_2 W^{\mu a} T^a + \frac{i}{2} g_1 B^\mu) (ig_2 W_\mu^b T^b - \frac{i}{2} g_1 B_\mu) \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (1.40)$$

$$= (0 \ v)(g_2^2 W^{\mu a} T^a W_\mu^b T^b + \frac{g_1 g_2}{2} (W^{\mu a} T^a B_\mu + B^\mu W_\mu^b T^b) + \frac{g_1^2}{4} B^\mu B_\mu) \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (1.41)$$

$$= v^2 \left[\frac{g_2^2}{4} (W^{\mu 1} - i W^{\mu 2})(W_\mu^1 - i W_\mu^2) + \frac{g_2^2}{4} W^{\mu 3} W_\mu^3 - \frac{g_1 g_2}{4} (W^{\mu 3} B_\mu + B^\mu W_\mu^3) + \frac{g_1^2}{4} B^\mu B_\mu \right] \quad (1.42)$$

On définit :

$$W^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp i W_\mu^2), \quad W_\mu^3 = \cos\theta_W Z_\mu + \sin\theta_W B_\mu, \quad B_\mu = -\sin\theta_W Z_\mu + \cos\theta_W B_\mu \quad (1.43)$$

avec θ_W l'angle de Weinberg défini par :

$$\cos\theta_W = \frac{g_2^2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} \quad \text{et} \quad \sin\theta_W = \frac{g_1^2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} \quad (1.44)$$

et on obtient finalement

$$(D_\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) \Rightarrow \frac{g_2^2 v^2}{4} W^{\mu+} W_\mu^- + \frac{g_1^2 + g_2^2}{8} v^2 Z^\mu Z_\mu \quad (1.45)$$

Les termes de masse des bosons sont de la forme

$$M_W^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{2} M_Z^2 Z_\mu Z^\mu + \frac{1}{2} M_A^2 A_\mu A^\mu \quad (1.46)$$

En identifiant le lagrangien on voit que les bosons W e Z acquièrent une masse tandis que le champ A_μ reste sans masse :

$$M_W = \frac{1}{2} v g_2, \quad M_Z = \frac{1}{2} v \sqrt{g_1^2 + g_2^2}, \quad M_A = 0 \quad (1.47)$$

et on a finalement en fonction de l'angle de Weinberg l'expression des bosons de jauge neutre :

$$A_\mu = B_\mu \cos\theta_W + W_\mu^3 \sin\theta_W \quad (1.48)$$

$$Z_\mu = -B_\mu \sin\theta_W + W_\mu^3 \cos\theta_W \quad (1.49)$$

avec $\cos\theta_W = \frac{M_W}{M_Z}$. Nous avons donc réussi en introduisant ce champ scalaire Φ à attribuer des masses aux bosons médiateurs W et Z.

Pour faire apparaître les masses des fermions, on introduit le lagrangien de Yukawa invariant sous $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$:

$$L_F = -\lambda_e \bar{L} \Phi e_R - \lambda_d \bar{Q} \Phi d_R - \lambda_u \bar{Q} \tilde{\Phi} u_R + h.c. \quad (1.50)$$

où $\tilde{\Phi} = i\tau_2 \Phi^*$, et on obtient les termes de masse suivants :

$$m_e = \frac{\lambda_e v}{\sqrt{2}}, \quad m_u = \frac{\lambda_u v}{\sqrt{2}}, \quad m_d = \frac{\lambda_d v}{\sqrt{2}}, \quad (1.51)$$

1.3.3 Masse du boson de Higgs

Examinons maintenant la partie du lagrangien qui concerne le boson de Higgs lui-même. Nous avons un terme cinétique $\frac{1}{2}(\partial_\mu H)^2$ provenant de la dérivée covariante et les termes de masse et d'autointeraction proviennent du potentiel scalaire $V(\Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda(\Phi^\dagger \Phi)^2$. En utilisant la relation $v^2 = -\mu^2/\lambda$:

$$V = -\frac{1}{2}\lambda v^2(v + H)^2 + \frac{1}{4}\lambda(v + H)^4 \quad (1.52)$$

Le lagrangien du boson de Higgs est :

$$V = \frac{1}{2}(\partial_\mu H)(\partial^\mu H) - V \frac{1}{2}(\partial^\mu H)^2 - \lambda v^2 H^2 - \lambda v H^3 + \frac{1}{4}\lambda H^4 \quad (1.53)$$

On identifie le terme de masse et on obtient :

$$\frac{1}{2}M_H^2 H^2 = \lambda v^2 H^2 \quad (1.54)$$

soit :

$$M_H^2 = 2\lambda v^2 = -2\mu^2 \quad (1.55)$$

On déduit la valeur de v , valeur attendue du vide, en fonction de la masse du W et de la constante de Fermi G_F :

$$M_W = \frac{1}{2}g_2 v = \frac{g_2}{2} \sqrt{\frac{1}{\sqrt{2}G_F}} \quad (1.56)$$

ce qui nous permet d'obtenir la valeur de l'énergie du vide :

$$v = \frac{1}{\sqrt{2}G_F} = 246 \text{ GeV} \quad (1.57)$$

1.4 Succès du Modèle Standard - Recherche du boson de Higgs.

Tous les paramètres du Modèle Standard, les trois constantes de couplage, les masses des bosons vecteurs W et Z , les masses des fermions, les angles de mélange des quarks etc... ont été mesurés avec une très grande précision dans les expériences comme le LEP, après le TeVatron et dans les usines à B. Leurs valeurs s'accordent bien aux prédictions du Modèle Standard ce qui constitue le grand succès de ce modèle. Un seul paramètre reste libre et n'a pas encore pu être mesuré, c'est la masse du boson de Higgs. En utilisant tous ces paramètres on peut calculer toutes les observables que l'on souhaite étudier et comparer à l'expérience. De plus les constantes de couplage électrofaible et forte sont suffisamment petites à haute énergie pour que les prédictions théoriques soient suffisamment précises à l'ordre le plus bas. Si on veut plus de précision il faut bien sûr prendre en compte les corrections radiatives d'ordres supérieurs. Nous allons voir que les calculs théoriques permettent également de poser des limites sur la masse du Higgs.

En plus des mesures de précision qui ont confirmé son succès, des programmes de recherche ont été menés pour tenter de découvrir le boson de Higgs directement et mesurer sa masse, mais sans succès. Ils ont permis de poser des limites directes et indirectes sur sa valeur.

1.4.1 La recherche du boson de Higgs et les limites actuelles sur sa masse

1.4.1.1 Limites théoriques

Plusieurs arguments théoriques permettent de contraindre la masse du Higgs si on tient compte de l'unitarité perturbative du Modèle Standard, de la trivialité et de la stabilité du vide.

Unitarité perturbative : La mécanique quantique est une théorie basée sur les probabilités. Par conséquent la somme des probabilités de toutes les possibilités doit être égale à 1. L'argument d'unitarité permet de donner une limite supérieure à la masse du boson de Higgs au-delà de laquelle la théorie n'est plus perturbative. Par exemple, si l'on considère la diffusion élastique des bosons vecteurs chargés $W^+W^- \rightarrow W^+W^-$, la section efficace augmente avec l'énergie, ce qui viole l'unitarité. L'introduction du mécanisme de Higgs permet de restaurer cette unitarité en intégrant à la section efficace des termes de couplage au boson de Higgs

On requiert que les contributions des différentes amplitudes de diffusion ne saturant pas l'unitarité, en d'autres termes que la probabilité totale n'excède pas 1 [19]. Les amplitudes de diffusion impliquant les bosons de jauge et de Higgs peuvent être décomposées grâce au théorème d'équivalence comme :

$$A = 16\pi \sum_{J=0}^{\infty} (2J+1) P_J(\cos\theta) a_J \quad (1.58)$$

où a_J est la J^{ime} fonction d'onde partielle et P_J le J^{ime} polynôme de Legendre. En utilisant l'orthogonalité des polynômes de Legendre, la section efficace peut être décomposée comme suit :

$$\sigma = \frac{16\pi}{s} \sum_{J=0}^{\infty} (2J+1) |a_J|^2 = \frac{1}{s} |A(\theta=0)|^2 = \frac{16\pi}{s} \sum_{J=0}^{\infty} (2J+1) Im(a_J) \quad (1.59)$$

On obtient la deuxième partie de l'égalité ci-dessus en appliquant le théorème optique (s est l'énergie dans le centre de masse). Cela amène aux conditions d'unitarité :

$$|a_J|^2 = Im(a_J) \Rightarrow |Re(a_J)|^2 + |Im(a_J)|^2 = Im(a_J) \Rightarrow |Re(a_J)|^2 + |Im(a_J - \frac{1}{2})|^2 = \frac{1}{4} \quad (1.60)$$

cette relation n'est rien d'autre que l'équation d'un cercle de rayon 1/2 et de centre (0,1/2) dans le plan $[Re(a_J), Im(a_J)]$. La partie réelle est donc comprise entre -1/2 et 1/2, ce qui implique : $|Re(a_J)| \leq \frac{1}{2}$.

Pour le canal $W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-$ et pour $s \gg m_h^2$, le mode $J=0$ est donné à l'ordre des arbres par :

$$a_0 = -\frac{m_h^2}{8\pi v^2} \quad (1.61)$$

Le fait de requérir que $|a_J| \leq 0.5$ permet de mettre une limite $m_h < 2\sqrt{\pi}v = 870$ GeV. L'amplitude de diffusion la plus divergente vient de $W_L^+ W_L^- + Z_L Z_L$ et implique $a_0 = -5m_h^2/64\pi v^2$ et $m_h < 780$ GeV.

Trivialité : La prise en compte des corrections radiatives d'ordres supérieurs dans la constante d'autocouplage du Higgs λ_H fait apparaître la dépendance en énergie de cette constante ("running coupling constant"). Nous allons voir que cette considération nous permet d'extraire une limite sur la masse du boson de Higgs [19]. Rappelons la forme du potentiel de Higgs :

$$V(\Phi) = -|\mu|^2(\Phi^\dagger\Phi) + \lambda(\Phi^\dagger\Phi)^2 \quad (1.62)$$

où

$$\Phi = \begin{pmatrix} \varphi_+ \\ \varphi_0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix} \quad (1.63)$$

dans la jauge unitaire. Si on considère la partie scalaire de la théorie, le couplage scalaire quartic évolue comme :

$$\frac{d\lambda}{dt} = \frac{3\lambda^2}{4\pi^2}, \quad o \quad t = \ln\left(\frac{Q^2}{Q_0^2}\right) \quad (1.64)$$

Q_0 est une échelle de référence qui peut être la valeur attendue du vide v . La solution de l'équation est :

$$\lambda(Q) = \frac{\lambda(Q_0)}{1 - \frac{3\lambda(Q_0)}{4\pi^2} \ln\left(\frac{Q^2}{Q_0^2}\right)} \quad (1.65)$$

Le dénominateur présente un pôle pour $Q_c = Q_0 e^{4\pi^2/3\lambda(Q_0)}$ qui doit être évité lors de la variation de la constante d'autocouplage. L'argument de trivialité postule que pour demeurer perturbatif à toutes les échelles λ doit être nul, ce qui impliquerait que le Higgs ait une masse nulle et aussi que la théorie deviendrait triviale car non interactive. Cependant on peut aussi établir un domaine de validité du Modèle Standard c'est-à-dire trouver une énergie de coupure Q_c en dessous de laquelle λ reste fini. On note Λ cette coupure, on a alors :

$$\frac{1}{\lambda(\Lambda)} = \frac{1}{\lambda(v)} - \frac{3}{4\pi^2} \ln \frac{\Lambda^2}{v^2} \quad (1.66)$$

Pour que $\lambda(\Lambda)$ reste fini on déduit :

$$\lambda(v) \leq \frac{4\pi^2}{3 \ln\left(\frac{\Lambda^2}{v^2}\right)} \implies m_h^2 = 2\lambda v^2 < \frac{8\pi^2 v^2}{3 \ln\left(\frac{\Lambda^2}{v^2}\right)} \quad (1.67)$$

Au final on a

$$m_h < 160 \text{ GeV} \quad \text{pour} \quad \Lambda = 10^{16} \text{ GeV} \quad (1.68)$$

Stabilité du vide : L'argument de stabilité du vide est basé sur le fait que le potentiel de Higgs doit toujours être limité pour ses valeurs minimales. Cela signifie que $\lambda(Q)$ doit toujours être positif et cela induit une limite inférieure à la masse du Higgs. En effet si λ devient trop petit la contribution du quark top deviendra dominante et λ pourra acquérir des valeurs négatives, le vide deviendrait alors instable en n'ayant pas de minimum. Pour des petites valeurs de λ on a [19] :

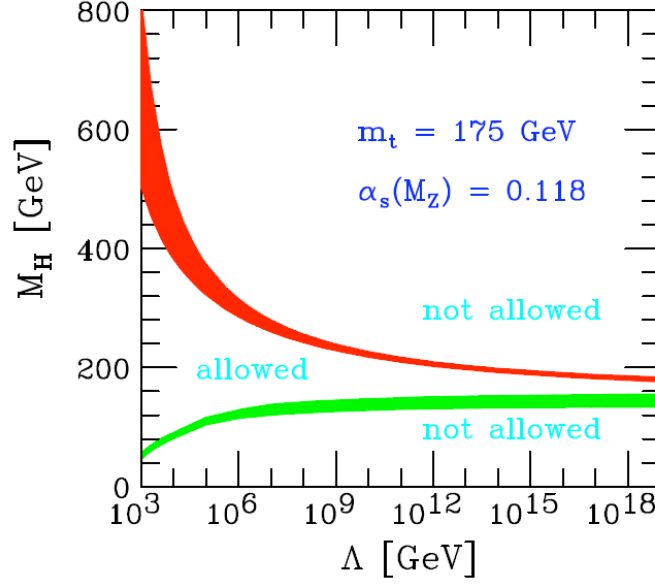


Figure 1.2 – *Prédictions théoriques de la masse possible du boson de Higgs en fonction de l'échelle d'énergie d'apparition de nouvelle physique si l'on tient compte des arguments de stabilité du vide (limite verte) et de trivialité (limite rouge)*

$$\frac{d\lambda}{dt} \cong \frac{1}{16\pi^2} [-12h_t^4 + \frac{3}{16} \{2g_2^4 + (g_1^2 + g_2^2)^2\}] \quad (1.69)$$

En intégrant on obtient :

$$\lambda(\Lambda) = \lambda(v) + \frac{1}{16\pi^2} [-12h_t^4 + \frac{3}{16} \{2g_2^4 + (g_1^2 + g_2^2)^2\}] \ln(\frac{\Lambda^2}{v^2}) \quad (1.70)$$

Pour que $\lambda(\Lambda)$ reste positif la masse du boson de Higgs doit satisfaire la relation :

$$m_h^2 > \frac{v^2}{8\pi^2} [12h_t^4 - \frac{3}{16} \{2g_2^4 + (g_1^2 + g_2^2)^2\}] \quad (1.71)$$

On obtient ainsi une limite inférieure sur la masse du Higgs. On obtient aisément :

$$m_h > 134 \text{ GeV} \quad \text{pour} \quad \Lambda = 10^{16} \text{ GeV} \quad (1.72)$$

et

$$m_h > 50.8 + 0.64(m_t - 173.1) \text{ GeV} \quad \text{pour} \quad \Lambda = 1 \text{ TeV} \quad (1.73)$$

Si on considère les arguments de trivialité et de stabilité du vide on voit que plus l'échelle de nouvelle physique est élevée, plus la contrainte sur la masse du Higgs est forte. Ainsi pour une nouvelle physique apparaissant à 10 TeV elle peut valoir entre 90 et 400 GeV, tandis que si une nouvelle physique apparaît à 10^{19} GeV elle sera comprise entre 130 et 190 GeV environ.

1.4.1.2 Limites expérimentales

Limites directes Le boson de Higgs a été recherché activement au collisionneur LEP dans les années 1990. Le LEP était un collisionneur e^+e^- , ce qui permettait de connaître avec précision l'énergie du centre de masse des collisions, en faisant un instrument de recherche et d'étude de grande précision.

Le Higgs fut d'abord cherché dans la région de masse de résonnance du Z en production de Higgs-strahlung $ee \rightarrow Z^*H \rightarrow ZH$ (diagramme 1.3), c'est-à-dire un Z "rayonnant" un Higgs. Ce mode de recherche a permis d'explorer les régions de très basse masse du Higgs en mesurant l'énergie de recul qu'aurait eu les Z s'ils avaient émis un Higgs. Il fut aussi recherché dans le canal de désintégration $H \rightarrow b\bar{b}$ qui a le rapport d'embranchement le plus élevé pour des petites masses (nous allons le voir plus en détail dans la partie suivante). Ce canal a cependant le désavantage de souffrir d'un très grand bruit de fond hadronique et son étude est difficile.

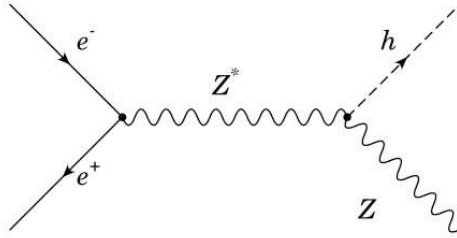


Figure 1.3 – *Diagramme de Feynman de la production du boson de Higgs par Higgs-strahlung*

Dans la phase 1 de LEP, aucun signal ne fut détecté dans aucune des quatre expériences : ALEPH, DELPHI, OPAL, et L3. Dans la phase LEP2 furent produites des collisions jusqu'à 209 GeV dans le centre de masse. Le processus de Higgs-strahlung est alors le mode de production le plus important. On produit un Z virtuel, hors de sa couche de masse, qui se désintègre en un Z réel et un Higgs. Plusieurs états finaux furent étudiés et finalement la combinaison des résultats des différentes expériences conduit à une limite d'exclusion à 95% de niveau de confiance de :

$$m_H > 114.4 \text{ GeV} \quad (1.74)$$

Cette limite aurait dû être de 115.3 GeV mais un excès de 2.9σ (après réanalyse il fut estimé en fait à 1.7σ) a été observé dans ALEPH. Cet excès n'est pas suffisant pour conclure à une découverte (qui nécessite 5σ) ou une évidence (3σ).

Dernièrement les expériences du TeVatron, D0 et CDF, ont accumulé suffisamment de statistique pour poser à leur tour des limites directes sur la masse du Higgs. La particule y est recherchée en association avec les bosons vecteurs W et Z ($ZH \rightarrow l\bar{l}b\bar{b}$ et $WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$), et dans sa désintégration en deux bosons W qui bénéficie d'un très fort rapport d'embranchement pour des masses supérieures à 130 GeV. La figure 1.4 montre la limite à 95% de production du Higgs en fonction de m_H obtenue par combinaison des résultats de D0 et CDF, en incluant les canaux $H \rightarrow WW$, $WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$, $ZH/WH \rightarrow MET b\bar{b}$ ⁵, $ZH \rightarrow l\bar{l}b\bar{b}$, $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow \tau\tau$, $ZH/WH \rightarrow qq b\bar{b}$, $H \rightarrow b\bar{b}$ et ttH . On voit que la région

5. MET = énergie transverse manquante

entre 158 et 175 GeV est exclue à 95% de C.L. Il est à noter que la région de plus basse masse est difficile à étudier à cause de l'environnement hadronique de la machine.

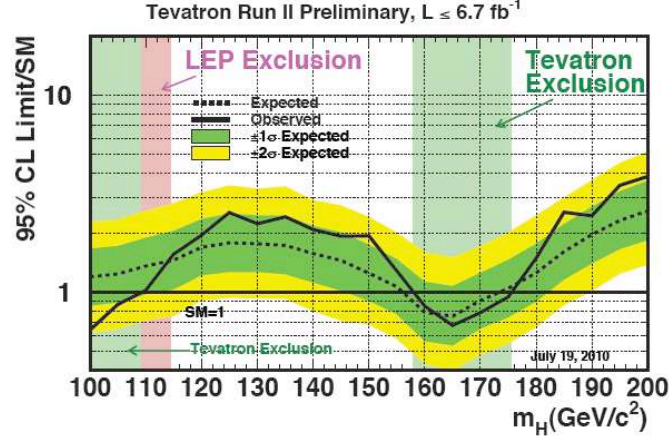


Figure 1.4 – Limites d'exclusion à 95% de CL du TeVatron sur la section efficace de production du Higgs par rapport à la section efficace du Modèle Standard [25]

Limites indirectes Les limites indirectes sur m_H viennent des mesures de haute précision des paramètres du Modèle Standard effectuées jusque maintenant au LEP, au SLC et au TeVatron. Les calculs ont été réalisés au delà de l'ordre des arbres, tenant compte des corrections radiatives. Ces corrections dépendent de la masse du Higgs et ces mesures de précision permettent donc de contraindre indirectement la valeur de m_H . Nous avons vu précédemment que le seul paramètre libre du Modèle Standard est m_H . Il a été procédé à un ajustement global des paramètres connus du Modèle Standard en fonction de la masse du Higgs. On voit figure 1.5 le $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi^2_{min}$ en fonction de m_H , et la valeur la plus probable donnée par cet ajustement est voisine de 100 GeV. Cet ajustement favorise donc des masses peu élevées. Les régions directement exclues par l'expérience y sont aussi identiques.

1.4.2 Production du boson de Higgs dans les collisionneurs hadroniques

La section efficace de production du boson de Higgs dépend du type de collisions effectuées, de leur énergie, du type de particules mises en jeu lors des collisions, et de la masse du boson de Higgs.

Dans les collisions pp ou $p\bar{p}$ à haute énergie, le boson de Higgs peut être produit par différents processus :

- la fusion de gluons principalement
- la fusion de bosons vecteurs
- la production associée avec un boson W ou Z , nommée Higgsstrahlung
- la production associée à une paire de quarks.

Les diagrammes de Feynman de ces différents processus sont donnés figure 1.6.

La figure 1.7 montre la section efficace de production du boson de Higgs en fonction de m_H pour le TeVatron et le LHC. D'une manière générale, la fusion de gluons domine

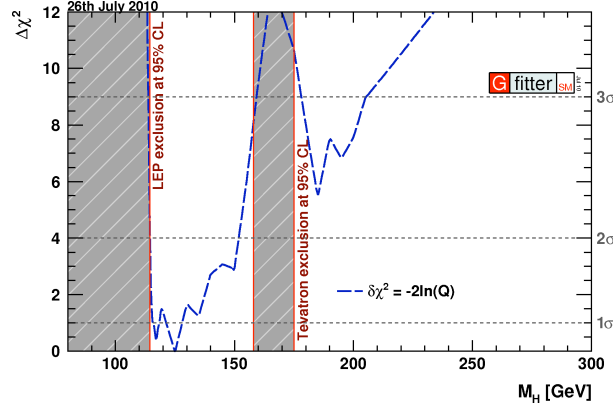


Figure 1.5 – χ^2 de l'ajustement global du Modèle Standard prenant en comptes toutes les mesures de précisions disponibles à ce jour en fonction de m_H , effectué avec Gfitter [23]

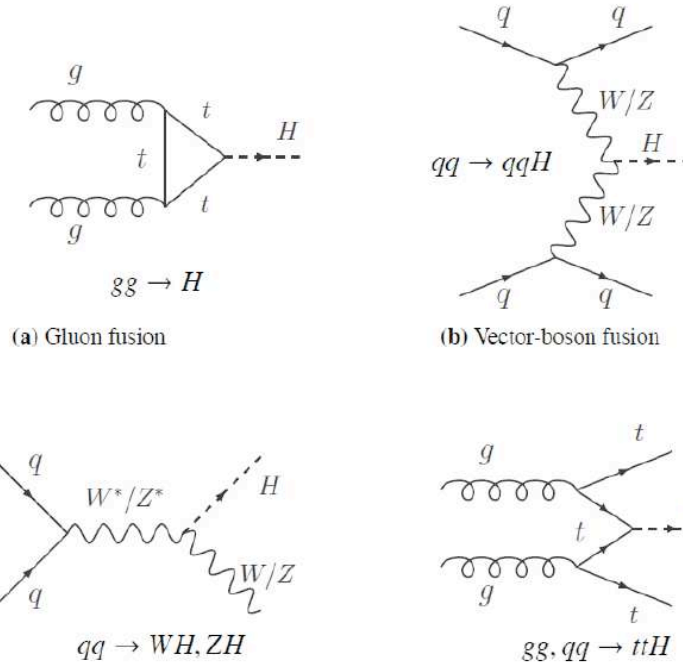


Figure 1.6 – Diagrammes de Feynman des différents modes de production du boson de Higgs dans les collisionneurs hadroniques.

largement. Au LHC, pour les collisions à 14 TeV, elle est supérieure de plus d'un ordre de grandeur à celle du TeVatron à son énergie nominale de 1.96 TeV.

Ensuite au Tevatron la diffusion $q\bar{q}$ domine sur la diffusion qq à cause de la composition du faisceau ($p\bar{p}$). Au LHC la situation est inversée et la diffusion qq est favorisée. La conséquence majeure de cela est que la production par fusion de bosons vecteurs est nettement favorisée au LHC, juste après la fusion de gluons. La recherche du boson de Higgs par sa production en fusion de bosons vecteurs est facilitée par une bonne suppression du bruit de fond, les deux quarks produits avec le boson de Higgs étant émis à grande rapidité. C'est une production à topologie claire qui permet une très bonne discrimination du bruit.

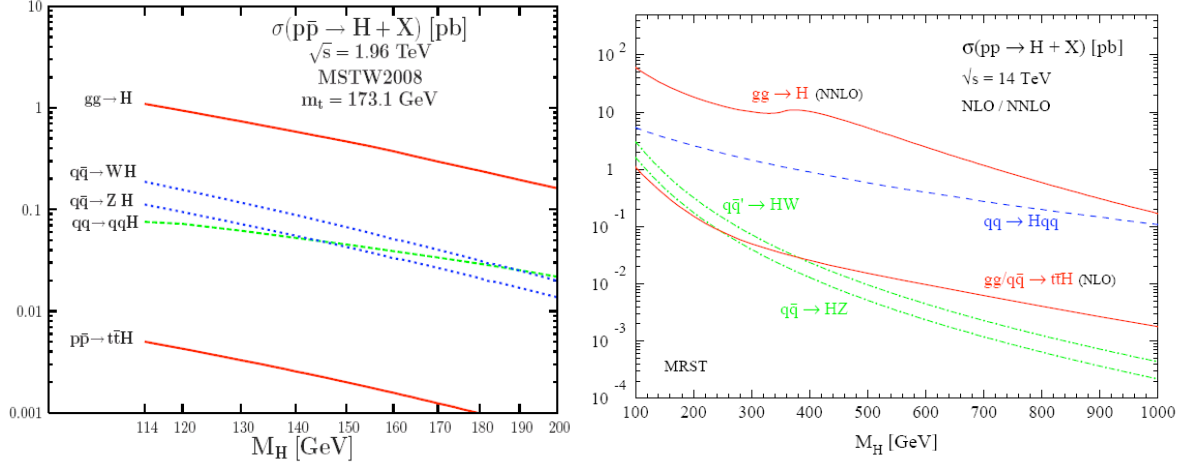


Figure 1.7 – Section efficace de production du boson de Higgs au TeVatron à gauche pour une énergie dans le centre de masse de 1.96 TeV pour des collisions $p\bar{p}$ et au LHC à droite pour une énergie de 14 TeV dans le centre de masse des collisions pp [24] [26] .

Pour calculer les sections efficaces de production du boson de Higgs dans ses différents modes, différents générateurs Monte-Carlo sont disponibles. Ils diffèrent par les ordres de grandeur considérés de corrections radiatives, NLO ou NNLO (*next to leading order* et *next to next to leading order*), et aussi par le type des données qu'ils ont exploitées dans leurs ajustements. Dans ATLAS, les plus couramment utilisés sont [27] :

- MSTW08 : utilise toutes les données disponibles. Ce code est le plus à jour concernant les données de jets du Tevatron mais n'utilise pas les combinaisons les plus récentes de résultat d'HERA. Il inclut les PDF⁶ à l'ordre des arbres ainsi qu'au premier et second ordre des perturbations ;
- CTEQ6.6 : très similaire à MSTW08 mais n'inclut pas toutes les données Tevatron sur les jets. Les PDF au premier ordre sont incluses. La version CT10 inclue les combinaisons de données de HERA et d'avantage de données Tevatron.

L'ordre de grandeur sur les prédictions théoriques varient de 10 à 40% environ en fonction de l'échelle d'énergie des calculs, de la valeur de α_s et des PDF prises en compte figure 1.8.

1.4.2.1 Modes de désintégration et potentiel de découverte dans ATLAS

La figure 1.9 montre les rapports d'embranchement des différents modes de désintégration du Higgs. Le Higgs se couple préférentiellement aux particules les plus massives, donc les rapports d'embranchement les plus importants seront pour les particules les plus lourdes. Ainsi à basse masse, le canal en $b\bar{b}$ est largement dominant, suivi du $\tau\bar{\tau}$ et du $c\bar{c}$, mais ce sont des états finaux avec énergie manquante et fort bruit hadroniques, donc difficiles à étudier. Ensuite apparaît, entre 80 GeV et 120 GeV environ le canal en

6. PDF= *Parton Density Fonction*, fonction de densité de partons

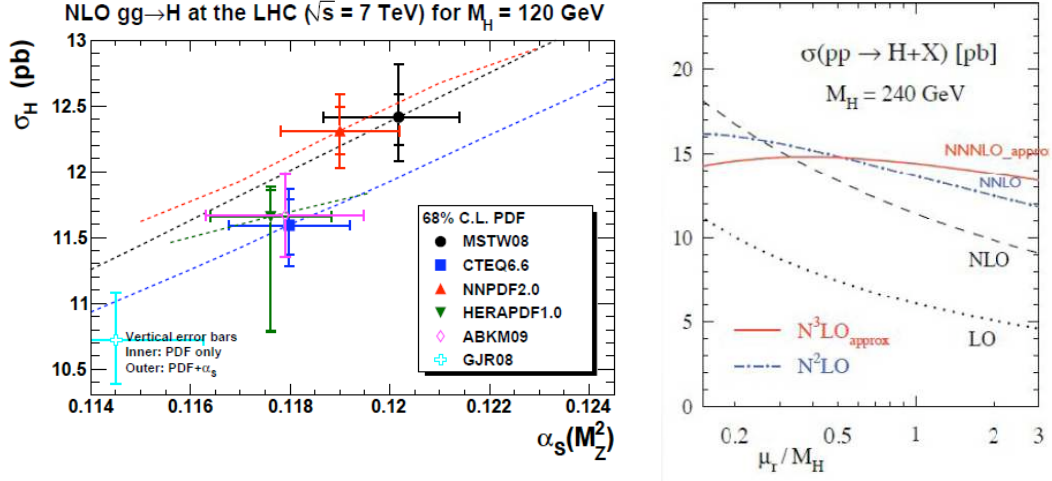


Figure 1.8 – Valeur de la section efficace de production d'un boson de Higgs de masse 120 GeV pour les différents types de générateurs Monte-Carlo (gauche) [27]. Section efficace de production d'un boson de Higgs de 240 GeV en fonction de l'énergie pour les différents ordres de la théorie des perturbations considérés [28] (droite)

deux photons qui a lui un signal très clair avec deux photons dans l'état final. Une telle signature, même dans un environnement avec événements sous-jacents riches, reste relativement isolée et "facilement" identifiable. On appelle ce canal "golden channel" pour les faibles masses.

Puis pour les masses supérieures à 130 GeV, les canaux en $H \rightarrow W^+W^- \rightarrow l\nu l\nu$ et $H \rightarrow ZZ(*) \rightarrow 4l$ sont largement dominants. Le canal en W^+W^- a un rapport d'embranchement plus élevé que le canal en ZZ^* . En effet la largeur partielle de désintégration du Higgs en bosons de jauge réels : $H \rightarrow VV$ où $V=W$ ou Z est donnée par la relation suivante :

$$\Gamma(H \rightarrow VV) = \frac{G_\mu M_H^3}{16\sqrt{\pi}} \delta_V \sqrt{1-4x}(1-4x+12x^2), x = \frac{M_V}{M_H} \quad (1.75)$$

avec $\delta_W = 2$ et $\delta_Z = 1$. Pour des masses suffisamment grandes du Higgs, quand les facteurs d'espace des phases peuvent être négligés, la largeur de désintégration du canal en WW est deux fois plus grande que la largeur pour le canal en ZZ , et les rapports d'embranchement des deux canaux sont respectivement $2/3$ et $1/3$ quand aucun autre canal n'est ouvert cinématiquement.

Le W^+W^- est un peu plus compliqué à étudier à cause des neutrinos que l'on ne détecte pas dans l'état final. En revanche le canal en $ZZ(*)$ est très prometteur car il a un signal clair de quatre leptons isolés. Il est très peu bruité et son rapport d'embranchement augmente avec la masse du Higgs ce qui en fait un "golden channel". On voit que vers 160 GeV le rapport d'embranchement chute au profit du canal en W^+W^- , cela correspond à la région où les deux W sont sur leur couche de masse, réels, et ont donc la plus grande probabilité d'être produits. Le rapport d'embranchement du canal $ZZ(*)$ augmente à nouveau ensuite quand on se rapproche de la région où les deux Z sont réels, sur leur couche de masse. Nous allons étudier ce mode de désintégration plus en détail

au chapitre 4. Finalement à très haute masse s'ouvre le canal en $t\bar{t}$.

La figure 1.10 montre la signification statistique attendue pour des collisions de 14 TeV dans le centre de masse pour les deux "golden channel" cités précédemment : $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow ZZ(*) \rightarrow 4l$. On voit qu'avec une luminosité intégrée de $100 fb^{-1}$ toute la région en masse permise par les limites actuelles peut être explorée et que si le boson de Higgs existe il sera découvert.

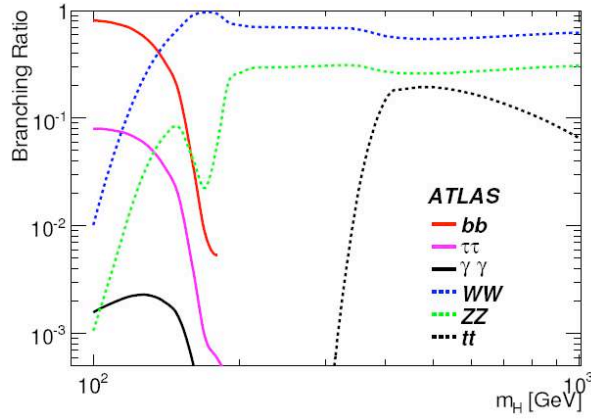


Figure 1.9 – Rapports d'embranchements des différents modes de désintégration du Higgs en fonction des masses possibles.

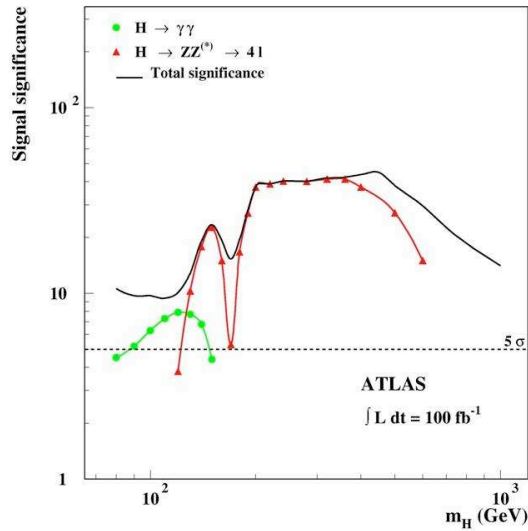


Figure 1.10 – Signification statistique en fonction de la masse du Higgs pour les deux canaux $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow ZZ(*) \rightarrow 4l$ pour une énergie de 14 TeV dans le centre de masse et une luminosité de $100 fb^{-1}$.

Les figures 1.11 donnent les processus physiques produits en fonction de la section efficace totale pour le Tevatron et le LHC (à une énergie de fonctionnement de 7 TeV dans le centre de masse). Désormais, le Tevatron a accumulé des données pour explorer

dix ordres de grandeur de sections efficaces de production de processus physiques, et peut enfin avoir accès aux domaines de production du boson de Higgs et de nouvelle physique après avoir observé les premiers évènements ZZ. Le LHC s'en rapproche à grande vitesse avec les premiers évènements di-top observés, et nécessite de 50 à 100 pb⁻¹ pour observer les premiers évènements WW.

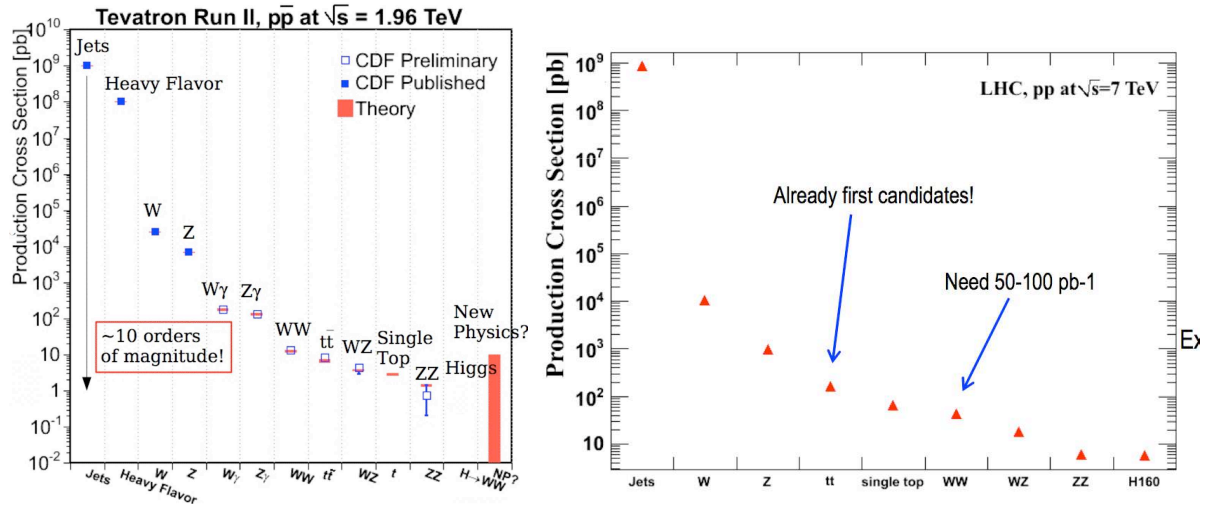


Figure 1.11 – Section efficaces de production des différents processus physiques au Tevatron (gauche) [29] et au LHC pour des collisions à 7 TeV (droite) [30]

Chapitre 2

Le détecteur ATLAS

2.1 Le LHC

Le LHC (Large Hadron Collider ou grand collisionneur de hadrons) est l'accélérateur de particules le plus grand (27km de circonférence) et le plus puissant jamais construit. Il est situé près de Genève à la frontière franco-suisse au CERN¹. C'est un collisionneur circulaire conçu pour accélérer des protons à une énergie nominale de 7 TeV et produire ainsi des collisions à 14 TeV dans le centre de masse. Il succède au LEP qui fut en fonctionnement pendant les années 90 et au TeVatron qui est encore en fonctionnement. L'accès à ces très hautes énergies est rendu possible grâce à l'utilisation d'aimants supraconducteurs fonctionnant à une température de 1.9K .

La chaîne d'accélération est schématisée figure 2.1. Avant d'arriver dans le LHC les protons suivent toute une chaîne d'accélération. Ils sont produits à partir d'hydrogène dont on extrait les protons à l'aide d'un fort champ magnétique, ensuite ils sont accélérés dans un Linac qui les porte à l'énergie de 50 MeV, ensuite le Booster les accélère à 1 GeV, puis le PS (proton-synchrotron) les amène à 26 GeV et le SPS à 450 GeV, énergie à laquelle les protons sont injectés dans le LHC.

Le LHC est entré en fonctionnement le 10 septembre 2008, mais quelques jours après ce démarrage un problème technique important contraint à sa fermeture pour réparations pendant plus d'un an. Dans le secteur 3-4, des connections entre dipôles n'avaient pas encore été testées à leur intensité nominale de 9.3 kA. En procédant à la dernière étape de test, à l'intensité de 8.7 kA une zone résistive s'est développée dans une interconnexion entre deux dipôles créant un arc électrique qui a provoqué le réchauffement et la détente brutale de l'hélium refroidit. S'en suivirent 14 mois de réparations avec le remplacement de 14 quadrupôles et 39 dipôles entre autres, et l'installation d'un nouveau système de protection contre les quench dans les interconnexions [31]. Finalement en octobre 2009 on redémarré la machine et après quelques semaines de réglages du faisceau, les premières collisions à 900 GeV furent réalisées en Novembre. Le 30 Mars 2010 le programme de physique débuta alors que les premières collisions à 7 TeV furent réussies (3.5 TeV par faisceau), énergies encore jamais produites dans le monde. Après les travaux présentés au workshop de Chamonix 2010 [32], les responsables de la machine en accord avec les expériences ont décidé de fonctionner pendant deux ans à cette énergie car d'autres

1. Comité Européen pour la Recherche Nucléaire

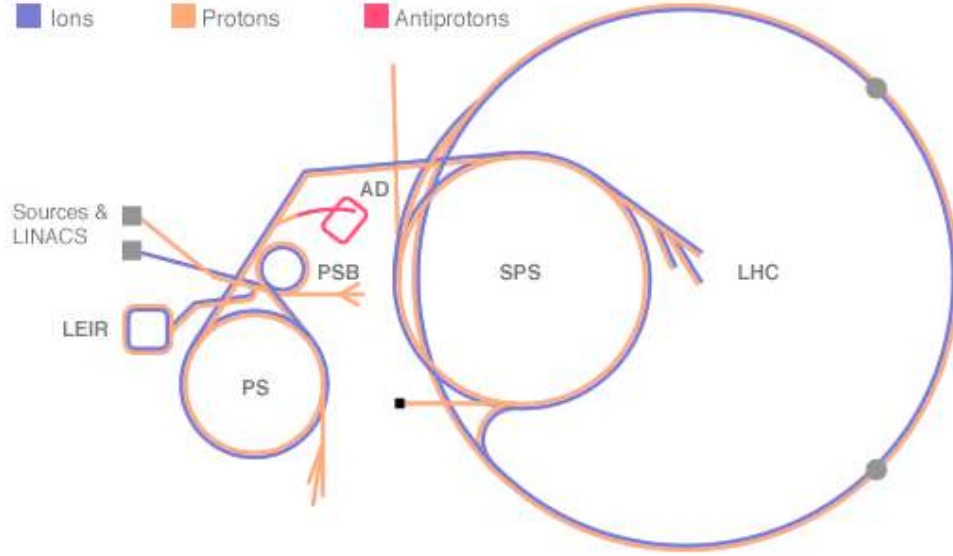


Figure 2.1 – *Schéma de la chaîne d'accélération du LHC*

fragilités potentielles ont été décelées, nécessitant des modifications plus importantes de la machine. Un effort important est mené pour augmenter la luminosité du faisceau. A l'issue de ce programme en 2011, il est prévu d'arrêter à nouveau la machine en vue de faire les réparations nécessaires pour espérer monter à 14 TeV. Il est prévu d'ici 2011 d'accumuler de l'ordre de 1 fb^{-1} . La luminosité est le nombre d'interactions produites par seconde et par surface, elle est donnée par la formule :

$$L = \frac{N_b^2 n_b f_{rev} \gamma}{4\pi \epsilon_n \beta^*} F \quad (2.1)$$

où :

- N_b est le nombre de protons par paquet,
- n_b le nombre de paquets par faisceau,
- f_{rev} la fréquence de révolution,
- γ le facteur relativiste γ ,
- ϵ_n l'émittance transverse normalisée du faisceau (3.75)
- β^* la fonction beta au point de collision (0.55 m)
- F est un facteur de réduction lié à l'angle de croisement des faisceaux ($285 \mu\text{rad}$) et l'excentrage du point de collision. Ce facteur vaut approximativement 0.9.

La luminosité est mesurée par les détecteurs LUCID et ALFA dans ATLAS, TOTEM dans CMS. TOTEM est en fonctionnement permanent lors des collisions du LHC grâce à sa sensibilité aux diffusions élastiques et inélastiques. Cela permet une mesure constante de la luminosité absolue dans CMS. LUCID mesure la luminosité relative et à terme devra être calibré par ALFA, qui est actuellement en cours d'installation, et qui est sensible aux diffusions élastiques.

Les caractéristiques techniques du LHC sont données tableau 2.1. A ce jour, la luminosité maximale à 3.5 TeV par faisceaux atteinte est de l'ordre de $3.10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ et le faisceau a été maintenu stable en mode collision pour une durée de 30 heures.

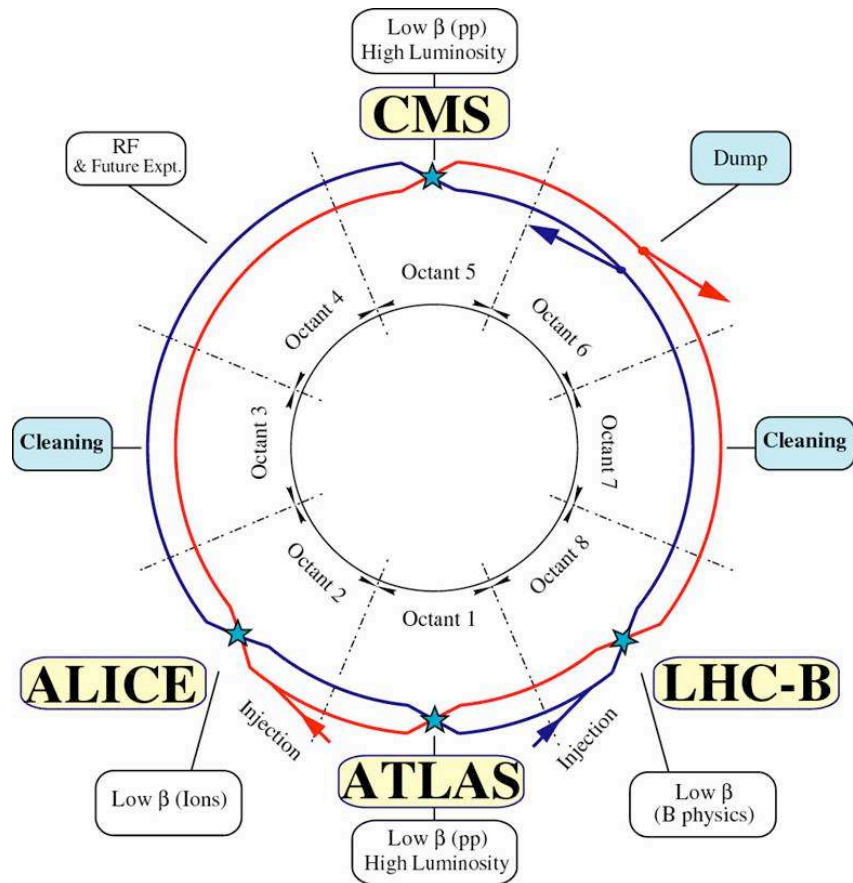


Figure 2.2 – Schéma du LHC avec ses quatre détecteurs : ATLAS, LHCb, CMS et ALICE

Caractéristiques	nominal	actuel
Circonférence	26.7 km	
Energie par faisceau	7 TeV	3.5 TeV
Energie à l'injection	450 GeV	450 GeV
Luminosité ($cm^{-2}s^{-1}$)	10^{34}	3×10^{30}
Temps de vie de la luminosité	10 h	autant possible
Temps de vie du faisceau	22 h	autant que possible
Nombre de paquets	2808	24
Nombre de protons par paquets	10^{11}	2.4×10^{12}
Intervalle entre chaque paquet	25 ns - 7.5 m	50 ns - 15 m
Longueur d'un paquet	7.55 cm	7.55 cm
Taille transverse du faisceau au point d'interaction	$16.7 \mu m$	$16.7 \mu m$
β^*	0.55 m	3.5 m

Tableau 2.1 – *Caractéristiques principales du LHC*

La schéma 2.2 montre la disposition des quatre expériences du LHC aux points de collision de l'accélérateur. Les expériences ATLAS et CMS sont généralistes. Elles ont été conçues pour la recherche du boson de Higgs et aussi de nouvelle physique. Elles sont élaborées de manière à récupérer le plus d'informations possible sur ce qui est produit dans les collisions à des énergies inégalées. L'expérience LHCb a pour but d'étudier l'asymétrie matière anti-matière ainsi que des processus de physique rares dans la désintégration des mésons B. L'expérience ALICE a pour but d'étudier le plasma de quarks-gluons lors des collisions de protons mais surtout lors des collisions d'ions lourds de plomb.

2.2 Le détecteur ATLAS : généralités

L'expérience ATLAS (A toroidal LHC ApparatuS) est conçue pour la recherche et la détection de nouvelles particules (Higgs, Super symétrie...), ainsi que pour l'étude précise de particules déjà découvertes. C'est par conséquent une expérience généraliste et cette volonté de mesurer avec une grande précision une gamme d'événements très variés et d'énergies très différentes a guidé son élaboration.

ATLAS a pour but l'exploration du secteur électrofaible de la physique des particules avec notamment la recherche du boson de Higgs. Les états finaux de la désintégration du Higgs sont très variés et ont servi à définir les performances du détecteur. En effet lors de leur désintégration les bosons de Higgs produiront des photons, des électrons, des muons, des jets, des leptons τ , des quarks b, des neutrinos autant de particules nécessitant des systèmes de détections différents et complémentaires. Des signatures de nouvelle physique seront également recherchées : des particules supersymétriques avec énergie transverse manquante, des excitations de modes de Kaluza-Klein.

Des mesures de précision sur le Modèle Standard seront aussi programmées par

exemple sur la masse du quark top (le LHC est une "usine" à quarks top avec une production d'environ 10 quarks top par seconde dans les conditions nominales de fonctionnement), la masse des bosons W et leur section efficace. Ces mesures de précision permettront comme nous l'avons vu au chapitre précédent de contraindre la masse du boson de Higgs et aussi de tester la consistance du Modèle Standard.

Les conditions de fonctionnement du détecteur ont aussi contraint fortement son élaboration. Les collisions protons-protons produisent un environnement de fortes radiations dans la caverne. L'électronique du détecteur a donc été élaborée pour avoir une très bonne tenue aux radiations. De même, à haute luminosité ($10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) environ 23 évènements par collisions se superposent ce qui impose d'avoir une bonne segmentation ainsi qu'une bonne résolution en temps. Pour maîtriser tout ce qui se passe lors des collisions une bonne acceptance tant longitudinale, en rapidité, qu'azimutale sont nécessaires. Des bonnes résolutions en énergie dans les calorimètres ainsi qu'en mesure d'impulsion dans les détecteurs de traces sont nécessaires sur une large gamme d'énergie (de quelques GeV à quelques TeV soit sur 3 ordres de grandeur). Un système de déclenchement très performant est aussi nécessaire pour la détection des processus physiques rares qui nous intéressent. On voit par exemple figure 2.3 que la section efficace de production du boson de Higgs est plus petite de 10 ordres de grandeurs de la section efficace protons-protons.

La figure 2.4 montre une vue globale du détecteur ATLAS. Il a une forme cylindrique centrée sur l'axe des faisceaux et sur le point de collision. Il est composé de couches successives de différents détecteurs, comme des pelures d'oignons. Chacune de ces couches permet l'identification et la mesure des caractéristiques des particules. Les premières couches sont les détecteur de traces. Ils sont plongés dans le champ magnétique de 2T généré par l'aimant solénoïde. Ils servent à mesurer les trajectoires des particules chargées, donc leur impulsion et leur charge. Les particules neutres ne laissent pas de signal dans cette partie. Ensuite le calorimètre électromagnétique mesure l'énergie des particules électromagnétiques en les absorbant. Les hadrons, plus lourds, sont absorbés dans le calorimètre hadronique qui mesure leur énergie. Les seules particules détectables à ne pas être arrêtées par ce dispositif sont les muons. Des spectromètres à muons forment donc la dernière couche de détecteur avec en leur sein un aimant toroïde supraconducteur pour séparer les muons positifs des négatifs et mesurer leur impulsion. Les neutrinos ne sont pas détectés mais on peut déduire leurs caractéristiques cinématiques de la mesure d'énergie transverse manquante.

Les coordonnées utilisées dans ATLAS sont la direction Z, longitudinale par rapport au faisceau. Le plan (x,y) est orthogonal à l'axe z, l'axe x pointant vers le centre de l'anneau et l'axe y vers la surface à la verticale. L'angle azimutal ϕ caractérise l'angle dans le plan (x,y). L'angle θ est l'angle que fait la particule par rapport à l'axe z. On définit la pseudo rapidité par :

$$\eta = -\ln\left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right) \quad (2.2)$$

D'une manière générale on utilise les coordonnées (η, ϕ) pour caractériser le détecteur et les particules dans l'espace.

Les performances en terme de résolutions des différents sous-détecteurs sont résumées dans le tableau 2.2 :

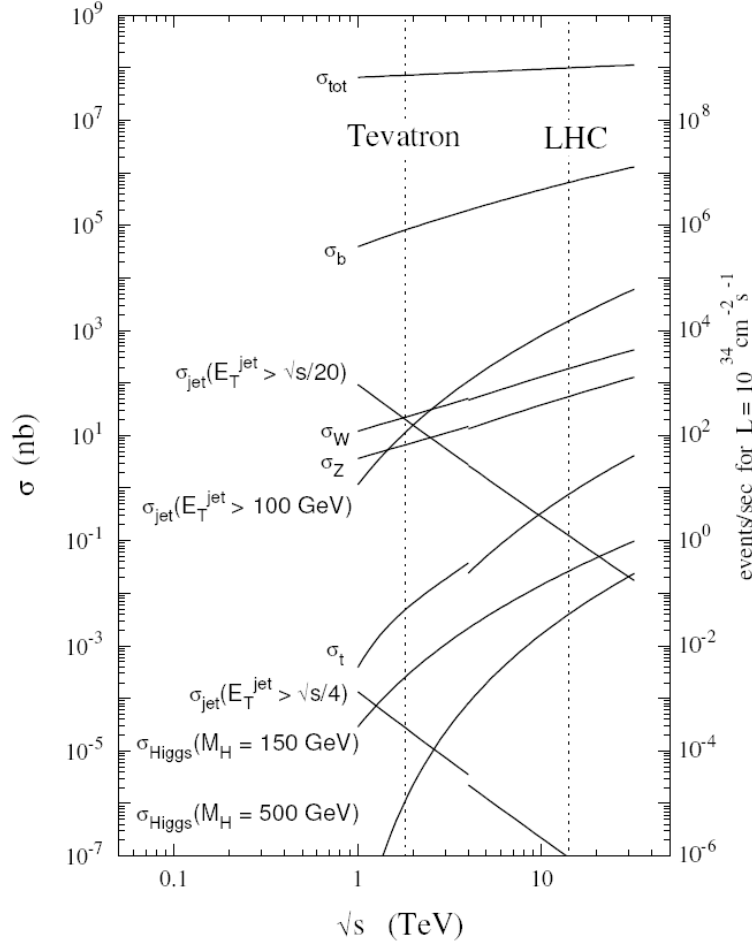


Figure 2.3 – *Section efficace de production de divers processus physiques en fonction de l'énergie dans le centre de masse des collisions*

2.3 Le détecteur interne de traces [33] [39]

A luminosité nominale, environ 1000 particules chargées seront produites à chaque croisement de faisceaux, soit toutes les 25 ns. Le détecteur interne a été conçu afin de permettre une bonne mesure des traces des particules, de leur trajectoire et donc de leur impulsion, et de reconstruire la position de leur vertex de production. Il entoure le tube du faisceau du LHC qui a un rayon de 36 mm et il est immergé dans le champ magnétique de 2 teslas du solénoïde. Les trajectoires des particules chargées sont ainsi courbées pour permettre la mesure de la charge. Les matériaux utilisés dans les détecteurs de traces doivent permettre aux particules de déposer du signal sur leur passage en minimisant la perte d'énergie au contact de la matière en amont du calorimètre et limiter le démarrage de la gerbe électromagnétique.

Le détecteur interne est composé de trois sous-détecteurs, en partant du centre : le trajectographe à pixels puis à micropistes de silicium (SCT²) en combinaison avec un détecteur à rayonnement de transition (TRT³) à pailles. Ils ont une très haute granularité

2. SiliCon Tracker

3. Transition Radiation Tracker

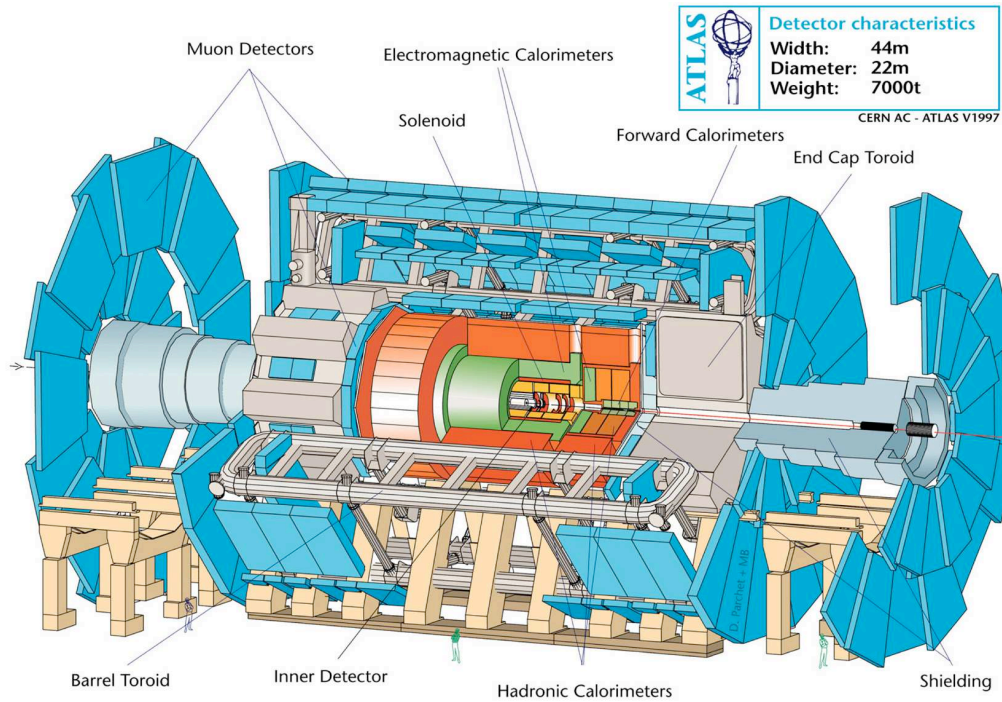


Figure 2.4 – Schéma du détecteur ATLAS [38]

pour séparer au mieux les nombreuses traces laissées par les particules.

Les pixels et le SCT sont des détecteurs de haute précision et couvrent une acceptance de $|\eta| < 2.5$. Le TRT couvre une région plus petite d'acceptance $|\eta| < 2$. Ils ont une fine granularité pour bien séparer les traces et reconstruire les vertex primaires et secondaires avec une bonne précision. Cela permet de reconnaître les processus à l'origine des particules, par exemple de distinguer un électron produit au vertex primaire ou par la désintégration d'un méson b . Le détecteur interne est schématisé figure 2.5.

2.3.1 Le détecteur à pixels

Le détecteur à pixel est le plus proche du faisceau avec un rayon interne de 51mm. Il a une fine granularité. Il est composé de pixels en silicium semi-conducteur de $50 \times 400 \mu\text{m}^2$ et est segmenté en $R-\phi$ et z . Dans la partie tonneau il est composé de 3 couches dont la première est amovible : c'est le "vertexing-layer" ou "B-layer" car sa fonction est d'identifier les vertex de désintégration des quarks b . Les deux autres couches sont situées à 88.5 et 122.5 mm respectivement.

Dans la partie bouchon il est composé de trois disques de chaque côté centrés sur le faisceau, situés entre 495 et 650 mm du point d'interaction en z , de rayons compris entre 90 et 150 mm. En tout le détecteur à pixels est composé de 0.8×10^8 canaux de détection. La résolution est de $10 \mu\text{m}$ en $R-\phi$ et $115 \mu\text{m}$ en z .

Pour réduire les dommages engendrés par le très fort niveau de radiation et assurer les performances optimales le détecteur à pixels est maintenu à une température comprise entre -5° et -10° .

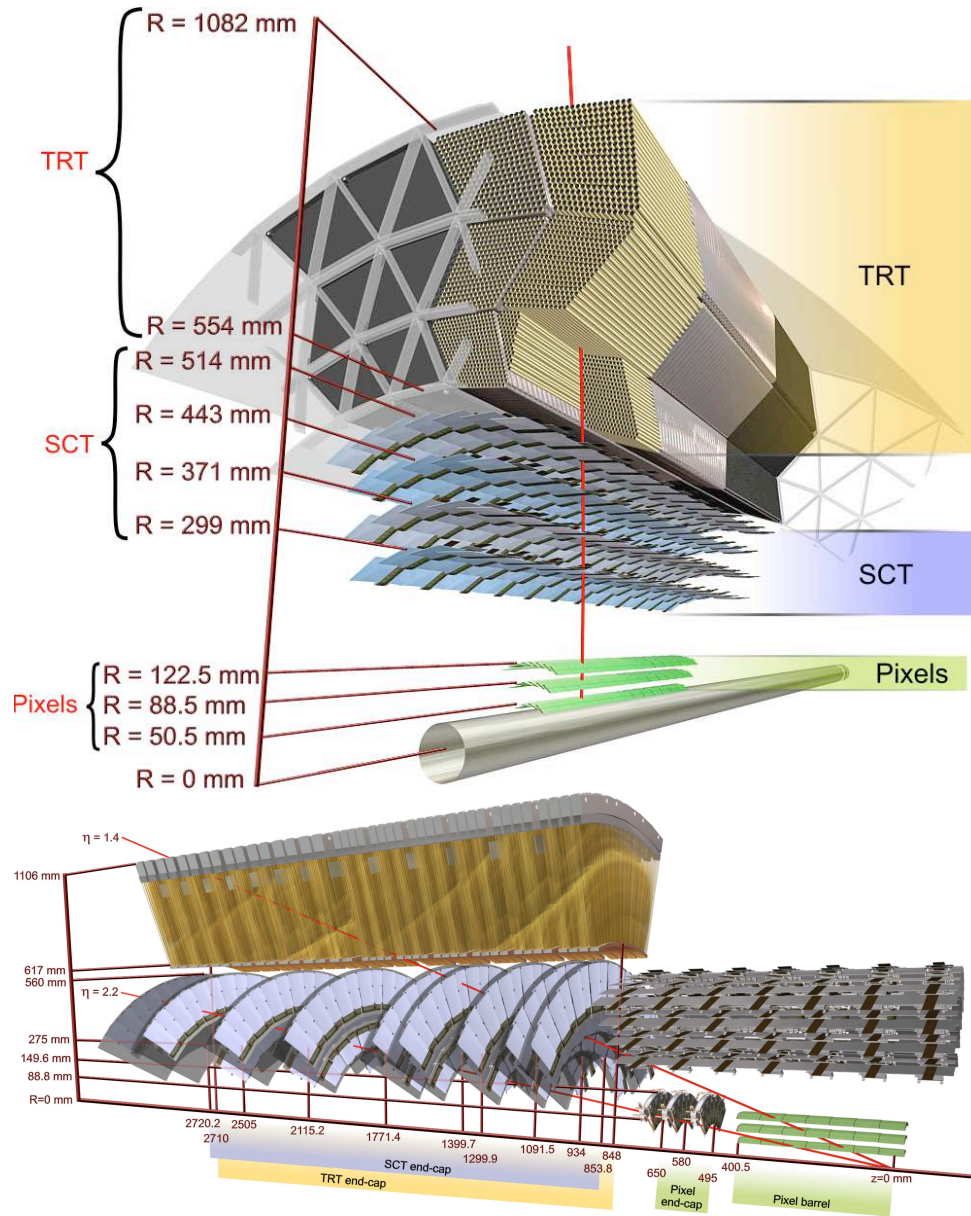


Figure 2.5 – Schéma du détecteur interne et de ses sous-détecteurs

Sous-détecteur	Résolution	Couverture en η
Détecteur Interne	$\sigma_{p_T}/p_T = 0.05\%p_T \oplus 1\%$	± 2.5
Calorimètre EM	$\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E} \oplus 0.7\%$	± 3.2
Calorimètre hadronique tonneau et bouchons avant	$\sigma_E/E = 50\%/\sqrt{E} \oplus 3\%$ $\sigma_E/E = 100\%/\sqrt{E} \oplus 10\%$	± 3.2 $3.1 < \eta < 4.9$
Spectromètre à muons	$\sigma_{p_T}/p_T = 10\%p_T$ à $p_T = 1\text{TeV}$	± 2.7

Tableau 2.2 – Performances générales du détecteur ATLAS. Les unités pour E et p_T sont en GeV

2.3.2 Le détecteur à micropistes de silicium (SCT)

Le SCT est situé autour des pixels. Environ 8 couches de pistes sont touchées au passage d'une particule chargée ce qui fournit la mesure de 4 points en 3 dimensions ("space points"). Les pistes ont des dimensions de $R\text{-}\phi \times z = 50 \times 400 \mu\text{m}^2$.

La partie tonneau est composée de 4 couches soit de 2112 modules composés de 2 plans de silicium dos à dos de $6 \times 13 \text{ cm}^2$. Pour chaque plan deux détecteurs sont décalés l'un par rapport à l'autre d'un angle de 40 mrad ce qui permet la mesure de z ainsi qu'une amélioration de la résolution en $R\text{-}\phi$. Pour assurer l'herméticité les modules sont décalés alternativement de $\pm 1\text{mm}$ du rayon nominal et inclinés de 10° en φ .

La partie bouchon est composée de 1976 modules répartis sur 9 couronnes espacées de 80 à 280 cm de chaque côté. L'herméticité est assurée par un recouvrement de 4mm par couronne. En tout le SCT est composé de 6×10^6 canaux de détection.

2.3.3 Le détecteur à rayonnement de transition (TRT)

Le TRT fournit environ 30 points de mesure par trace. Il permet de distinguer les électrons des autres particules. Il contribue à la mesure de l'impulsion sans ajout trop important de matière et à moindre coût. Il est constitué de pailles de 4mm de diamètre remplies d'un mélange gazeux (Xénon à 70%, méthane à 20% et CO_2 à 10%). Un fil de tungstène recouvert d'or est placé au centre de chaque paille. Ce fil sert d'anode alors que la paroi du tube sert de cathode. Les pailles sont entourées de mousse d'un mélange de propylène et polyéthylène. Lorsque les particules chargées traversent deux matériaux de constantes diélectriques différentes elles émettent un rayonnement de transition des photons de quelques keV. Ces photons sont absorbés par le Xénon qui va s'ioniser grâce à l'énergie reçue. Les électrons d'ionisation sont collectés sur l'anode grace au champ électrique généré entre anode et cathode. Ce rayonnement de transition augmente avec le facteur $\gamma = E/m$ ce qui fait que les électrons vont rayonner plus dans le TRT que les autres particules et déposer plus d'énergie (figure 2.6). Ainsi la mesure du rayonnement de transition est un élément clé dans l'identification des électrons.

La partie tonneau du TRT est composée de 3 couches de 32 modules de pailles axiales de 144 cm de long. Les pailles fournissent donc une très bonne mesure des points de passage des particules en φ mais pas en η à cause de la longueur des pailles. La partie bouchon quant à elle est composée de 18 couronnes de 39 à 55 cm de pailles radiales.

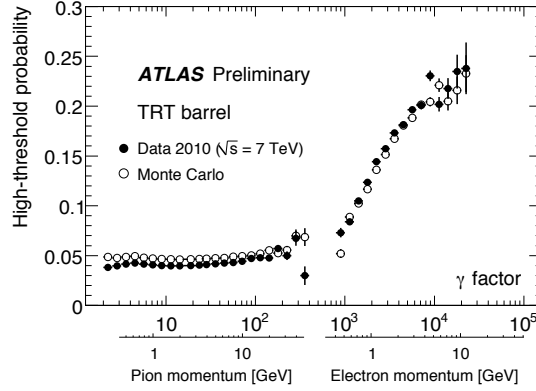


Figure 2.6 – Probabilité de déposer des coups de haut seuil en fonction de p_T pour des pions et des électrons.

Le TRT couvre une acceptence $|\eta| < 2.0$ et en tout est composé de 40×10^5 canaux de détection.

2.4 Le système calorimétrique

Le système calorimétrique d'ATLAS est composé de détecteurs utilisant différentes techniques en fonction des processus physiques à mesurer et de la position dans le détecteur, le taux de radiations subies n'étant pas uniforme. Il couvre une acceptence totale de $|\eta| < 4.9$. Il est conçu pour mesurer l'énergie des particules électromagnétiques (électrons et photons), des jets hadroniques et aussi l'énergie transverse manquante (E_{Tmiss}) avec la meilleure précision.

La précision la plus grande est nécessaire dans la partie centrale du détecteur, où les particules produites ont une grande énergie transverse, car c'est là que les processus physiques les plus intéressants auront lieu. Ainsi les parties centrales auront une granularité plus fine, notamment la partie correspondant à la zone couverte par le détecteur interne $|\eta| < 2.5$, tandis que les parties plus proches du faisceau, externes, auront la granularité la plus grossière, suffisante pour la reconstruction des jets et la mesure de E_{Tmiss} .

Le système calorimétrique est aussi très étendu longitudinalement car son but est d'absorber toutes les particules détectables en dehors des muons pour mesurer leur énergie et ne pas polluer le spectromètre à muons. Il est détaillé figure 2.7. On voit qu'il est composé de :

- un pré-échantillonneur
- un calorimètre électromagnétique divisé en
 - tonneau à argon liquide (LAr EM Barrel)
 - bouchon à argon liquide (LAr EM End Cap)
 - le calorimètre avant module interne (LAr Forward calorimeter)
- un calorimètre hadronique divisé en
 - tonneau à tuiles (Tile Barrel)

- gap à tuiles (Tile Gap)
- tonneau étendu à tuiles (Extended Tile Barrel)
- bouchon à argon liquide (LAr Hadronic End Cap)
- le calorimètre avant module externe (LAr Forward calorimeter)

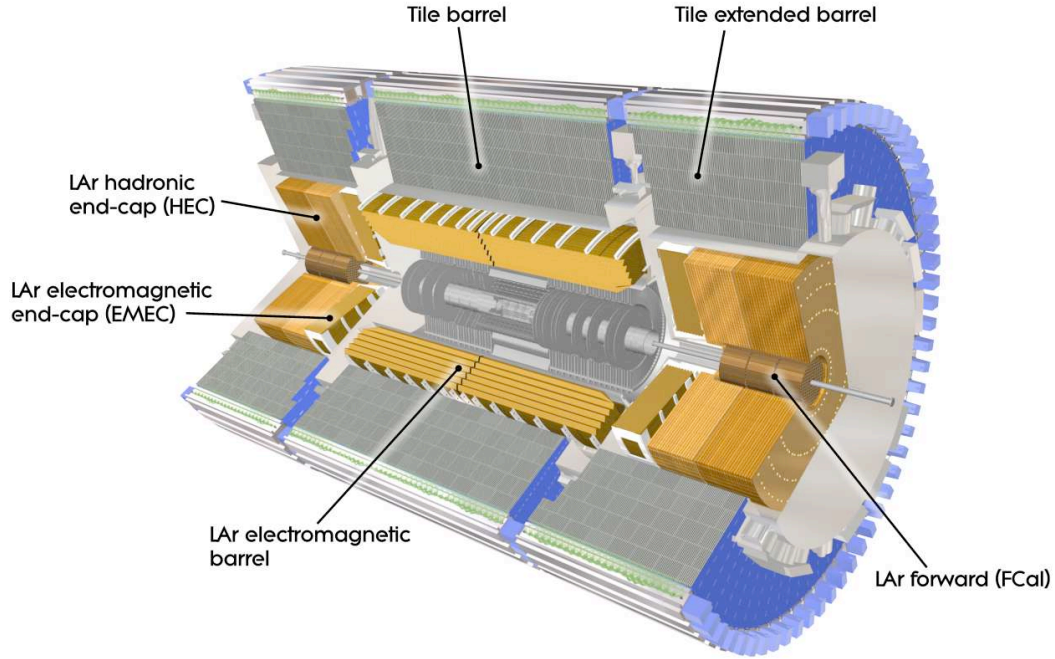


Figure 2.7 – *Schéma du système calorimétrique d'ATLAS*

Les tonneaux et bouchons des calorimètres à argon liquide sont contenus dans différents cryostats qui les maintiennent à une température de 88.5K. Les matériaux choisis pour son élaboration répondent à un compromis en terme de coût, de stabilité dans le temps, de tenue aux radiations, le tout pour obtenir la meilleure résolution possible.

La longueur de radiation X_0 caractérisant l'absorption des particules électromagnétiques dans un matériau est proportionnelle à Z^2 , Z étant la charge du noyau atomique. La longueur d'interaction λ est la quantité caractéristique de l'absorption des hadrons dans un matériau. Elle est proportionnelle au nombre de nucléons du noyau A . Par conséquent, le calorimètre électromagnétique est composé de matériau à grand numéro atomique Z (le plomb). Son épaisseur est de $22 X_0$ environ pour le tonneau et $24 X_0$ pour la partie bouchon. Le calorimètre hadronique est constitué de matériau à grand nombre de masse A pour arrêter les jets hadroniques, avec environ 9.7λ dans le barrel et 10λ dans les bouchons. Au total à $\eta = 0$ le système calorimétrique couvre 11λ ce qui est suffisant pour contenir les gerbes produites par toutes les particules qui seront créées et ne laisser passer que les muons.

2.4.1 Les calorimètres à argon liquide

Les calorimètres à argon liquide comprennent le pré-échantillonneur, les tonneaux et bouchons électromagnétiques, les bouchons hadroniques, et les calorimètres avant. Ils disposent d'un système commun de lecture et de calibration.

2.4.2 Les cryostats

Les calorimètres à argon liquide sont contenus dans des cryostats :

- le cryostat du tonneau contient un pré-échantillonneur et un calorimètre électromagnétique,
- les deux cryostats des bouchons contiennent chacun un pré-échantillonneur, un calorimètre électromagnétique, un bouchon hadronique, et les calorimètres avant.

2.4.2.1 Le pré-échantillonneur

Le pré-échantillonneur couvre une acceptance $|\eta| < 1.8$. Il est situé en amont du calorimètre électromagnétique, juste derrière le solénoïde, le tout partageant le même cryostat. Il consiste en une fine épaisseur d'argon liquide de 1.1 cm et d'une électrode. Son but est de permettre l'évaluation des pertes d'énergie des particules dans les différents matériaux situés en amont du calorimètre, et corriger certains effets géométriques dus à la distribution de matière. Il est segmenté en $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.025 \times 0.1$ rad×rad pour la partie tonneau comme pour la partie bouchon. La figure 2.8 montre la distribution de matière en amont du calorimètre.

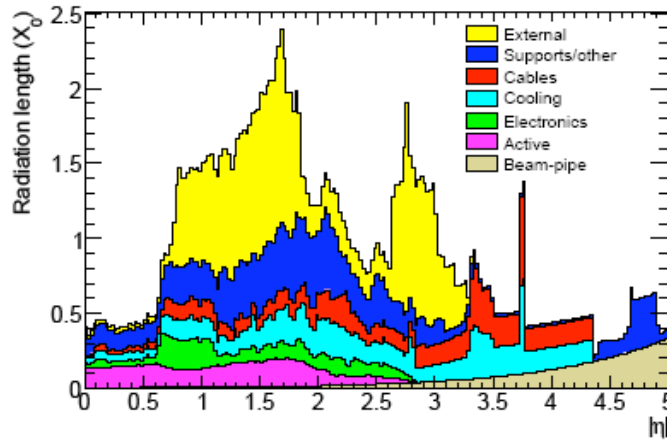


Figure 2.8 – *Distribution de matière en amont du calorimètre électromagnétique en unité de longueur de radiation (X_0) [39]*

2.4.2.2 Le calorimètre électromagnétique.

Le calorimètre électromagnétique est divisé en plusieurs parties :

- 2 demi tonneaux dans la partie centrale couvrant $|\eta| < 1.475$ séparés par un gap de 4 mm à $\eta=0$.

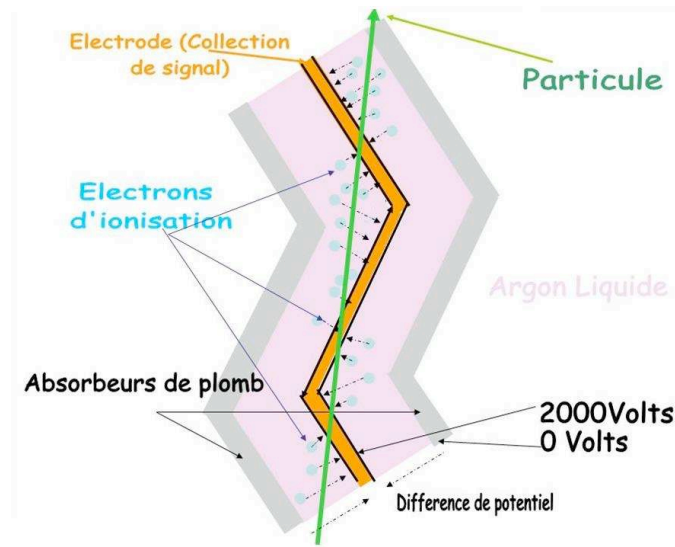


Figure 2.9 – Schéma illustrant le fonctionnement du calorimètre. Au passage dans l'argon liquide les électrons ionisent le liquide et les charges d'ionisation sont collectées sur l'électrodes grâce à la différence de potentiel de 2000 V entre les électrodes et l'absorbeur [33].

- 2 bouchons couvrant $1.375 < |\eta| < 3.2$ composés chacun de 2 roues coaxiales couvrant $1.375 < |\eta| < 2.5$ et $2.5 < |\eta| < 3.2$.

C'est un calorimètre à échantillonnage plomb - argon liquide. Il est fait d'une alternance d'absorbeurs en sandwich d'acier et plomb, et d'électrodes en cuivre et kapton en forme d'accordéon, le tout baignant dans l'argon liquide. Le plomb a été choisi car il a un grand Z et est peu coûteux. L'argon liquide a une bonne résistance aux radiations, une bonne stabilité dans le temps ainsi qu'une très bonne linéarité de la réponse sur la gamme d'énergie nécessaire, de 10 MeV à 3 TeV. Les électrodes sont faites de 3 couches de cuivre, conducteur, et de 2 couches de kapton, isolant, résistant aux radiations et de même coefficient de dilatation thermique que le cuivre.

Le plomb est le milieu passif. Il ne participe pas à la mesure de l'énergie mais sert à développer la gerbe électromagnétique. En passant au travers, les électrons sont freinés au voisinage des noyaux lourds (grand Z) et rayonnent des photons. Les photons, quant à eux, en passant près des atomes de plomb se convertissent en paires électrons-positrons. La succession de ces processus au passage des différentes couches d'absorbeur permettent la formation de la gerbe électromagnétique. Ensuite les particules chargées ionisent l'argon liquide. Une différence de potentiel de 2000 V est appliquée entre les électrodes, où les charges d'ionisation sont collectées après un temps de dérive de 450 ns environ (figure 2.9). Le nombre de charges collectées est proportionnel à l'énergie déposée par la particule. Les limites des cellules sont gravées sur les électrodes (figure 2.11).

Les électrodes sont lues en avant et en arrière ce qui permet une couverture totale et uniforme en φ , sans trous. Elles sont pliées en accordéon avec les plaques d'absorbeur de façon à uniformiser la matière passive traversée par les particules, ce qui permet aussi une récupération rapide du signal en amont comme en aval du calorimètre. Dans le tonneau les vagues de l'accordéon sont axiales. L'angle entre les vagues varie pour que

l'épaisseur d'argon liquide soit la même partout et donc pour que le temps de dérive des charges d'ionisation soit partout identique pour un rayon donné. Dans les bouchons les ondulations sont parallèles à la direction radiale. Le gap d'argon liquide augmente avec R de telle sorte que l'amplitude des ondulations ainsi que l'angle entre les électrodes varie avec R. Grâce à cette géométrie les performances du calorimètre électromagnétique sont très uniformes en linéarité et en résolution suivant φ .

Dans la partie tonneau, les électrodes sont divisées en 3 compartiments de granularités différentes. En partant du centre du détecteur (tableau 2.3) :

- le compartiment avant ("front") est fait de pistes de segmentation très fine en η avec des cellules de $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.025/8 \times 0.1$, afin de séparer les photons issus de la désintégration du π^0 .
- le compartiment milieu ("middle") a une segmentation plus grosse en η avec des cellules de 0.025×0.025 . Il sert à contenir la majorité de la gerbe et donc à mesurer la plus grande partie de l'énergie.
- le compartiment arrière ("back") a une segmentation plus grosse de 0.050×0.025 . Il contribue peu à la mesure de l'énergie déposée mais sert à évaluer les fuites d'énergie dans le calorimètre hadronique.

Les signaux du compartiment avant sont collectés en amont tandis que les signaux des compartiments milieu et arrière sont collectés en aval du calorimètre. Un schéma d'un module du tonneau est donné figure 2.10.

	Tonneaux		Bouchons	
	Granularité $\Delta\eta \times \Delta\varphi$	couverture $ \eta $	Granularité $\Delta\eta \times \Delta\varphi$	couverture $ \eta $
Pré-échantil- -lionneur	0.025×0.1	$ \eta < 1.52$	0.025×0.1	$1.5 < \eta < 1.8$
Avant	$0.025/8 \times 0.1$	$ \eta < 1.40$	0.050×0.1	$1.375 < \eta < 1.425$
	0.025×0.025	$1.40 < \eta < 1.475$	0.025×0.1	$1.425 < \eta < 1.5$
			$0.025/8 \times 0.1$	$1.5 < \eta < 1.8$
			$0.025/6 \times 0.1$	$1.8 < \eta < 2.0$
			$0.025/4 \times 0.1$	$2.0 < \eta < 2.4$
			0.025×0.1	$2.4 < \eta < 2.5$
			0.1×0.1	$2.5 < \eta < 3.2$
Milieu	0.025×0.025	$ \eta < 1.40$	0.050×0.025	$1.375 < \eta < 1.425$
	0.075×0.025	$1.40 < \eta < 1.475$	0.025×0.025	$1.425 < \eta < 2.5$
			0.1×0.1	$2.5 < \eta < 3.2$
Arrière	0.050×0.025	$ \eta < 1.35$	0.050×0.025	$1.5 < \eta < 2.5$

Tableau 2.3 – Granularité du calorimètre électromagnétique [33].

Chaque demi-tonneau est en fait constitué de 2 types d'électrodes : A pour $|\eta| < 0.8$ et B pour $|\eta| > 0.8$. Elles diffèrent par la profondeur des différents compartiments, adaptée à la profondeur de gerbe attendue en fonction de η . En effet, la quantité de matière traversée par les particules augmente avec η . Pour compenser cet effet et faire en sorte que l'étalement de la gerbe soit similaire dans toutes les régions en η , la couche d'absorbeur est plus fine dans l'électrode B que dans l'électrode A pour permettre un plus grand

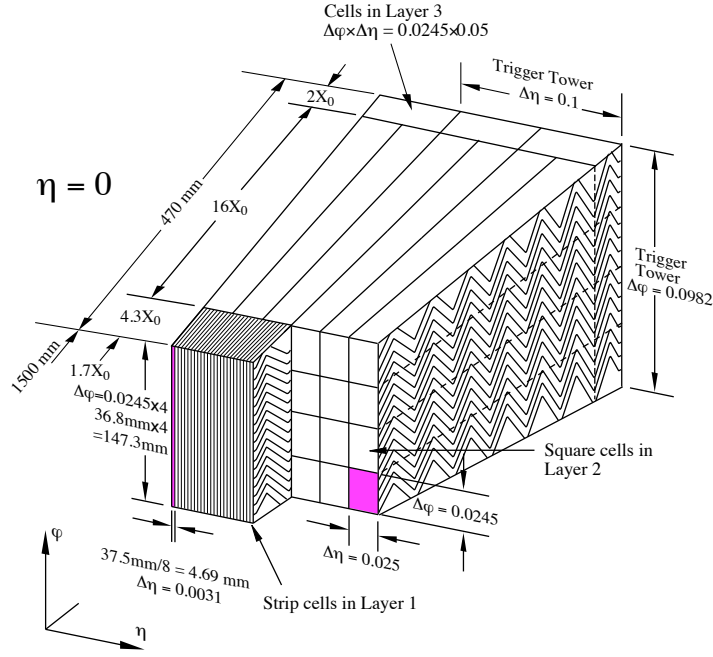


Figure 2.10 – Schéma d'un module du tonneau montrant la segmentation des différents compartiments avant, milieu et arrière [33]

étalement de la gerbe. L'électrode A couvre de $22X_0$ à $30X_0$ pour $|\eta|$ variant de 0 à 0.8, et l'électrode B de $24X_0$ à $30X_0$ pour η variant de 0.8 à 1.3. Les électrodes sont schématisées figure 2.11

En tout chaque demi-tonneau comprend 1025 absorbeurs répartis en 16 modules de $\Delta\varphi = 22.5^\circ$ afin de faciliter la construction. Chaque module comprend 3424 cellules environ en comptant le pré-échantillonneur.

Dans la partie bouchon, les électrodes sont compartimentées comme dans le tonneau bien que leur forme soit différente (voir figure 2.9). La roue externe comprend 768 absorbeurs et couvre de $24X_0$ à $38X_0$ pour η allant de 1.477 à 2.5. Elle a une bonne précision et coïncide avec la partie externe du détecteur interne. Les signaux sont collectés par l'intérieur.

La roue interne contient 256 absorbeurs et couvre de $26X_0$ à $36X_0$ pour η allant de 2.5 à 3.2. Les signaux sont collectés par l'extérieur, l'intérieur étant exposé à un trop fort taux de radiations.

2.4.2.3 Les bouchons hadroniques (HEC)

Les bouchons hadroniques sont situés dans la même enceinte que les bouchons électromagnétiques (figure 2.12) et directement derrière. Ils utilisent l'argon liquide comme milieu actif. Ils sont constitués chacun de deux roues indépendantes de 81.65 cm et 96.1 cm d'épaisseur. Ils couvrent la région $1.5 < |\eta| < 3.2$. Le milieu passif cette fois-ci est le cuivre, avec des plaques d'épaisseur de 25 mm pour la première roue et 50 mm pour la deuxième roue positionnées transversalement au faisceau. Une électrode est placée entre les deux absorbeurs espacés de 8.5 mm, et le tout baigne dans l'argon liquide. La granularité est de $\Delta\eta \times \Delta\varphi$ égale à 0.1×0.1 pour $1.5 < |\eta| < 2.5$ et 0.2×0.2 pour $2.5 < |\eta| < 3.2$.

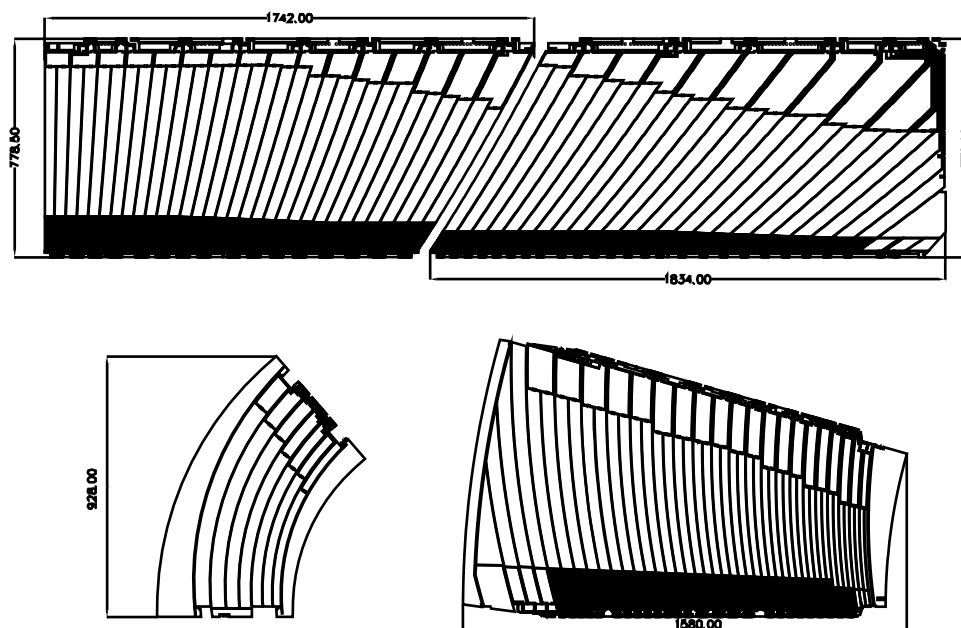


Figure 2.11 – Schémas des électrodes pour le tonneau en haut et pour les bouchons en bas. On voit la séparation entre les électrodes A et B du tonneau [33]

2.4.2.4 Le calorimètre avant (FCal)

Le calorimètre avant est intégré au cryostat des bouchons pour optimiser l'uniformité de la couverture du calorimètre ainsi que pour réduire le bruit dû aux radiations dans le spectromètre à muons. Il est situé à 1.2 m en arrière du calorimètre électromagnétique ce qui réduit l'espace en profondeur disponible et implique l'utilisation de matériaux très denses pour sa construction. Il a une profondeur d'environ 10 longueurs d'interaction et est divisé en 3 compartiments pour chaque bouchon. L'absorbeur du premier compartiment est le cuivre pour la mesure des particules électromagnétiques. Les deux autres compartiments ont des absorbeurs en tungstène pour minimiser l'étendue des gerbes hadroniques. Le calorimètre est constitué d'une matrice d'absorbeurs percée de trous cylindriques parallèles au faisceau, à l'intérieur desquels est insérée une baguette de cuivre baignant dans l'argon liquide faisant office d'électrode (figure 2.13).

2.4.3 Traitement et acquisition du signal en sortie du calorimètre à argon liquide [33]

2.4.3.1 Acquisition du signal

Le système électronique d'acquisition du calorimètre à argon liquide est divisé en 2 parties : l'électronique "Front-End" située dans le détecteur à proximité du calorimètre et l'électronique "Back-End" située en dehors. Ce système a deux fonctions : le déclenchement de niveau 1 (Level 1 Calo) qui regarde le dépôt d'énergie dans des tours de $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.1 \times 0.1$ (l'acquisition est validée si l'énergie mesurée est supérieure à un seuil donné), et la mesure de l'énergie de chaque cellule.

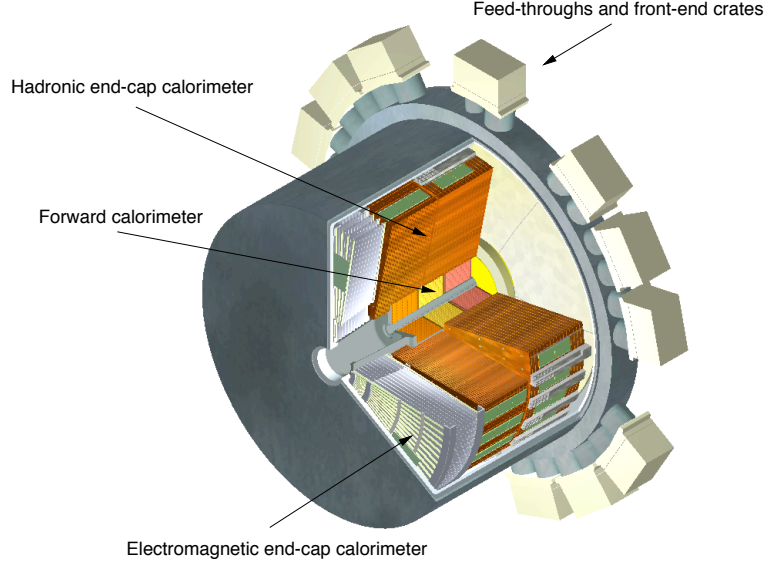


Figure 2.12 – Vue en coupe du cryostat d'un bouchon, on y voit les différents types de calorimètres : bouchon électromagnétique, hadronique et calorimètre avant

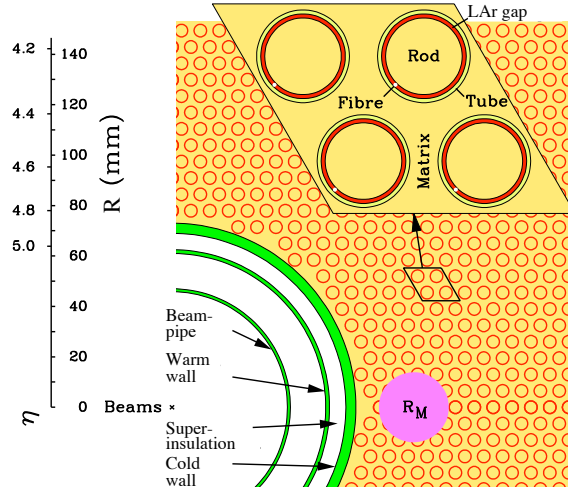


Figure 2.13 – Structure des électrodes du premier compartiment du FCal avec la matrice de plaques de cuivre et les tubes de cuivre, les baguettes et le gap d'argon liquide pour les électrodes

Les signaux provenant des électrodes sont groupés et acheminés vers des boîtes fixées sur le cryostat, les *Front-End Crates* (photo 2.14). Ces boîtes sont connectées au détecteur par des *Feed-through*, qui permettent le passage des cables de lecture entre le milieu refroidi du cryostat et l'extérieur. Chaque crate contient une carte de calibration qui sert à injecter des signaux d'amplitude connue pour tester la réponse de l'électronique d'acquisition. Il contient aussi au maximum 14 *Front-End Boards* (FEB), cartes d'acquisition où le signal est amplifié, mis en forme et digitalisé, puis transmis à l'électronique Back-End. Il contient enfin les "*Tower Builder*" qui opèrent la somme analogique des signaux issus des tours du déclenchement du Level 1 Calo et les transmettent aux processeurs du Level

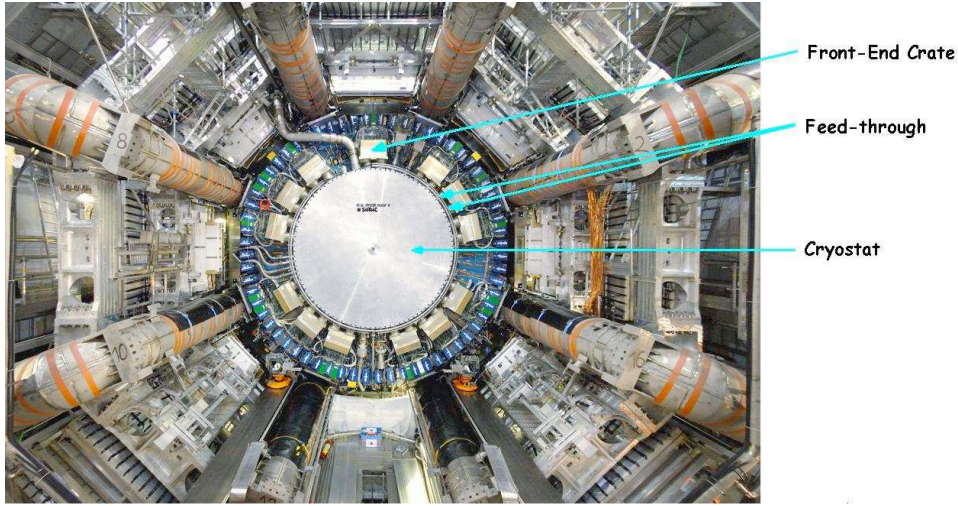


Figure 2.14 – Vue du cryostat, des Feed-Through et des boîtes contenant les FEB, les cartes de calibration et de déclenchement de niveau 1

1 calo qui les digitise. Dans le FCal et le HEC on les appelle "Tower trigger" car aucune somme n'est faite. Ces modules sont situés en dehors du cryostat pour en faciliter l'accès pour d'éventuelles réparations.

En tout 58 Front-End crates sont nécessaires pour le système calorimétrique à argon liquide. Une FEB gère 128 cellules ce qui fait au total 1524 FEB et 180000 cellules dans le calorimètre. Le schéma 2.15 montre l'organisation globale de l'électronique d'acquisition gérant le signal depuis sa collection dans le cryostat jusqu'à l'acquisition.

Le schéma 2.16 montre le système de mise en forme du signal. A la sortie des électrodes, le signal a une forme triangulaire. En effet, les charges d'ionisation produites au passage d'une particule chargée sont uniformément réparties dans le gap d'argon liquide entre l'électrode et l'absorbeur, et elle dérivent à vitesse constante. Dans les FEB, le signal est amplifié puis mis en forme bipolaire par un filtre $CR - RC^2$ dans les 3 gains disponibles (facteurs multiplicatifs 1, 10 ou 100 selon l'amplitude brute). Le SCA (*Storing Capacitor Array*) stocke ces 3 signaux en attendant la réponse du déclenchement Level 1 Calo. Si le trigger accepte l'évènement les signaux sont digitisés par un convertisseur analogique-digital (ADC) sur 12 bits ADC toutes les 25 ns (figure 2.17). Pour l'acquisition des données physiques seulement 8 échantillons autour du maximum sont enregistrés. Ensuite ces signaux sont transmis à l'électronique Back-End.

A partir du signal digitisé on retrouve l'énergie brute déposée dans le calorimètre par la formule :

$$E_{cell} = F_{\mu A \rightarrow MeV} \cdot F_{DAC \rightarrow \mu A} \cdot \frac{1}{M_{phys}/M_{cal}} \cdot \sum_{i=1}^{Mramps} R_i \left[\sum_{j=1}^{Nsamples} a_j(s_j - p) \right]^j \quad (2.3)$$

où

- E_{cell} est l'énergie brute de la cellule
- $F_{\mu A \rightarrow MeV}$ est le facteur de conversion entre courant en μA et énergie en MeV. Ce paramètre est fixé depuis les faisceaux test.

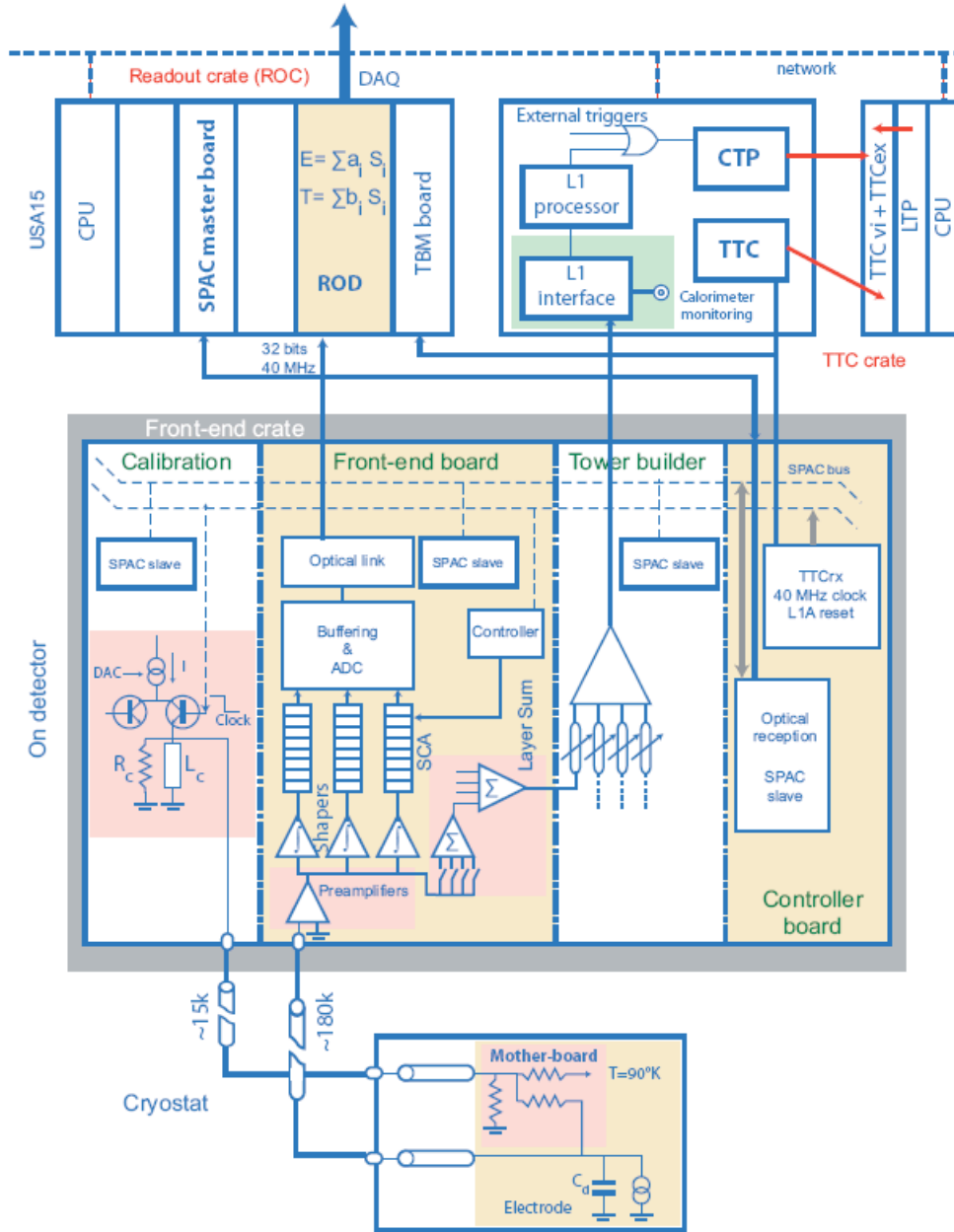


Figure 2.15 – Schéma de l'électronique d'acquisition du calorimètre à argon liquide. Les parties froides sont représentées en bas puis les FEB situées dans les crates et la partie chaude en dehors du détecteur sont en haut [33]

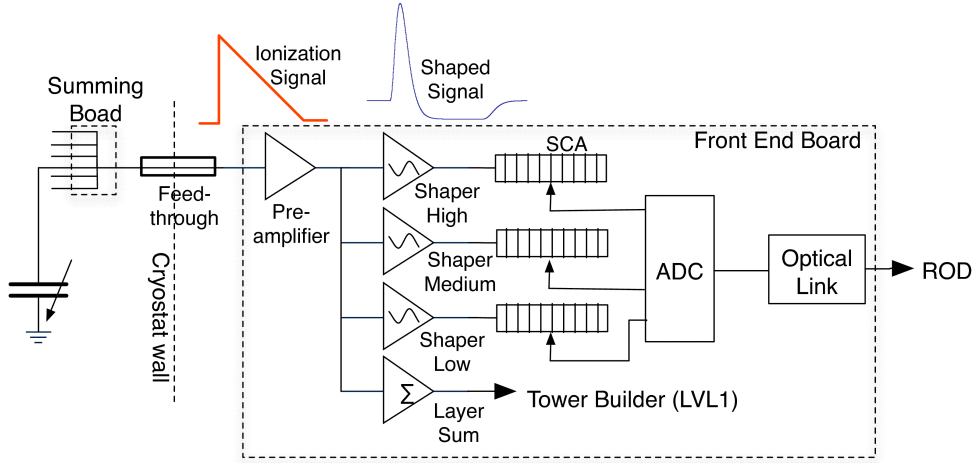


Figure 2.16 – Schéma montrant l'électronique de mise en forme du signal à la sortie des électrodes du calorimètre

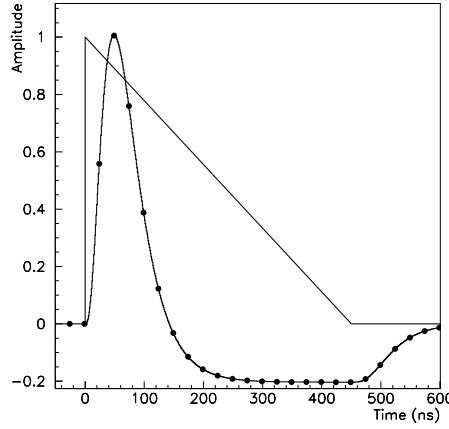


Figure 2.17 – Amplitude en fonction du temps du signal triangulaire du courant collecté dans le tonneau électromagnétique. Superposé le signal en sortie de la FEB après mise en forme bipolaire. On voit aussi les points d'échantillonnage toutes les 25 ns [33].

- $F_{DAC \rightarrow \mu A}$ est le facteur de conversion entre coups ADC et courant de calibration
- M_{phys}/M_{cal} est un facteur de correction tenant compte de la différence entre le signal physique et le signal de calibration injecté. Ce facteur est extrait de la comparaison du signal de calibration obtenu lors des run de Delay avec la forme prédite du signal physique pour chaque cellule [34].
- R_i est le coefficient de conversion ADC-DAC (obtenu avec les runs de Ramp).
- a_j sont les coefficients de filtre optimal [35]
- s_j est l'échantillon de signal mesuré
- p est le pedestal

Le calcul de l'énergie avec cette relation est effectué soit par le LAr offline software, soit directement par le Digital Signal Processor (DSP) situé sur les cartes de lecture Back-End, les Read-Out Drivers (ROD).

2.4.4 Système de calibration

Nombre de ces coefficients ne peuvent être connus que par la calibration. On injecte sur les cellules un courant de forme exponentielle et d'amplitude connue, ce qui se rapproche le plus de la forme triangulaire du signal d'ionisation et on étudie la réponse du système d'acquisition. Des campagnes de calibration sont menées très régulièrement pour vérifier la stabilité des pedestaux, du bruit, de la forme des signaux, le bon fonctionnement des cartes de lecture... La base de données contenant ces constantes est ainsi mise à jour régulièrement (environ une fois par semaine).

Chaque carte de calibration [36] a 128 lignes de calibration. Elles servent à injecter simultanément un courant donné à un nombre fixé de cellules (de 1 à 32 selon le compartiment et le détecteur considéré). Lors d'une campagne de calibration différentes mesures sont effectuées.

2.4.4.1 Run de calibration et stabilité

Runs de pedestaux

On mesure le pedestal qui est le niveau de signal moyen de chaque cellule "à vide". Pour ce faire, on mesure la réponse de l'électronique de lecture sans signal injecté. 3000 événements vides sont enregistrés avec un échantillonnage de 7 ou 32 mesures consécutives, espacées de 25 ns. Le pedestal moyen ainsi que le RMS correspondant au bruit sont déduits de ces mesures. Les figures 2.18 à droite et à gauche donnent les valeurs moyennes des pedestaux et des bruits pour le tonneau pour la période de septembre 2009 à février 2010, quand j'ai participé à l'équipe surveillance des calibrations. On constate que les deux quantités sont stables dans le temps avec une variation moyenne des pedestaux inférieure à 0.01 coups ADC. Durant les runs de pedestaux, l'autocorrélation est aussi mesurée. Il s'agit de la corrélation en temps du bruit entre deux échantillons consécutivement mesurés. Elle dépend de la composition du bruit, du gain, de la mise en forme, de la capacitance du détecteur et de la longueur des cables. Elle tend vers 0 pour des échantillons espacés dans le temps. La figure 2.19 montre la fonction d'autocorrélation pour toutes les cellules du pré-échantillonneur.

Runs de délais

On mesure la réponse de chaque cellule après amplification et mise en forme pour un courant injecté d'amplitude fixe. Pour chaque cellule, 200 événements sont enregistrés avec 32 échantillons, après digitalisation et acquisition par le système. Un délais en temps est introduit entre l'injection du courant de calibration et l'acquisition, et la mesure est répétée. En 24 étapes de délais d'environ 1.04 ns, les 25 ns séparant deux échantillons sont couvertes. A chaque étape et pour chaque échantillon, la valeur moyenne et le RMS de la réponse sont calculés avec les 200 échantillons enregistrés. La courbe totale de la réponse est reconstruite offline en ordonnant en temps les moyennes obtenues pour les différents délais. Le pedestal est soustrait pour rétablir la valeur minimale à 0.

Dans le compartiment avant, une précaution particulière est prise pour tenir compte du crosstalk. Un courant contenu dans une cellule provoque par couplage capacitif l'apparition d'un courant dans les cellules voisines. Les cellules du compartiment avant étant très fines en η , cet effet est très important dans cette partie et cause des pertes de 8% du

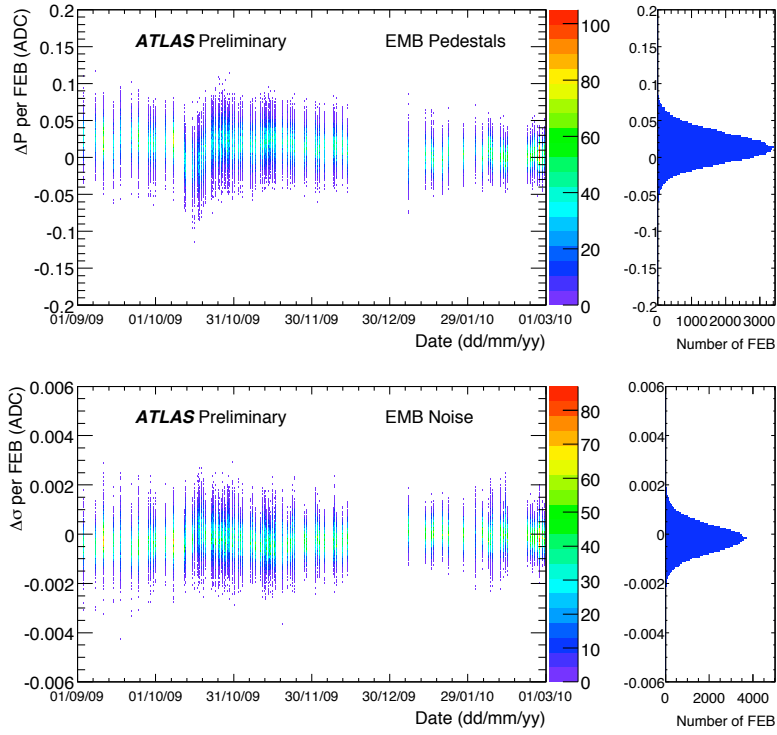


Figure 2.18 – *Evolution de la valeur moyenne des pedestaux et du bruit pour la période de septembre 2009 à février 2010 pour la partie tonneau du calorimètre EM*

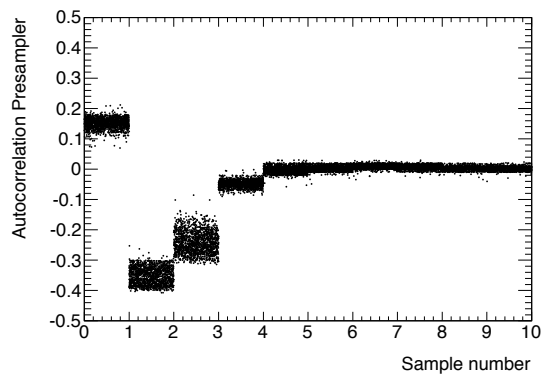


Figure 2.19 – *Exemple de fonction d'autocorrélation en fonction du temps pour toutes les cellules du pré-échantillonneur*

courant injecté dans chaque cellule. La figure 2.20 donne un exemple de pulse de delay pour une cellule du compartiment avant, avant et après correction de crosstalk.

La figure 2.21 donne la stabilité des délais dans le temps. On observe deux régimes de fonctionnement, avec une variation sur la mesure de l'amplitude maximale de 0.1%. Durant cette période, les conditions de fonctionnement du calorimètre étaient assez stables (température, haute tension), seuls les aimants toroïde et solénoïde n'étaient pas toujours activés, ce qui nous a permis de corrélérer assez facilement les modifications dans les mesures de délais avec le fait que le solénoïde soit actif ou non. Il a été montré que le champ magnétique du solénoïde a un impact sur les inductances des cartes de calibration, ce qui modifie le courant injecté.

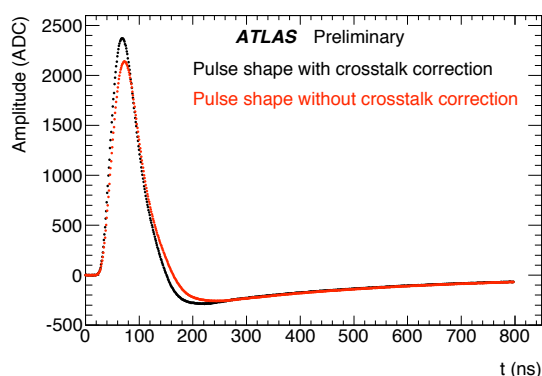


Figure 2.20 – Comparaison de pulses de délais pour une cellule du front, reconstruit avec (noir) et sans (rouge) correction de crosstalk

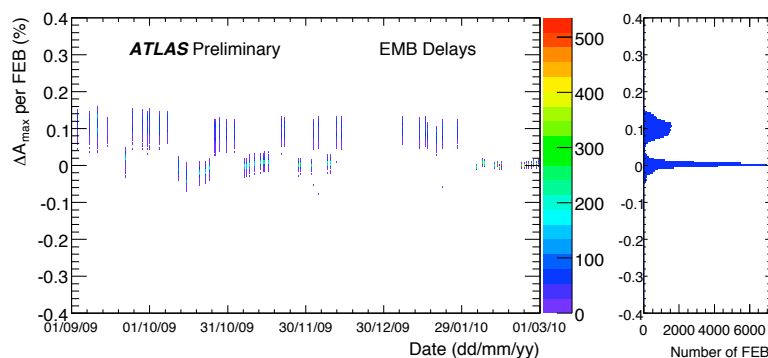


Figure 2.21 – Evolution de la valeur moyenne des délais pour la période de septembre 2009 à février 2010 pour la partie tonneau du calorimètre EM

Runs de Ramps

Le but est de mesurer la réponse de chaque cellule en fonction du courant injecté. Les courants analogiques injectés dépendent du gain de l'électronique testée. Ils couvrent toute la gamme d'intensité. 200 évènements sont déclenchés pour chaque valeur de DAC et à chaque fois cinq échantillons sont enregistrés. Le DSP calcule ensuite la valeur moyenne

sur les 200 évènements en coups ADC. L'amplitude maximale est reconstruite offline avec 5 échantillons. Des corrections de crosstalk sont également effectuées. On obtient au final la relation linéaire ADC en fonction de DAC. La pente de la droite mesurée dépend du gain.

La figure 2.22 montre la stabilité des ramps (pentes mesurées) avec le temps. On observe le même décalage de 0.1% que dans les runs de délai, quand le solénoïde est actif ou non, pour les mêmes raisons.

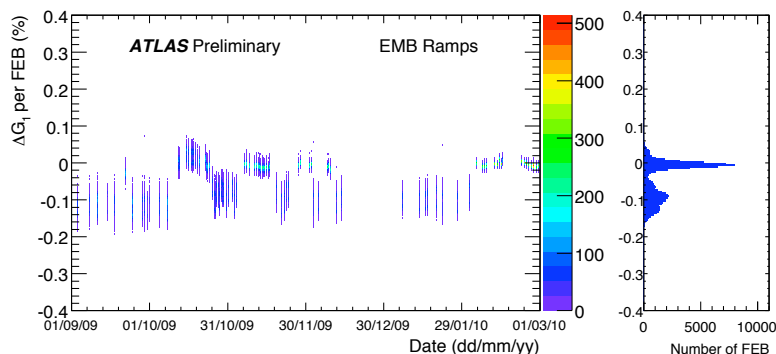


Figure 2.22 – Evolution de la valeur moyenne des ramp pour la période de septembre 2009 à février 2010 pour la partie tonneau du calorimètre EM

2.4.5 Le calorimètre hadronique à tuiles

Un calorimètre à tuiles dans le tonneau. Le calorimètre central à tuiles est situé juste après le calorimètre électromagnétique à l'extérieur du cryostat. La partie tonneau couvre en pseudorapacité $|\eta| < 1.0$, les deux tonneaux étendus $0.8 < |\eta| < 1.7$. C'est un calorimètre à échantillonnage dont l'acier est l'absorbeur et des tuiles de scintillateur forment le milieu actif. Il est séparé longitudinalement en trois compartiments couvrant respectivement 1.5, 4.1 et 1.8 longueurs d'interactions λ pour le tonneau et 1.5, 2.6 et 3.3 λ dans les tonneaux étendus. Au total à $\eta = 0$ le calorimètre à tuiles couvre 9.7 λ . Les scintillateurs ont une épaisseur de 3 mm et les absorbeurs 14 mm. Au passage dans l'absorbeur les particules interagissent en formant une gerbe hadronique. Dans le scintillateur les particules secondaires excitent le milieu qui émet des photons de scintillation collectés sur les 2 faces par des fibres à décalage de longueur d'onde qui les amènent ensuite à des photomultiplicateurs. La granularité des tuiles est de $\Delta\eta \times \Delta\varphi$ égale à 0.1×0.1 pour les deux premiers compartiments et de 0.2×0.1 dans le compartiment arrière.

2.5 Le spectromètre à muons

Le spectromètre à muons [33] a pour but de mesurer avec précision l'impulsion et la trajectoire des muons dans la région $|\eta| < 2.7$, ainsi que de fournir rapidement des informations au système de déclenchement de niveau 1 dans la région $|\eta| < 2.4$. Les trajectoires des muons sont courbées par l'aimant toroïde supraconducteur qui fournit un champ orthogonal au champ axial du solénoïde. Pour $|\eta| < 1.4$ la déflexion est assurée pas

l'aimant toroïde tonneau composé de 8 anneaux répartis selon une symétrie cylindrique autour de l'axe z . Dans la partie bouchon, $1.6 < |\eta| < 2.7$ le champ est produit par les deux toroïdes bouchons positionnés à chaque extrémité du tonneau. Dans la région intermédiaire $1.4 < |\eta| < 1.6$ le champ est une combinaison des champs produits par le tonneau et les bouchons. Il est partout approximativement orthogonal à la trajectoire des muons. Le spectromètre à muons est constitué de 2 types de détecteurs : les chambres de précision et les chambres de déclenchement, chacune utilisant deux technologies différentes selon la position dans le détecteur (MDT et CSC pour les chambres de précision, RPC et TGC pour les chambres de déclenchement). Un schéma général du système de détection des muons est donné figure 2.23.

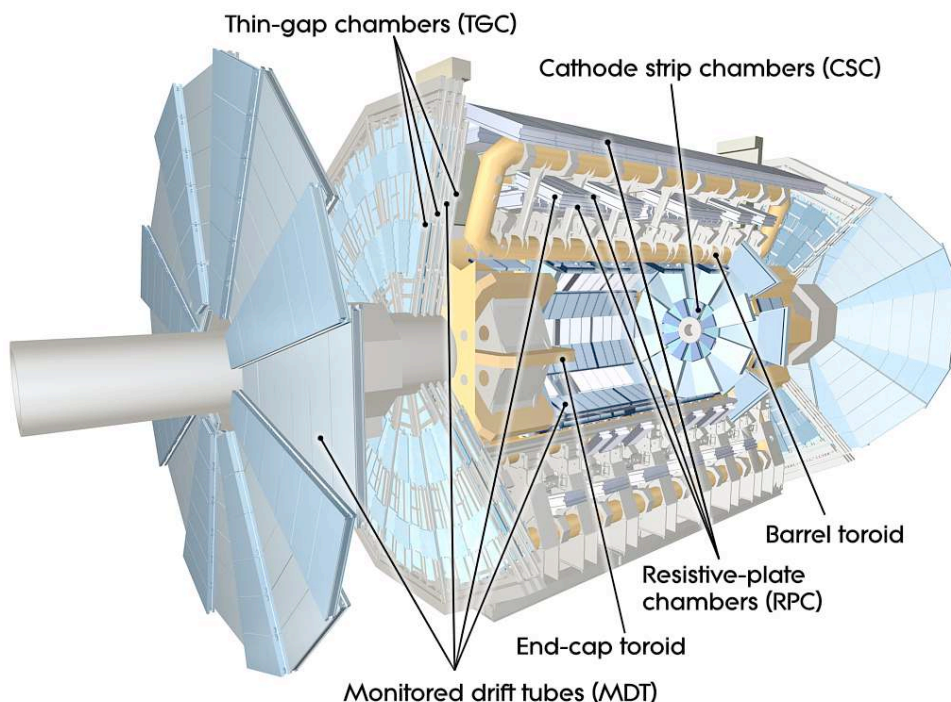


Figure 2.23 – Vue en coupe du spectromètre à muons

2.5.1 Les chambres de précision

Les chambres de précision sont placées entre et sur les huit anneaux de l'aimant toroïde dans le tonneau et derrière les deux aimants toroïdes bouchons pour la région à grande pseudo-rapacité. En tout huit octants de chambres à muons chacun divisé en deux secteurs avec des extensions latérales différentes se couvrent un peu en φ pour minimiser les trous dans le détecteur. Ce recouvrement est aussi utilisé pour l'alignement relatif des secteurs adjacents.

La partie tonneau est constituée de trois couches cylindriques concentriques autour du faisceau de 5, 7.5 et 10 m de rayon. Les bouchons sont constitués de roues concentriques orthogonales au faisceau situées à $|z| \approx 1.4, 10.8, 14$ et 21.5 m. Les mesures de précision sont assurées par les MDT (Monitored Drift Chambers) pour la région $|\eta| < 2.7$, excepté pour les bouchons où l'acceptance se limite à $|\eta| < 2.0$. Les chambres sont constituées de

trois à six couches de tubes d'aluminium de 29.97 mm de diamètre remplies d'un mélange gazeux d'Ar/CO₂ (93/7%) avec en leur centre un fil de tungstène-rhénium qui a pour rôle de récolter les charges d'ionisation. L'électrode est à un potentiel de 3080 V. La résolution est de 80 μm par tube et au total de 35 μm par chambre.

Pour la région $2 < |\eta| < 2.7$ les mesures de précision sont assurées par les CSC (Cathode Strips Chambers) pour les couches les plus internes. Elles sont segmentées en grandes et petites chambres en φ . Elles sont constituées de deux disques de huit chambres (huit petites, huit grandes). Chaque chambre contient quatre plans de CSC fournissant quatre mesures indépendantes de η et φ . Ce sont des chambres à fils proportionnelles avec deux cathodes segmentées : l'une a des bandes parallèles aux fils qui donnent la coordonnée transverse et l'autre a des bandes perpendiculaires aux fils ce qui donne la mesure précise de la deuxième coordonnée. La mesure de la position est obtenue par interpolation entre les charges induites sur les bandes cathodiques voisines. La résolution des CSC est de 60 μm dans la direction de courbure (η) et de 5 mm dans la direction droite (φ). Les CSC ont une faible sensibilité au bruit de fond de neutrons grâce à l'absence d'hélium dans le mélange gazeux.

2.5.2 Les chambres de déclenchement

Les chambres de déclenchement doivent répondre à différents impératifs :

- discriminer sur les p_T des muons,
- identifier les croisements de faisceau,
- déclencher rapidement et grossièrement pour le système de déclenchement de niveau 1,
- mesurer la coordonnée φ non courbée en complément de la mesure des MDT,
- être robuste par rapport au flux aléatoire de neutrons et photons de la caverne.

Pour la région $|\eta| < 1.05$ des RPC (Résistive Plates Chambers) sont utilisées. Dans le tonneau elles consistent en trois cylindres concentriques. Chaque couche est composée de deux détecteurs procurant des mesures indépendantes de η et φ , de telle manière qu'une trace traversant les trois couches fournira six mesures pour η et φ . Les deux couches internes servent au déclenchement pour les muons de bas moment transverse (6 à 9 GeV) tandis que la couche externe déclenche sur les muons de haut p_T (9 à 35 GeV). Ce sont des chambres remplies d'un mélange gazeux de $C_2H_2F_4$ /Iso- C_4H_{10} / SF_6 (94.7/5/0.3%), avec des électrodes plates de plastique phénolique-mélanimique parallèles, espacées de 2 mm. Un champ de 4.9 kV/mm est appliqué entre deux plaques. Au passage des particules, les électrons d'ionisation primaires sont créés et des avalanches électroniques sont produites par le fort champ électrique, puis récupérées sur les cellules des RPC. Au final on ne récupère qu'un seul signal simultané au passage d'une particule ce qui permet une excellente résolution en temps nécessaire au système de déclenchement.

Dans la région à haute pseudo-rapacité $1.05 < |\eta| < 2.4$ des TGC (Thin Gap Chambers) sont utilisées. La coordonnée radiale, composante courbée de la trajectoire est mesurée par des fils tandis que la coordonnée azimutale est mesurée par des bandes radiales. Elles ont une bonne résolution pour détecter les croisements de faisceau avec une efficacité supérieure à 99%, ainsi qu'une fine granularité pour pouvoir appliquer une coupure stricte

sur le p_T des muons. Le nombre des fils par groupe varie de 6 à 31 en fonction de η d'où une variation de la largeur de 10.8 à 55.8 mm. Les bandes radiales ont une granularité en φ de 2 à 3 mrad. Leur conception est similaire à celle des CSC mais l'espace entre les fils d'anode est de 1.8 mm et la distance entre les cathodes est de 2.8 mm. Les fils d'anode sont perpendiculaires aux fils des MDT. Les bandes orthogonales fournissent la mesure de la coordonnée φ . Le gaz absorbeur utilisé est un mélange de CO_2 et de nC_5H_{12} . Les TGC délivrent le signal de déclenchement très rapidement en 15 à 25 ns.

2.6 Le système de déclenchement

Le système de déclenchement d'ATLAS [33] [39] est constitué de trois niveaux de sélection de fonctionnements indépendants. A luminosité nominale, les faisceaux du LHC se croiseront à une fréquence de 40 MHz. Le déclenchement de niveau 1 (L1) utilise une quantité limitée d'informations du détecteur pour sélectionner à une fréquence de 75 kHz. Les deux niveaux de déclenchement suivants, L2 et Event Filter (EF), utilisent plus d'informations pour n'obtenir au final qu'un taux de 200 événements par seconde retenus. Ces deux niveaux L2 et EF sont aussi communément nommés HLT (High Level Trigger). La figure 2.24 donne une vision globale du système de déclenchement d'ATLAS.

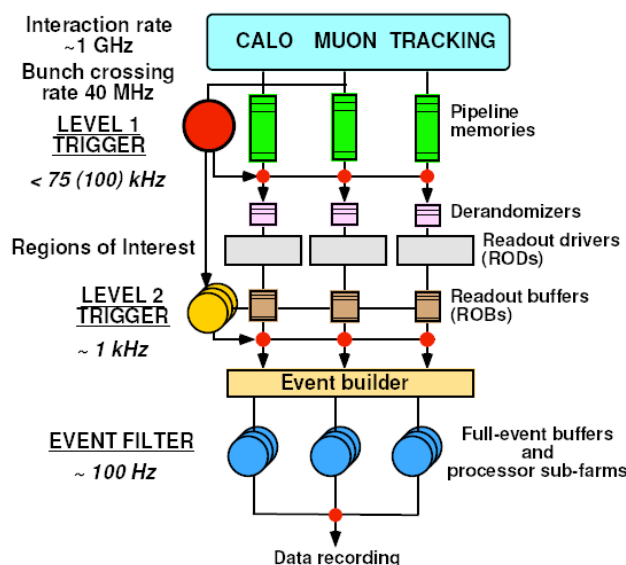


Figure 2.24 – Schéma global du système de déclenchement d'ATLAS

Dans la phase de démarrage du LHC et de l'expérience, soit à basse luminosité, la priorité est le commissioning du détecteur et du système de déclenchement. Il faut "redécouvrir" le Modèle Standard pour vérifier le fonctionnement du détecteur et du déclenchement, et les calibrer. Des critères de sélection lâches sont appliqués et on enregistre les événements tout venant. On enregistre de même les décisions prises par les différents systèmes de déclenchements dans différentes configurations. On peut ainsi vérifier que les sélections appliquées sont valides et robustes dans différentes conditions de fonctionnement de l'accélérateur et du détecteur. A mesure que la luminosité va augmenter les critères de sélection seront de plus en plus stricts pour rejeter les bruits de fond et ne

sélectionner que les évènements intéressants à étudier. Un run de prise de données est divisé en intervalles de temps d'environ 1 min appelés "luminosity-blocs" durant lesquels les conditions de déclenchement restent inchangées. Ces blocs sont l'unité incompressible de données dans ATLAS.

2.6.1 Le déclenchement de niveau 1 : L1

A luminosité nominale du LHC, le système de déclenchement de niveau 1 doit rendre une décision en moins de $2.5 \mu\text{s}$ pour réduire le taux d'évènements à 75 kHz (40 kHz pendant le démarrage). Le L1 bénéficie pour se faire d'un accès dédié aux données des calorimètres et du spectromètre à muons, mais de granularité grossière. La décision est basée sur la mesure de la multiplicité et l'énergie des différents objets observés dans les calorimètres à argon liquide et à tuiles ou le spectromètre à muons : les dépôts d'énergie électromagnétique (EM)(e, γ), les muons mesurés, les τ se désintégrant en jets, les jets, l'énergie transverse manquante $E_{T_{miss}}$, la somme scalaire de l'énergie transverse des jets $\Sigma E_T(jets)$. Ces quantités sont construites par les algorithmes du L1 basés sur les mesures de E_T dans les tours de déclenchement de taille 0.1×0.1 en $\Delta\eta \times \Delta\varphi$. Pour les muons c'est la multiplicité des points de mesure qui est prise en compte principalement ainsi que le seuil sur les p_T mesurés.

Le nombre de configurations possibles pour le L1 est limité. Le plus souvent c'est la quantité de E_T ou p_T qui est le critère important pour la configuration. Ces configurations sont appelées "seuils", mais des conditions sur l'isolation des objets L1 EM et τ peuvent être requises en plus. Pour les jets, 3 tailles de fenêtres différentes peuvent être utilisées. Il y a 16 seuils possibles pour les objets EM et les τ . Au total 256 configurations de déclenchement sont possibles pour le niveau 1.

Le L1 sert aussi à définir une région d'intérêt : RoI⁴, qui constitue l'ensemble p_T , η et φ de la région où des processus potentiellement intéressants ont été détectés. Les RoI contiennent aussi des informations sur les caractéristiques identifiées et les critères satisfaits par le L1. Les évènements passant le L1 sont ensuite transférés aux étapes suivantes des électroniques de chaque sous détecteur.

2.6.2 Le déclenchement de niveau 2 : L2

Le déclenchement de niveau 2 est basé sur un programme consistant en une sélection d'algorithmes qui sont exécutés dans une ferme de PC dédiée. La sélection est basée sur la RoI identifiée par le L1. Des données plus détaillées sont utilisées pour l'analyse locale des candidats. Une "graine" (seed) de coordonnées η et ϕ est définie à partir de la RoI, et est utilisée pour définir une nouvelle RoI, dépendant du type d'objet considéré (par exemple elle est petite pour les électrons, grande pour les jets). L'algorithme de niveau 2 va alors accéder aux données du détecteur et les analyser, dans cette région uniquement afin de minimiser le temps de calcul et la bande passante utilisée.

Le niveau L2 produit une analyse plus fine des critères du L1 grâce aux informations plus précises dont il dispose. Les résultats obtenus bénéficient donc d'une meilleure résolution. Des informations non disponibles au L1 sont aussi utilisées comme les traces reconstruites dans le détecteur interne. Ainsi les informations des différents sous-détecteurs

4. Region of Interest

peuvent être conjuguées pour améliorer la réjection et obtenir une plus grande pureté. Une réjection de 40 est nécessaire pour réduire de 75 kHz à 2 kHz le taux d'évènements à étudier en fonctionnement normal, et de 40 kHz à 1 kHz en phase de démarrage.

En moyenne le L2 peut commencer à construire un nouvel évènement toutes les 10 μ s. Le temps alloué au L2 est de 40 ms en comptant le temps de transfert des données.

2.6.3 Le Filtre d'Evènements : EF

Le Filtre d'Evènements est une sélection "off-line", a posteriori, des évènements. Elle est effectuée par des algorithmes dédiés opérant dans une ferme de calcul spécifique. Il reçoit les évènements acceptés par le L2 à un taux de 2 kHz qu'il doit réduire à 200 Hz. Il nécessite 4 s de travail par évènement en moyenne. Le taux d'évènements enregistrable en sortie du EF est limité par les capacités de stockage et le budget.

Le filtre d'évènements fonctionne à partir de graines comme le L2 mais il a accès à toutes les informations reconstruites de l'évènement car il opère après les étapes de reconstruction. Contrairement au L2 qui utilise des algorithmes conçus pour optimiser le temps de calcul, il utilise les algorithmes d'analyse off-line plus précis.

2.7 Environnement logiciel d'ATLAS

2.7.1 Le programme Athena

ATHENA est l'environnement logiciel d'ATLAS. Il est basé sur Gaudi [42] développé initialement par la collaboration LHCb et ensuite conjointement avec la collaboration ATLAS. Il est conçu pour permettre de traiter les données des systèmes de déclenchement de même que les données des systèmes d'acquisition. Il doit aussi permettre aux physiciens d'accéder aux données traitées et leur fournir les outils d'analyse. La grande complexité du détecteur ainsi que la variété de la physique étudiée nécessite d'avoir un logiciel modulaire, robuste tout en étant flexible. La programmation orientée objet est idéale pour les besoins de l'expérience, ainsi le langage de programmation utilisé est le C++ couplé au PYTHON. Certains composants externes au logiciel sont en FORTRAN tels les générateurs Monte-Carlo, ou en Java, tels les outils de visualisation d'évènements (*Atlantis*). ATHENA est composé de modules, ou *packages*, et d'interfaces qui permettent d'utiliser les modules indépendamment. On peut donc modifier une partie du programme sans impacter sur le comportement des autres modules. On utilise aussi les *jobOption*, fichiers codés en PYTHON, pour effectuer les configurations laissées libres à l'utilisateur, et pour définir la valeur de certains paramètres utilisés dans les modules.

Deux types de logiciels sont utilisés :

- les algorithmes dérivent de la classe *Algorithm*. Ils comportent au minimum trois méthodes, *Initialize* et *Finalize* qui ne sont utilisés qu'une fois au début et à la fin de l'exécution, pour configurer, charger les outils et libérer les mémoires utilisées. La méthode *Execute* contient la boucle principale de traitement de chaque évènement.
- les outils dérivent de la classe *AlgTool*. Ce sont des programmes outils pouvant être appelés par l'algorithme principal plusieurs fois si nécessaire. Ils peuvent aussi être utilisés par plusieurs *Algorithms*.

Les données sont contenues dans des *datasets* de différents formats et tailles. Leur accès se fait via `StoreGateSvc`, base de donnée stockée en mémoire enregistrant les références des différents objets utilisés. Ces objets sont eux contenus dans des blocs appelés `container`, dont les objets sont reliés entre eux par des `ElementLink`. Par exemple l'objet *electron* dérivant de la classe *egamma* est contenu dans un *electronContainer* et est lié aussi aux objets dans le container *EMClusterContainer*, *trackParticleContainer* par des `ElementLink` contenant les références aux objets traces et cluster reconstruits de l'électron dans leur container respectif. Ainsi, aucune information n'est dupliquée dans **ATHENA**, ce qui ne serait pas possible vu le flux de données attendu lors des prises de données.

Il existe différents types de formats de données. Les RDO (Raw Data Object) contiennent toutes les informations brutes reçues par le détecteur. Les ESD (Event Data Summary) contiennent les événements reconstruits au complet, ayant par conséquent une taille très importante et ne sont pas distribués partout. Les AOD (Analysis Object Data) ne contiennent qu'une partie des informations des ESD nécessaire aux analyses de physique. Ils ont une taille de 20% de celle des ESD afin d'être distribués partout dans le monde. Un dernier type de lots de données a été récemment mis au point et est utilisé pour les premières analyses de données, les D3PD, en fait des ntuples lisibles directement sous **Root**, afin de permettre une analyse conjointe et la vérification multiple des premiers résultats. Le schéma 2.25 donne les différents flux de données aux différentes étapes du logiciel.

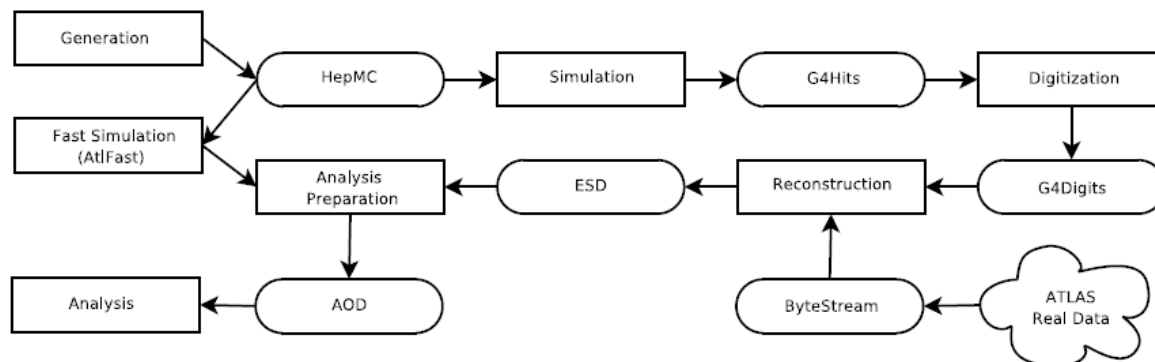


Figure 2.25 – Schéma simplifié des flux de données [41]

2.7.2 La grille de calcul

La grille de calcul a été développée pour mettre en commun des ressources informatiques du monde entier, et pour permettre une puissance et une rapidité de calcul inégalées. Elle est réalisable grâce à l'amélioration des débits de transfert de données (internet) permettant la transmission rapide d'un grand flux de données.

Les expériences du LHC, dont ATLAS, ont décidé de développer le traitement de leurs données à l'aide de la grille de calcul. En effet, le flux de données attendu, la taille des collaborations internationales (près de 3000 membres pour ATLAS) nécessitent une utilisation optimale des ressources mondiales de calcul et la répartition des données dans les différents centres en vue de leur analyse. Les types des centres de calcul LCG (*LHC Computing Grid*) sont au nombre de trois (figure 2.26). Tout d'abord le Tier0 est la ferme de calcul du CERN, lieu d'acquisition des données. Son rôle est de stocker les données acquises à long terme, la distribution aux Tier1 (il y en a 11 dans le monde) et la participation à l'activité de reconstruction. Les Tier1 reçoivent une partie des données du Tier0, assurent leur stockage à long terme et contribuent à l'essentiel de la reconstruction. Ils peuvent éventuellement participer à l'analyse des données. En France, le Tier1 est situé au centre de calcul de l'IN2P3 à Lyon. Les Tier2 enfin sont utilisés pour l'analyse des données et les simulations Monte-Carlo. Ce sont généralement des fermes plus petites et il en existe quatre à cinq fois plus que de Tier1. Ils ont aussi une grande capacité de stockage. Le LAL possède une ferme de Tier2.

Dans ATLAS, deux interfaces de la grille peuvent être utilisées conjointement avec ATHENA : **panda** et **ganga**. Concrètement un job envoyé sur la grille est divisé en sous-jobs plus petits qui sont exécutés simultanément sur différents ordinateurs d'une ferme de calcul. Le temps d'exécution est donc divisé d'autant. Il serait impossible de travailler sans la grille de calcul dès lors que la statistique d'un dataset devient importante, et a fortiori sur les données.

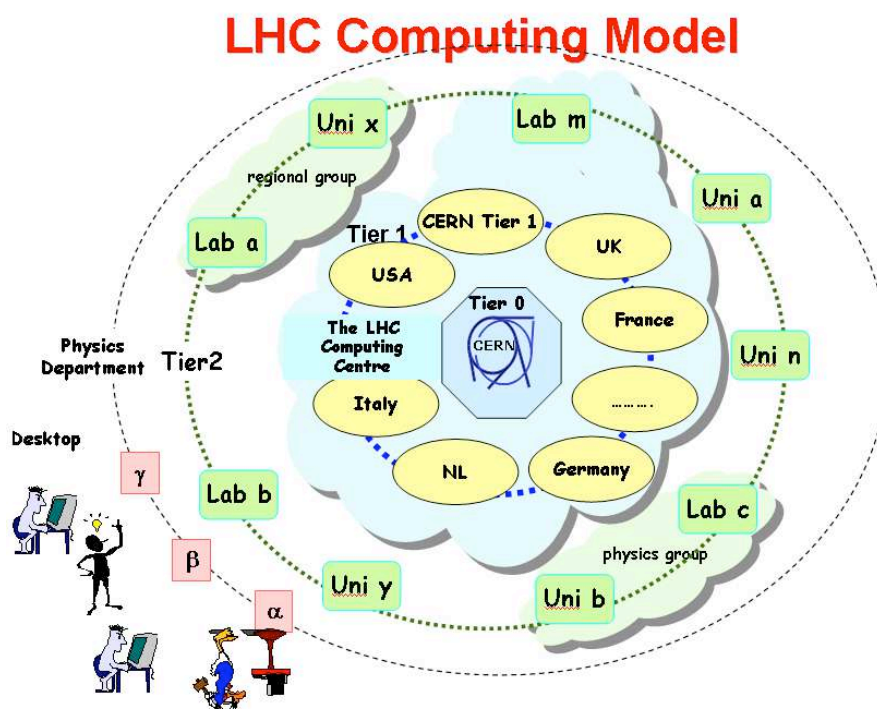


Figure 2.26 – Schéma de fonctionnement global de la grille de calcul

2.7.3 Outils et formats utilisés lors de cette thèse

Pendant cette thèse j'ai été amenée à utiliser plusieurs outils et formats de données :

- la grille de calcul
- des données simulées ou réelles en format AOD.
- des ntuples privés construits à partir des AOD à l'aide de la grille pour des analyses interactives
- des D3PD standards, copiés localement et lus interactivement pour l'analyse des premières données.

Chapitre 3

La reconstruction des électrons dans ATLAS

L'efficacité de la recherche du boson de Higgs dans le canal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4$ électrons dépend essentiellement de la qualité de la reconstruction des électrons et de leur identification. En effet, elle varie comme la puissance quatre de l'efficacité de reconstruction des électrons. Particulièrement à basse masse, 120-130 GeV, certains électrons issus de la désintégration du Higgs ont des énergies très basses, de l'ordre de quelques GeV. Il est donc crucial d'avoir les meilleures performances, à commencer par la reconstruction, sur une gamme d'énergie très large. La région à bas p_T est la plus difficile à maîtriser à cause du bruit de fond QCD important, et aussi des effets de matière dont l'impact sur le comportement des électrons est plus important, comme nous le verrons.

C'est dans l'optique de contribuer à l'amélioration des performances, tout particulièrement à basse énergie, que je me suis investie dans l'amélioration de la reconstruction et de l'identification des électrons. Dans ce chapitre, la logique de reconstruction des électrons va être présentée en détails. Je présenterai donc :

- dans un premier temps la reconstruction des électrons,
- je détaillerai ensuite la reconstruction des dépôts électromagnétique et des traces,
- enfin je décrirai la méthode d'extrapolation des trajectoires des particules d'une surface à une autre dans ATLAS.

Ce sont des outils que j'ai eu besoin de comprendre pour ensuite les utiliser en vue d'améliorer les performances de reconstruction, ce que nous verrons au chapitre suivant.

La reconstruction des électrons est une partie du programme *egamma*, qui gère la reconstruction et l'identification des particules électromagnétiques, électrons et photons. Un tel objet est par conséquent désigné par le nom "egamma" d'une manière générique.

3.1 Reconstruction des objets électrons

D'une manière générale, un objet "électron" est un objet *egamma* constitué d'une trace reconstruite pointant vers un dépôt électromagnétique. On appelle "candidat électron" tout objet électron reconstruit. Deux programmes de reconstruction des électrons sont implémentés dans le programme ATHENA :

- le programme standard définit des électrons "**egamma**". Il cherche une trace reconstruite pointant vers un dépôt électromagnétique reconstruit par l'algorithme *Sliding Window*. Nous allons décrire cet algorithme plus en détail dans cette section. Si aucune trace n'est trouvée, l'objet egamma sera considéré comme un photon non converti et suivra la chaîne de reconstruction des photons. Pour l'utilisateur, la reconstruction utilisée est indiquée par la valeur d'un entier *author*. Les électrons ainsi reconstruits portent la valeur *author* = 1.
- une reconstruction spéciale est utilisée particulièrement pour les électrons de très basse énergie, de l'ordre de quelques GeV, appelés "**Softe**". L'algorithme *Sliding Window* ayant un seuil à 2.5 GeV, tous les électrons d'énergie inférieure ne sont pas reconstruits par la méthode standard. L'algorithme *Softe* part de traces reconstruites de bonne qualité pointant vers un dépôt d'énergie relativement isolé. Cette méthode ne sera pas détaillée ici. Les électrons ainsi reconstruits portent la valeur *author* = 2.

Un électron peut être egamma et softe s'il est reconstruit par les deux méthodes. Dans ce cas, dans egamma on trouve un candidat électron portant la valeur *author* = 3 (soit *author* = 1 et 3).

Les méthodes de reconstruction des traces et des dépôts électromagnétiques par le *Sliding Window* seront décrites dans les deux sections suivantes.

Par la suite, les candidats électrons suivent une chaîne d'algorithmes décrits ci-dessous.

3.1.1 Accord trace-dépôt EM : EMTrackMatchBuilder

Dans un premier temps, une trace reconstruite est recherchée en face de chaque dépôt d'énergie reconstruit. La trace est acceptée si elle est contenue dans une fenêtre $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.1 \times 0.2$. La fenêtre est plus large en φ pour tenir compte des effets de rayonnement bremsstrahlung qui modifient la trajectoire en φ de l'électron à cause de la rotation dans le champ magnétique. En effet, plus la trace perd de l'énergie, plus elle est courbée. Ensuite une coupure est appliquée sur le rapport $E_{\text{depot}}/P_{\text{trace}} < 10$ (jusqu'en 2009). Si la trace est acceptée, l'objet est considéré comme un électron. L'objet EMTrackMatch, contenant toutes les variables relatives à l'association entre trace et dépôt électromagnétique, est alors enregistré dans le conteneur correspondant, et le pointeur vers cet objet est enregistré dans l'objet électron.

3.1.2 Taille du dépôt EM et forme de la gerbe

Ensuite la taille du dépôt électromagnétique est ajustée (3×7 pour le tonneau et 3×5 pour les bouchons), et il est calibré en tant qu'électron. Les caractéristiques du dépôt sont mises à jour et enregistrées, le pointeur vers le dépôt est attaché à l'électron.

L'algorithme EMShowerBuilder calcule des variables caractérisant la forme de la gerbe électromagnétique qui seront utilisées plus tard dans l'identification. Il crée l'objet EMShower et l'attache au candidat électron.

3.1.3 Calcul du quadrivecteur

L’algorithme **EMFourMomentumBuilder** construit ensuite le quadrivecteur de l’électron en utilisant les informations de la trace et du calorimètre. Initialement, l’impulsion était déduite de la trace et l’énergie du calorimètre mais il a été décidé de combiner les deux informations selon différents cas. Le tableau 3.1 décrit la méthode de reconstruction du quadrivecteur.

Combinaison trace-dépôt	
$\sigma = \sqrt{\frac{(E_{depot} - P_{trace})^2}{(\sigma_{E_{depot}}^2 + \sigma_{P_{trace}}^2)}}$	
$\sigma < 3$	$\sigma \geq 3$
E provient toujours du dépôt	E est une combinaison de E_{trace} et de P_{trace}
N nombre de points de mesures Si	
$N > 3$	$N \leq 3$
η vient de η_{trace}	η combinaison de η_{trace} et η_{depot}
φ vient de φ_{trace}	φ vient de φ_{trace}

Tableau 3.1 – Méthode de calcul du quadrivecteur

3.1.4 Autres outils de reconstruction

D’autres outils de reconstruction sont utilisés ensuite. Ils sont processés automatiquement mais pas utilisés de manière standard. L’algorithme **EMBremsstrahlungBuilder** reconstruit à nouveau les traces avec des méthodes très élaborées mais très couteuses en ressources de calcul. Les performances de ces algorithmes ne sont pas encore optimales et ils ne sont pas utilisés pour l’instant par défaut. Un algorithme de construction de variables d’isolations est aussi disponible.

Enfin, un algorithme d’identification est appliqué pour sélectionner les électrons réels et rejeter les faux électrons (jets...). Cet algorithme est décrit dans le chapitre 4.

3.2 Reconstruction des dépôts électromagnétiques

Les particules produites lors des collisions déposent leur énergie dans les calorimètres. Un programme sert à reconstruire les dépôts d’énergie en groupant les cellules touchées et à faire la somme des énergies mesurées dans les différentes cellules. La calibration est ensuite appliquée pour tenir compte de l’énergie déposée en dehors de l’amas et du matériel mort dans le détecteur. La calibration dépend de la particule incidente, elle est donc appliquée après la reconstruction des amas.

Deux types de reconstruction des amas sont utilisés dans ATLAS :

- l’algorithme des *fenêtres glissantes* additionne les cellules dans une région rectangulaire pour que l’énergie transverse de l’amas soit un maximum local. Il est utilisé pour la reconstruction des gerbes électromagnétiques ou des jets issus de la désintégration des leptons τ .
- les *amas topologiques* additionnent itérativement toutes les cellules voisines autour d’un précurseur tant que leur énergie transverse est supérieure à un seuil donné

qui dépend du bruit. Cette reconstruction est efficace pour supprimer les bruits en utilisant un grand nombre de cellules. Elle est utilisée pour la reconstruction des jets et de l'énergie transverse manquante. Cette reconstruction a été utilisée dans les analyses des premières données afin d'extraire des signaux d'électrons et de photons de très basse énergie, notamment pour la reconstruction des mésons π^0 et J/Ψ .

Dans un premier temps, l'énergie brute mesurée dans chaque cellule est corrigée d'effets tels qu'une haute tension inférieure à la tension nominale, des effets intrinsèques au calorimètre déterminés lors des campagnes de calibration. Les cellules ainsi corrigées sont stockées en tant que **CaloCell** sur les ESD et les AOD qui sont ensuite utilisées pour former les amas **CaloCluster** (stockés eux aussi sur les ESD et les AOD).

3.2.1 L'algorithme de fenêtres glissantes (*sliding window*).

L'algorithme de fenêtres glissantes est utilisé comme base pour reconstruire les objets électromagnétiques, électrons et photons et les objets hadroniques en combinant les calorimètres électromagnétique et hadronique. Nous nous limiterons ici aux objets γ . L'algorithme consiste en trois étapes : la reconstruction de tours, la recherche de précurseurs d'amas et le remplissage des amas avec les cellules situées autour des précurseurs.

3.2.1.1 Construction des tours

Le plan $\eta - \varphi$ est utilisé pour caractériser les cellules du calorimètre. Ce plan est divisé en une grille de mailles $N_\eta \times N_\varphi = 200 \times 256$ de taille $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.025 \times 0.025$, soit une cellule du compartiment milieu, dans la région $|\eta| < 2.5$. L'énergie des cellules de chaque maille est additionnée pour former l'énergie de chaque tour. Des objets **CaloTower** sont alors formés, mais ils ne seront pas enregistrés par la suite, les objets **CaloCluster** n'y faisant pas référence.

3.2.1.2 Recherche des précurseurs d'amas

Ensuite une fenêtre de 3×5 cellules du compartiment milieu est déplacée sur les éléments de la grille d'une tour, cellule par cellule. Si l'énergie transverse dans la fenêtre est un maximum local supérieur à 2.5 GeV alors un précurseur est formé. La taille de la fenêtre et le seuil sont optimisés de manière à avoir la meilleure efficacité et limiter la reconstruction de faux amas (dûs au bruit). La position du précurseur est ensuite calculée comme le barycentre de chaque cellule en η et φ pondéré par l'énergie. Ensuite les duplicatas sont supprimés : si deux amas ont la position de leur précurseur dans un intervalle $\Delta\eta^{dupl} \times \Delta\varphi^{dupl}$, celui qui a la plus grande énergie est conservé, tandis que l'autre est rejeté.

3.2.1.3 Remplissage des amas

Les énergies de toutes les cellules dans un rectangle $\Delta\eta^{amas} \times \Delta\varphi^{amas}$ centré sur la position du précurseur sont ajoutées pour chaque couche du calorimètre. Le remplissage

est effectué successivement dans le compartiment milieu, puis avant, puis dans le pré-échantillonneur, et enfin dans le compartiment arrière. Le précurseur défini précédemment est utilisé pour positionner la fenêtre rectangulaire dans le compartiment milieu, puis un nouveau barycentre est calculé pour définir la position $(\eta_{milieu}, \varphi_{milieu})$ de l'amas dans ce compartiment. Cette position sert de base pour remplir l'amas avec les cellules du compartiment avant. Comme les cellules du compartiment avant sont plus grandes en φ (0.1), pour un amas 5×5 , si le précurseur est proche de la limite entre deux cellules alors les deux cellules sont incluses dans l'amas. Si le précurseur est au milieu d'une cellule, seule celle-ci est incluse. Le barycentre $\eta_{avant}, \varphi_{avant}$ de l'amas dans ce compartiment est alors calculé et sert à son tour de précurseur pour le calcul de l'amas dans le pré-échantillonneur. Le compartiment arrière utilise η_{milieu} et φ_{milieu} .

Ensuite des amas de tailles η_{milieu}^{amas} et φ_{milieu}^{amas} différentes sont construits, selon la particule hypothétiquement reconstruite et sa position dans le calorimètre. Le tableau 3.2 donne les tailles des amas pour différents cas. Cette taille est optimisée pour répondre à un compromis : elle doit contenir la majorité de l'énergie déposée, en limitant l'ajout de bruit si plus de cellules sont utilisées.

Particule	Tonneau	Bouchons
Electron	3×7	5×5
Photons convertis	3×7	5×5
Photons non convertis	3×5	5×5

Tableau 3.2 – Taille des amas électromagnétiques pour différents types de particules dans les régions tonneau et bouchons du calorimètre électromagnétique

Les amas électromagnétiques sont plus larges en φ pour les électrons dans le tonneau pour ne pas perdre l'énergie émise par les photons de bremsstrahlung issus des interactions dans la matière du détecteur interne. Ces photons sont tangents à la trajectoire des électrons : ils sont émis colinéairement mais ne sont pas courbés par le champ magnétique au contraire de l'électron. Le dépôt électromagnétique est donc élargi en φ pour les électrons. On observe aussi un étalement pour les photons convertis en paires e^+e^- qui vont être courbés dans des directions opposées dans le champ magnétique.

Dans les bouchons, le champ vu par les particules est plus faible car le rayon qu'elles parcourent avant d'arriver au calorimètre est plus petit. Les amas ont donc la même taille en φ dans tous les cas. En η , l'amas contient plus de cellules car elles ont une taille plus petite en terme de rayon de Molière¹.

Techniquement la calibration appliquée aux amas dépend de la reconstruction. En attendant de connaître la nature de la particule, la calibration est donc effectuée selon les deux hypothèses, électron ou photon, le choix définitif est fait par la suite.

1. Le rayon de Molière caractérise l'extension latérale de la gerbe électromagnétique. Il est défini comme le rayon d'un cylindre comprenant 90% de l'énergie déposée dans la gerbe. Il est relié à X_0 par la relation $R_M = 0.0265 X_0 (Z + 1.2)$ où Z est le numéro atomique du matériau.

3.2.2 Reconstruction de l'énergie des électrons et performances du calorimètre

3.2.2.1 Reconstruction du signal [43]

La réponse normalisée $g^{ion}(t)$ du système au courant d'ionisation diffère de la réponse $g^{cal}(t)$ au courant de calibration car les deux signaux sont respectivement de forme triangulaire et exponentielle. De plus le premier est généré dans le détecteur tandis que le second est généré à l'extérieur du détecteur, il accède à l'intérieur via une induction et est ensuite injecté dans la cellule. Les formes des deux signaux à la sortie de la chaîne de lecture sont données figure 3.1.

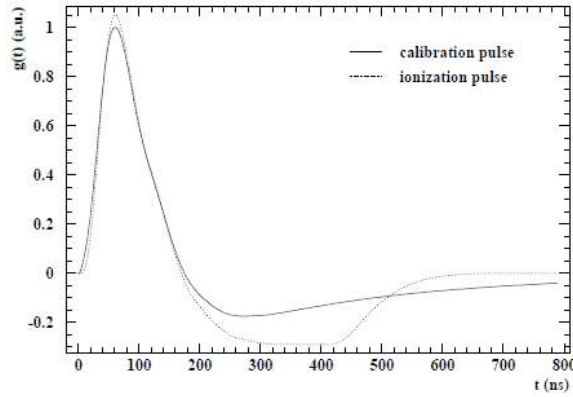


Figure 3.1 – Signaux de calibration $g^{cal}(t)$ et d'ionisation $g^{ion}(t)$ normalisés

On considère que le signal de calibration injecté est de la forme :

$$I^{cal}(t) = I_0^{cal} \theta(t) \left[f_s + (1 - f_s) e^{-\frac{t}{\tau_c}} \right] \quad (3.1)$$

avec $\tau_c \simeq 350$ ns, $\theta(t)$ la fonction heavyside, et f_s une compensation de la calibration. On modélise le signal d'ionisation triangulaire par :

$$I^{ion}(t) = I_0^{ion} \theta(t) \theta(T_D - t) \left(1 - \frac{t}{T_D} \right) \quad (3.2)$$

où $T_D \simeq 450$ ns dans le tonneau et décroît de 550 à 250 dans les bouchons en fonction de η .

Les différences entre les signaux de calibration et d'ionisation peuvent être décrites analytiquement en modélisant les cellules de lectures par des circuits RLC, où deux courants partagent la même chaîne d'acquisition en étant générés à des endroits différents. En prenant en compte les formules précédentes on obtient [34] [44] [45] :

$$g^{ion}(t) = g^{cal}(t) \times \mathcal{L}^{-1} \left[\frac{sT_D - 1 + e^{-sT_D}}{s^2 T_D} \frac{s(1 + s\tau_c)}{f_s + s\tau_c} \right] \times \mathcal{L}^{-1} \left[\frac{1}{1 + s^2 LC + sRC} \right] \quad (3.3)$$

où le signal d'ionisation normalisé $g^{ion}(t)$ peut être prédit à partir du signal de calibration observé par une convolution temporelle avec une fonction dépendant de T_D , τ_c , f_s , LC ,

RC en utilisant une transformation de Laplace inverse avec la variable s . La fréquence de résonance correspond à un circuit oscillant standard : $f = 1/2\pi\sqrt{LC}$. Ainsi, l'évaluation de $g^{ion}(t)$ est complètement indépendante des différents éléments de la chaîne de lecture.

Pour évaluer la valeur des paramètres de cette modélisation, une méthode entièrement prédictive est utilisée. Cette méthode est basée uniquement sur la calibration et donc ne repose pas sur une connaissance des signaux d'ionisation dans des événements asynchrones. Elle repose sur l'observation des signaux de calibration, pour lesquels jusque 32 échantillons digitalisés peuvent être acquis sur au maximum 800 ns. Le temps de décroissance de l'exponentielle peut être extrait directement par un ajustement des queues du signal de calibration. Pour estimer la compensation f on procède comme suit : si le signal injecté $I^{cal}(t)$ est une fonction "marche", la queue du signal mis en forme est minimale. La réponse du détecteur à un tel courant peut être calculée en effectuant une convolution entre $g^{cal}(t)$ et une fonction du temps dépendant des paramètres τ_c et f . Quand τ_c est obtenu, la valeur de f est choisie de manière à minimiser les queues de la fonction de réponse.

Les paramètres LC et RC sont déduits de l'analyse de la fréquence de la fonction de transfert, qui est minimum pour une fréquence angulaire $\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}$. Cela peut être fait en utilisant une transformation de Fourier rapide, ou avec une méthode similaire à celle utilisée pour la détermination de f .

On rappelle la méthode de reconstruction de l'énergie brute déposée à partir du signal digitalisé (chapitre 2.4.3.1) :

$$E_{cell} = F_{\mu A \rightarrow MeV} \cdot F_{DAC \rightarrow \mu A} \cdot \frac{1}{M_{phys}/M_{cal}} \cdot \sum_{i=1}^{Mramps} R_i \left[\sum_{j=1}^{Nsamples} a_j(s_j - p) \right]^j \quad (3.4)$$

3.2.2.2 Reconstruction de l'énergie des dépôts électromagnétiques

Pour reconstruire l'énergie des dépôts électromagnétiques, on estime, à partir des simulations, les corrections à appliquer dues à différents effets en corrélant les pertes d'énergies à des quantités mesurables. Les dépôts d'énergie dans le milieu passif sont étudiées en utilisant une simulation [37]. Au final l'énergie du dépôt est donnée par la formule :

$$E^{reco} = F(E_{acc}^{reco}, \eta) \times E_{ps}^{clu LAr} + S_{acc}(X, \eta) \times \left(\sum_{i=1,3} E_i^{cl LAr} \right) \times (1 + C_{out}(X, \eta)) \times (1 + f_{leak}(X, \eta)) \quad (3.5)$$

où :

- $F(E_{acc}^{reco}, \eta) \times E_{ps}^{clu LAr}$ donne l'énergie déposée en amont du calorimètre,
- $S_{acc}(X, \eta) \times (\sum_{i=1,3} E_i^{cl LAr})$ l'énergie déposée dans le dépôt,
- $C_{out}(X, \eta)$ l'énergie déposée en dehors du dépôt, et
- $f_{leak}(X, \eta)$ l'énergie déposée en arrière du calorimètre.

Les corrections majeures à effectuer sont celles sur les modulations en η et en φ de l'énergie déposée (figure 3.2). Ce sont des effets géométriques. Les modulations en η sont causées par la taille finie des cellules, et les modulations en φ sont causées par l'alternance des électrodes et des absorbeurs en forme d'accordéon. Cette forme est reflétée par l'allure des modulations.

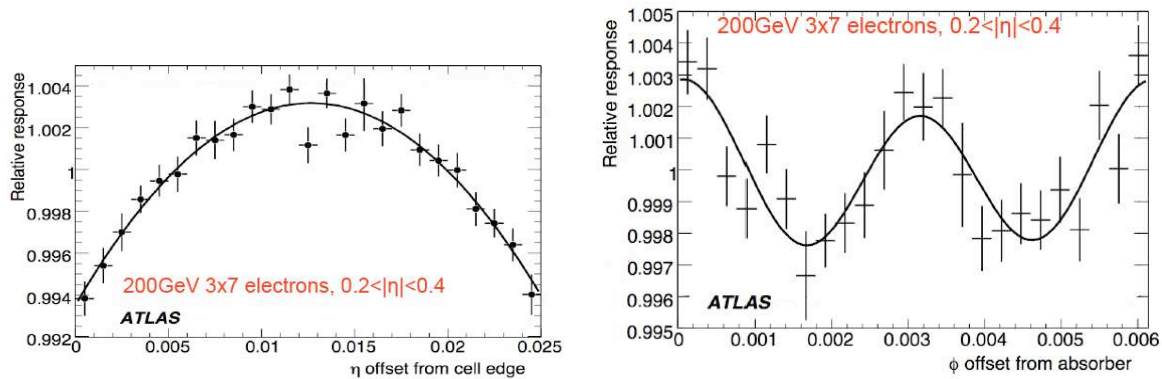


Figure 3.2 – Modulation en η (gauche) et φ (droite) sur l'énergie déposée dans les cellules, rapportées sur une cellule du compartiment milieu [37]

3.2.2.3 Performances

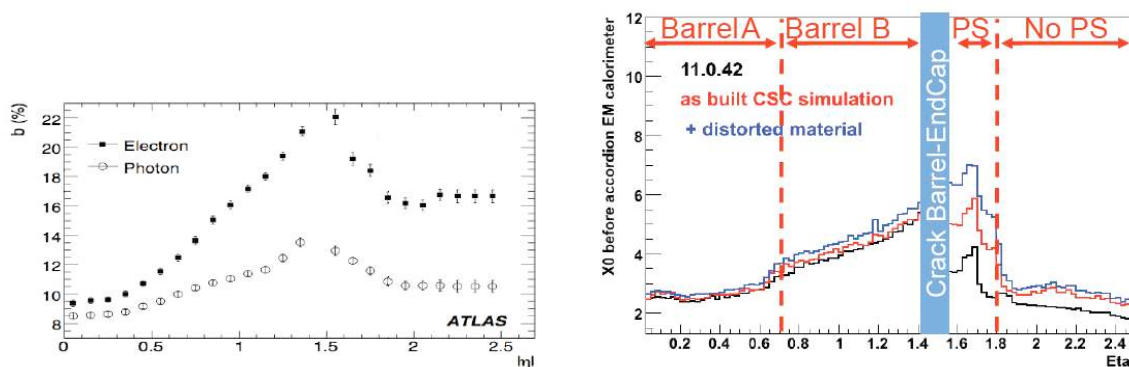


Figure 3.3 – Terme d'échantillonnage (gauche) pour des électrons et des photons en fonction de η pour différentes simulations. Profondeur de gerbe X_0 en amont du calorimètre en fonction de η (droite)

La figure 3.3 donne le terme d'échantillonnage en fonction de η . On constate qu'elle est plus importante pour les électrons que les photons, car ceux-ci interagissent beaucoup plus dans le détecteur interne car ils sont chargés. Cette quantité augmente aussi avec η quand la quantité de matière augmente, comme le montre la figure de gauche : X_0 augmente avec η .

La résolution du calorimètre est donnée par la relation :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{A}{\sqrt{E}} \oplus \frac{B}{E} \oplus C \quad (3.6)$$

Les termes de cette relation sont

- $\frac{A}{\sqrt{E}}$ est le terme stochastique. Il dépend des fluctuations statistiques sur le nombre de particules créées lors du développement de la gerbe électromagnétique. Il est de l'ordre de 10% ;
- $\frac{B}{E}$ est le terme de bruit. Il contient les contributions du bruit électronique et de l'empilement. Cette contribution est moins importante à mesure que l'énergie augmente. L'utilisation de la méthode de Filtrage Optimal réduit son importance ;
- C est le terme constant. Il contient toutes les contributions des non-uniformités du calorimètre (épaisseur des composants, matériel, supports mécaniques, température, hautes tensions, estimation du matériel en face du calorimètre...). Il est de l'ordre de 0.7%.

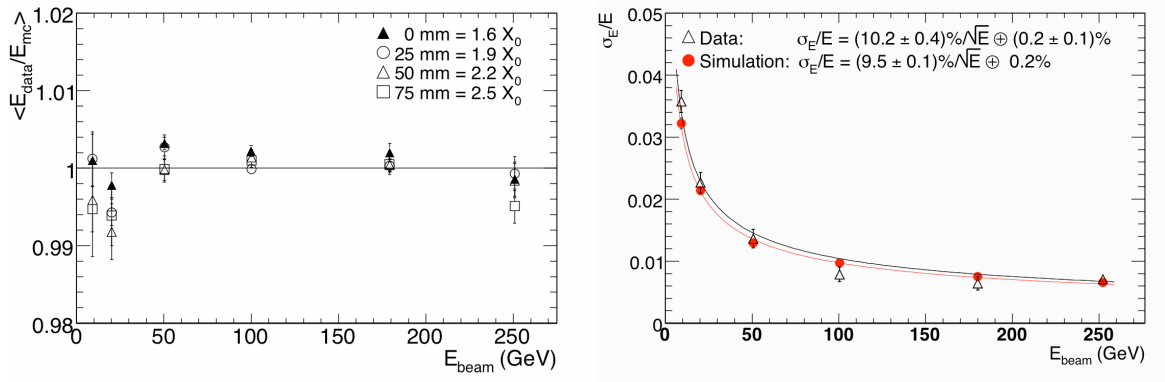


Figure 3.4 – Résolution (droite) et linéarité (gauche) du calorimètre électromagnétique pendant les tests en faisceaux de différentes énergies de 2004

La figure 3.4 de droite montre la linéarité de la réponse du calorimètre à argon liquide mesurée lors de la campagne de tests en faisceau en 2004. A gauche, la résolution en énergie est montrée. On voit qu'elle s'améliore quand l'énergie augmente.

3.3 Reconstruction des traces

Au chapitre précédent le détecteur interne a été détaillé. Nous avons vu qu'à petit rayon, près du tube du faisceau, on dispose de trajectographes de grande précision avec les pixels et le SCT, tandis qu'à grand rayon, les TRT fournit une grande multiplicité des points de mesure, même si la précision est moins importante. Ce dispositif permet d'identifier les traces en faisant des mesures précises dans les plans $R - \varphi$ et $R - z$. Il permet de mesurer les trajectoires des particules chargées qui ont un moment transverse $p_T > 0.5$ GeV et dans la région $\eta < 2.5$. Dans un premier temps un pré-processing est effectué sur les données brutes : les mesures brutes des pixels et du SCT sont groupées en amas, les informations en temps du TRT sont transformées en cercles de dérive calibrés.

La reconstruction des traces est faite en trois étapes successives [46] [47]. Tout d'abord, l'étape "Inside-out" (dedans-dehors) utilise des points mesurés avec précision et développe la mesure vers l'extérieur du détecteur interne. C'est une reconstruction efficace pour les

particules chargées originaires du vertex primaire, en particulier dans un environnement dense, peuplé de jets, grâce aux mesures de précision dans les pixels et le SCT. Ensuite, un algorithme "Outside-In" est appliqué dont le point de départ est une mesure dans les pailles du TRT, extrapolée ensuite vers les parties plus internes. Cette reconstruction est efficace pour les particules issues de la désintégration de particules à long temps de vie (par exemple les K_0 ou pour reconstruire les conversions de photons, et elle consiste en un deuxième passage pour les traces déjà identifiées à l'étape précédente, pour affiner la mesure. Enfin, on applique un algorithme de reconstruction pour les traces qui n'ont laissé de signal que dans le TRT ("TRT standalone"), particules créées à grand rayon. Les points de départ servant à cette reconstruction sont communes avec celles de l'algorithme "Outside-In".

3.3.1 La méthode de filtre Kalman [48]

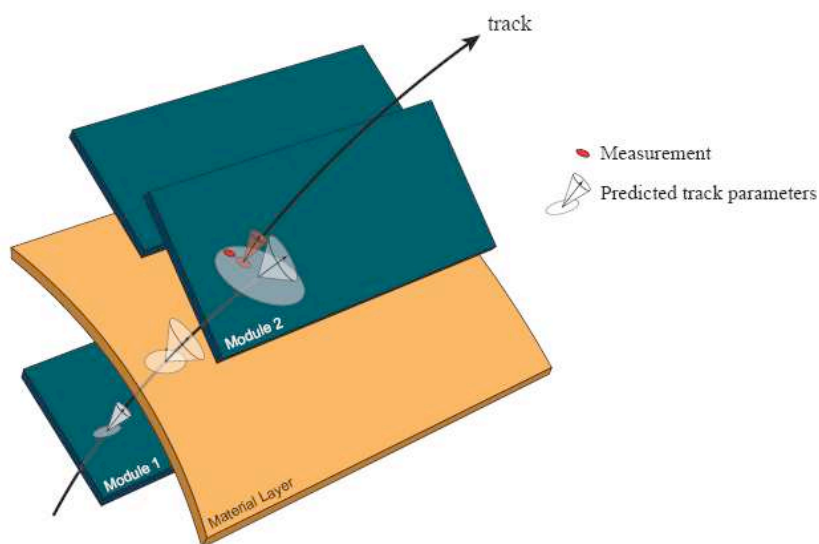


Figure 3.5 – Schéma montrant le fonctionnement du filtre Kalman pour la reconstruction des traces [46]

La figure 3.5 montre une illustration simplifiée d'un processus typique d'extrapolation séquentielle de filtre Kalman. La représentation de la trace sur le module 1 est propagée sur la surface de mesure suivante, ce qui donne la prédiction de la trace sur le module 2. La traversée de la couche de matière entre les deux modules augmente l'incertitude sur les paramètres prédits de la trace. Dans le formalisme de Kalman, la moyenne pondérée entre la prédiction et le point de mesure associé sert à construire un point de mesure mis à jour, qui à son tour sert de départ à la prochaine étape du filtre. Cela amène au modèle discontinu de trace illustré par la figure 3.5.

3.3.2 L'algorithme *Inside-Out*

La séquence d'algorithmes *Inside-Out* est la première appliquée dans la reconstruction des traces. Elle est effectuée en quatre étapes, tout d'abord la reconstruction de point de

départ dans le silicium, ensuite la reconnaissance de motifs typiques, puis la résolution d'ambiguïtés entre les différents candidats et enfin l'ajout des extensions dans le TRT.

3.3.2.1 Reconstruction des points de départ

Dans un premier temps, on procède en la reconstruction de points-3D dans le silicium, "space-points", qui sont des représentations en trois dimensions des mesures dans les pixels ou le SCT.

Ensuite on reconstruit les points de départ, c'est à dire un ensemble de trois points 3D, de coordonnées φ , z et R . Que ces points soient originaires des pixels ou du SCT n'a pas d'importance. On a donc des systèmes (p,p,p), (p,p,s), (p,s,s) ou (s,s,s) (p pour pixels, s pour SCT). Ces trois points doivent être alignés dans le plan $R - z$, pour se faire on effectue une extrapolation linéaire par rapport à l'origine (0,0,0), et on applique une coupure sur z . Ensuite une extrapolation est faite dans le plan $R - \varphi$ selon une courbe correspondant à un p_T minimum imposé. Finalement, un paramètre d'impact maximum par rapport à (0,0,0) est requis.

3.3.2.2 Reconnaissance de motifs types.

Après la formation des points de départ, une reconnaissance de motifs typiques commence. Chaque point de départ donne assez d'informations directionnelles pour indiquer un chemin possible pour la particule. Ce chemin indique quels éléments du détecteur doivent avoir été traversés par la particule et donc avoir remarqué son passage. On applique un filtre Kalman entre les dépôts et le point de départ. Des extensions sont ainsi recherchées de chaque côté du point de départ. Le filtre Kalman est utilisé à nouveau pour suivre la trajectoire et ajouter les dépôts mesurés sur le chemin de la trace. A chaque étape, les informations de la trace sont mises à jour pour prédire de plus en plus précisément la position des points de mesure attendus sur la prochaine surface de détecteur. Tous les points de départ ne mènent pas systématiquement à la reconstruction de traces, seulement 10% d'entre eux.

3.3.2.3 Résolution des ambiguïtés

Pour lever ces ambiguïtés, des notes sont attribuées aux traces reconstruites selon leur vraisemblance à être de vraies traces de particules. Celles qui obtiennent les notes les plus élevées sont enregistrées, celles qui ont une note en dessous d'un seuil déterminé sont abandonnées.

3.3.2.4 Extension au TRT

A partir de ce moment les traces silicium (Si) ne sont plus modifiées, les points mesurés dans le TRT sont juste ajoutés. Un ajustement linéaire est ensuite réalisé dans les plans $R - \varphi$ et $R - z$ pour déterminer si le point de mesure est compatible avec la trace Si. La qualité de la trace TRT est comparée à celle de la trace Si : l'extension est gardée si la qualité est meilleure, dans le cas contraire les points de mesure du TRT sont étiquetés comme aberrants. La figure 3.6 montre des exemples de traces reconstruites à l'aide de l'algorithme inside-out avec les extensions de TRT.

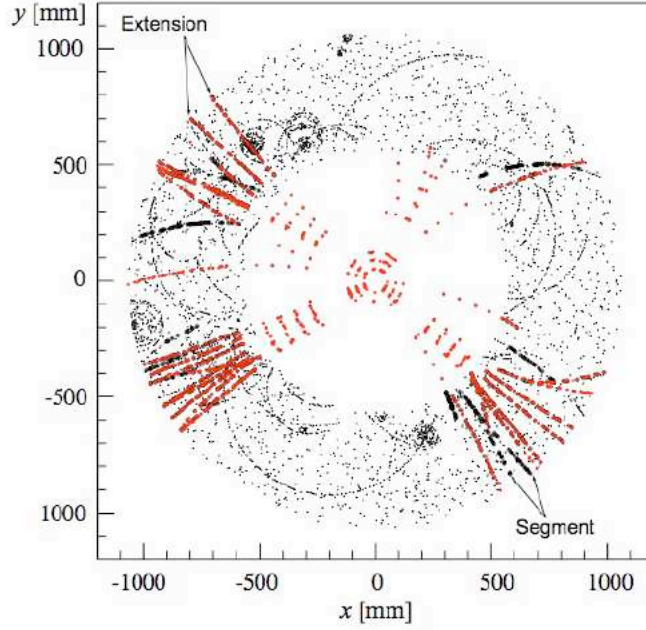


Figure 3.6 – Dans le cas d'un évènement simulé, schéma montrant la reconstruction des traces et les extensions faites dans le TRT. En rouge sont représentées les traces étendues au TRT, en noir les segments reconstruits dans le TRT

3.3.3 L'algorithme *Outside-In*

La séquence de reconstruction Outside-In est effectuée dans un deuxième temps. Elle procède en deux étapes : d'abord la recherche globale de motifs, ensuite la reconstruction locale de motifs en prenant en compte les segments de trace trouvés dans la première étape. Puis la trace est étendue au silicium.

3.3.3.1 Recherche des segments de trace dans le TRT

Aucune mesure le long d'une paille n'est possible dans le TRT en η dans le tonneau et z dans les bouchons. On va rechercher des motifs dans les plans $R - \varphi$ et $z - \varphi$ respectivement, où les traces forment des lignes droites de pente $c \propto 1/p_T$ correspondant à la courbure de la trace dans le champ magnétique.

Par conséquent on recherche dans la globalité du détecteur des motifs dans des plans définis : $R - \varphi$ pour le tonneau et $z - \varphi$ dans les bouchons. On suppose que la trace provient du vertex primaire et qu'elle a un $p_T > 500$ MeV. Les particules dans un champ magnétique suivent une trajectoire en arc de cercle dans le plan $x - y$, mais une droite dans le plan $R - \varphi$, de pente $c \propto 1/p_T$ et d'origine φ_0 . La pente c correspond à la courbure de la trace dans le champ magnétique et φ_0 à l'angle azimutal primaire (figure 3.7). Les points de mesure de pailles alignées tombent dans une même cellule (ϕ_0, c) . La recherche globale de segments dans le TRT est ainsi réduite à la recherche d'un maximum local dans un histogramme à 2 dimensions (figure 3.7). On trace différents segments entre les valeurs R_{min} et R_{max} (respectivement Z) en faisant varier c . On divise la région étudiée en portions selon η pour réduire le nombre de recouvrements possibles. Ensuite on calcule

une limite sur le nombre de points de mesure dans les pailles attendus pour un c donné, et on ordonne les candidats en fonction des valeurs croissantes de ϕ_0 . Puis le nombre de pailles traversées est comparé au nombre maximal attendu. Au final, après cette séquence, un grand nombre de motifs sont reconnus dans le TRT.

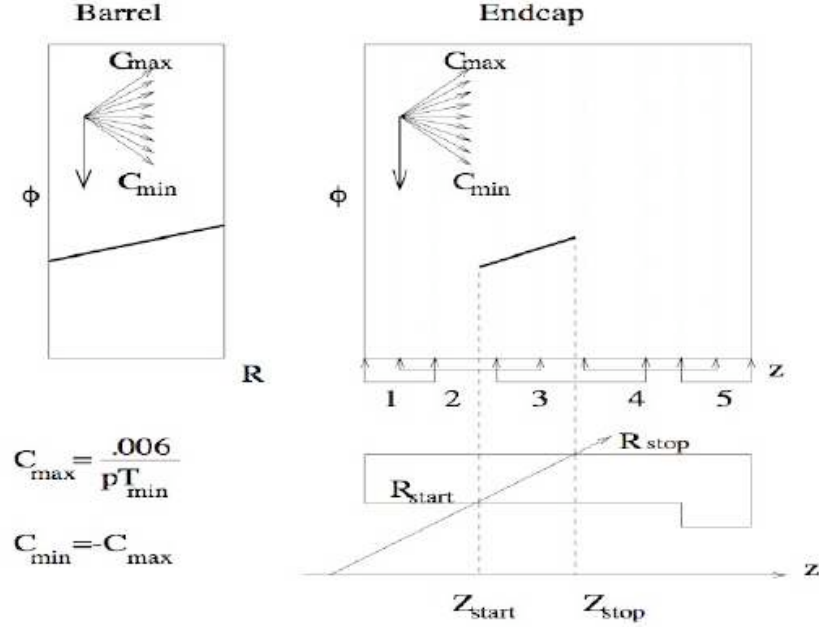


Figure 3.7 – Représentation des segments de trace reconstruits dans le TRT pour le tonneau à gauche, plan $R - \phi$, et les bouchons à droite, plan $z - \phi$

Dans un deuxième temps, on applique une sélection pour réduire le nombre de segments candidats. On ne retient que ceux qui ont plus de neuf points de mesure dans le TRT, puis on applique un algorithme de reconnaissance de motifs localement, en tenant compte cette fois-ci de l'information sur le temps de dérive des électrons d'ionisation dans les pailles. Un ajustement hélicoïdal de la figure obtenue est réalisé dont les paramètres sont définis avec les meilleures estimations de ϕ , c et $\eta(\theta)$ du segment considéré. Cet ajustement sert à définir un chemin dans le TRT avec une largeur 10 fois supérieure à l'erreur sur la mesure des paramètres de l'hélice. Tous les points de mesure collectés sur ce chemin sont définis selon un système de coordonnées circulaires (u, v) où $u = \frac{y}{x^2 + u^2}$ et $v = \frac{x}{x^2 + u^2}$ de telle manière que les points forment des lignes dans le plan (u, v) et les temps de dérive aussi (figure 3.8). Le meilleur segment est celui qui traverse le plus de couches. On procède enfin à l'ajustement global de la trace par une méthode de Kalman.

3.3.3.2 Extension au détecteurs à silicium

Après avoir obtenu une trace dans le TRT, une extension dans les couches internes des pixels et du SCT est recherchée. Pour ce faire on utilise les points d'espace qui ne sont pas utilisés lors de la reconstruction Inside-Outs. Les points restant sont classés en angle $R - \phi$ le long de η . Les points de départ sont ensuite recherchés dans la région $R - \phi$ donnée par les paramètres de la trace TRT. La recherche est limitée aux trois couches les plus externes

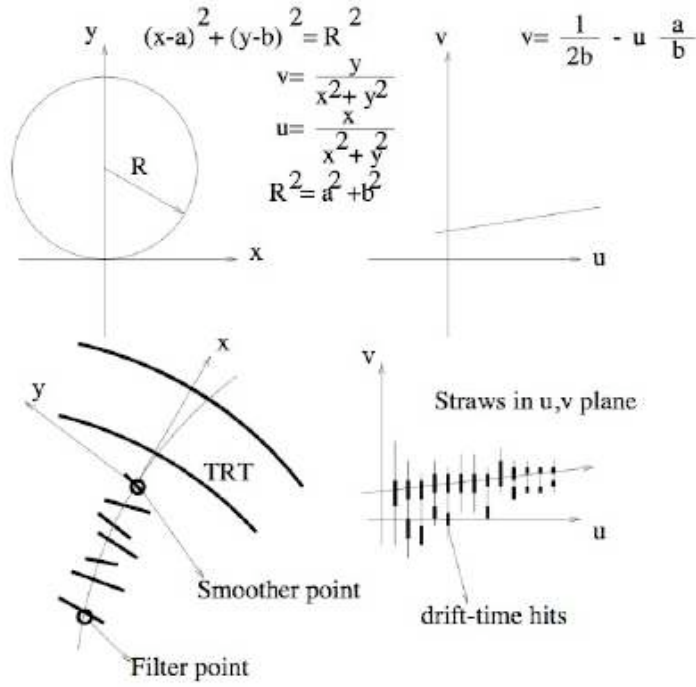


Figure 3.8 – Représentation des points des traces TRT dans le plan (u, v) circulaire

du SCT. Les points de départ sont constitués de deux points d'espace, le troisième point étant le premier point de mesure du segment dans le TRT. Un trou dans les couches de SCT est toléré. L'application d'un filtre de Kalman sur les points de départ permet une meilleure estimation des paramètres de la trace, améliorant notamment l'estimation de la composante longitudinale. Les nouveaux paramètres sont utilisés pour déterminer un chemin à travers les autres couches de silicium, et un maximum de points de mesure est collecté. Une combinaison de filtre Kalman et de lissage est utilisée comme dans la méthode Inside-Out. Les paramètres issus des extensions dans le silicium sont utilisés ensuite pour produire une nouvelle extension dans le TRT (comme pour la méthode Inside-Out) mais aucun classement des traces n'est effectué. Enfin, les ambiguïtés sont résolues. Cette méthode fournit une efficacité supérieure pour les traces produites à grand rayon dans le silicium, par exemple les kaons ou les photons convertis.

3.3.4 Reconstruction des TRT standalone

Tous les segments de TRT non utilisés précédemment sont transformés en traces appelées "TRT-only" ou "TRT standalone". Une mesure est ajoutée au début de la trace contenant les paramètres θ et z pour aider aux ajustements qui peuvent être effectués a posteriori. Les segments avec moins d'un minimum de mesures dépendant de η sont rejetés. Les traces sont enregistrées, la priorité étant donnée par le nombre de points de mesure en fonction du nombre attendu. Les ambiguïtés sont résolues après classement des traces selon que les cercles de dérive des pailles sont déjà enregistrés pour d'autres segments. Les traces contenant plus de 30% de points partagés par une autre trace sont rejetées. Un dernier ajustement est fait qui donne les paramètres de la trace. Ce type de traces n'est pas utilisé pour la reconstruction des électrons à cause de l'incertitude sur la

mesure de η dans le tonneau et z dans les bouchons.

3.3.5 Performances pour la reconstruction des traces

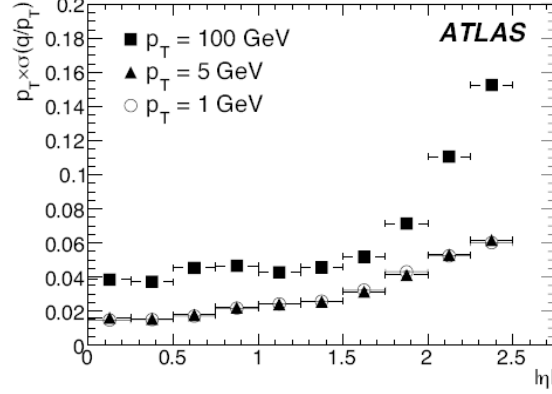


Figure 3.9 – Résolution du moment transverse pour des muons de 1, 5 et 100 GeV de moment transverse [39]

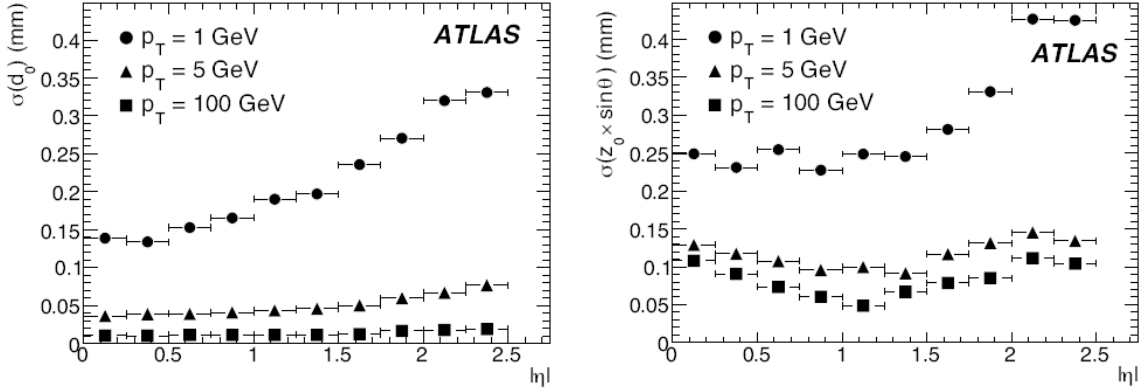


Figure 3.10 – Résolution du paramètre d'impact transverse (d_0) et longitudinal modifié ($z_0 \times \sin\theta$) pour des pions de 1, 5 et 100 GeV de moment transverse [39]

Les figures 3.9 et 3.10 montrent la résolution en impulsion transverse et en paramètre d'impact obtenus avec les simulations à 14 TeV [39]. On observe une détérioration à mesure que $|\eta|$ croît due à l'augmentation de matière dans le détecteur interne, et donc à l'augmentation des diffusions multiples sur le chemin de la particule.

3.3.5.1 Misidentification de charges

Le rayonnement bremsstrahlung, pour les électrons, peut induire une mauvaise identification des charges des particules. En effet, lors de la traversée du détecteur interne un grand nombre de photons éventuellement très énergétiques peuvent être rayonnés, se convertir à leur tour en paires électron-positron. Ce phénomène est illustré par le schéma

3.11 à gauche. Il suffit qu'un de ces électrons ou positrons emporte une grande quantité d'énergie et soit de charge opposée à la particule initiale pour que la trace ajustée ait la mauvaise charge attribuée, si le rayonnement a lieu tôt ce qui est illustré par la figure 3.11 à droite. Cette configuration arrive cependant peu souvent, dans 0.9 % des cas. La figure 3.12 montre que les mauvaises identifications de charges arrivent le plus souvent à grand $|\eta|$ et principalement dans le crack, région de séparation entre le tonneau et les bouchons, et à bas p_T . En effet dans le crack la quantité de matière morte est beaucoup plus importante (cryostat, câbles, supports...).

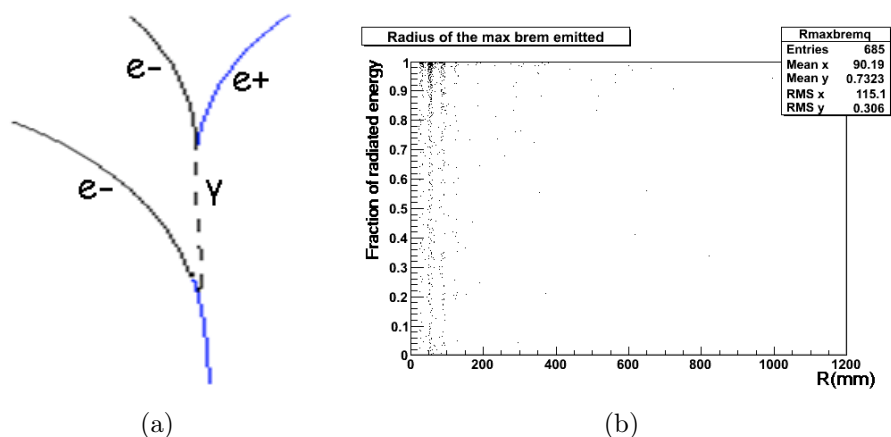


Figure 3.11 – Schéma illustrant le phénomène de conversion de photon de bremsstrahlung asymétrique à l'origine de la mauvaise identification des charges (a). Rayon d'émission du photon de bremsstrahlung le plus énergétique en fonction de la fraction d'énergie rayonnée dans le détecteur interne dans le cas de mauvaise identification de charge. On voit que ces cas correspondent à des rayonnement très énergétiques à petit rayon (b)

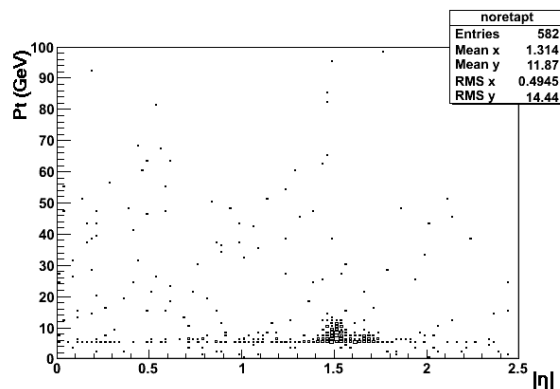


Figure 3.12 – Région en $|\eta|$ et p_T où ont lieu les mauvaises identifications de charges. On voit que le phénomène se produit principalement dans le crack et à bas moment transverse

La figure 3.13 donne l'efficacité de reconstruction des traces des électrons en fonction de $|\eta|$. Cette efficacité diminue quand p_T décroît et $|\eta|$ augmente à cause des effets de matière et de résolution présentés précédemment.

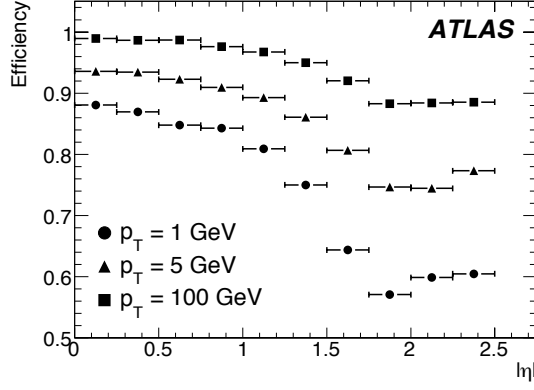


Figure 3.13 – Efficacité de reconstruction des traces en fonction de $|\eta|$ pour des électrons de 1, 5 et 100 GeV de moment transverse [39]

3.4 L’extrapolation des traces dans ATLAS

Pour de nombreuses étapes de la reconstruction de particules dans ATLAS, il est nécessaire de pouvoir extrapoler les traces reconstruites sur différentes surfaces du détecteur pour connaître le point de traversée de la surface en question par la particule. Cette extrapolation revient au transport des paramètres de la trace et de leur matrice de covariance sur une surface [46]. Cette transformation doit être réalisée autant pour des ajustements de type séquentiel comme les filtres Kalman, qui reposent sur les prédictions de l’extrapolateur, que pour les ajustements de type global (χ^2). Elle doit donc tenir compte des différents effets que subissent les particules sur leur passage. Ainsi les effets de matière (pertes d’énergies et surtout diffusions multiples) doivent être bien estimés, notamment dans le détecteur interne où la distribution de matériaux est très complexe. Pour les ajustements globaux, les incertitudes dues aux interactions dans la matière régulent les contributions des incertitudes sur l’angle de diffusion au χ^2 global. Pour un ajustement de type Kalman, les incertitudes sur la direction de l’impulsion et son amplitude dues aux interactions sont directement appliquées comme pertes d’énergie et comme contributions additionnelles à la matrice de covariance pendant l’extrapolation. L’extrapolateur doit aussi prendre en compte le champ magnétique d’ATLAS qui n’est pas toujours uniforme. Ces paramètres doivent être pris en compte pour obtenir la meilleure résolution sur la reconstruction des traces.

L’algorithme d’extrapolation est composé de trois parties principales (le schéma 3.14 en donne l’architecture détaillée) :

- la *propagation* est le transport mathématique des paramètres et de la matrice de covariance sur une surface donnée,
- la *navigation* est l’estimation de la trajectoire vers les différentes entités de la géométrie reconstruite. Elle est nécessaire pour donner une bonne description des effets de matière. Elle assure aussi l’accès à la carte du champ magnétique et permet de trouver le volume du détecteur auquel appartient la surface visée,
- l’*intégration* des effets de matière par rapport au matériel traversé.

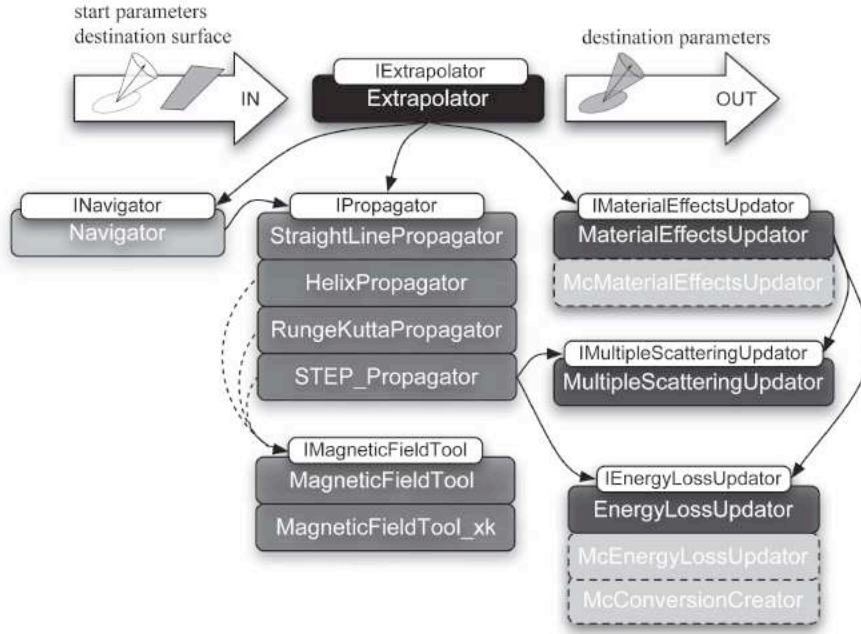


Figure 3.14 – Diagramme montrant le programme d'extrapolateur d'ATLAS

L'extrapolateur d'ATLAS est nécessaire dans différentes étapes de reconstruction comme nous le verrons dans les sections suivantes :

- *ajustement du vertex* : l'extrapolation de la trace par rapport à la position estimée du vertex doit être évaluée itérativement jusqu'à convergence
- *reconnaissance de motifs* : la prédiction du point de départ ("seed") est utilisée pour reconstruire la trajectoire et trouver les points de mesure sur sa longueur et ainsi les ajouter à la trace
- *reconstructions combinées* : entre le calorimètre et le détecteur de trace où l'on associe trace et dépôt électromagnétique pour reconstruire les électrons par exemple, ou pour associer trace et segment de trace entre deux systèmes de mesure différents (silicium et TRT par exemple)

3.4.1 Interaction des électrons dans la matière

En traversant la matière, les particules interagissent avec les atomes qui la composent. Elles subissent des diffusions coulombiennes sur les atomes qui vont les dévier de leur trajectoire initiale. Les particules qui nous intéressent dans ATLAS ont une grande énergie donc les diffusions n'affectent pas trop leur trajectoire : elles sortiront du volume de matériel avec une direction très proche de leur direction initiale. C'est un processus stochastique qui produit une déflexion en moyenne nulle. Au cours de l'extrapolation, il est pris en compte comme une contribution gaussienne ou multi-gaussienne aux fluctuations de la position de la trace.

Un autre phénomène aura une incidence beaucoup plus importante sur la reconstruction, principalement dans le cas des électrons comme nous allons le voir par la suite : les pertes d'énergie dans la matière. Différentes réactions peuvent avoir lieu dans les maté-

riaux. Elles dépendent des particules considérées et de leur énergie. Pour les particules massives (particules stables de masses plus grandes que celle de l'électron), le processus dominant est la perte d'énergie par ionisation, qui reste cependant faible. La figure 3.15 donne la perte d'énergie par unité de longueur pour un muon dans le cuivre en fonction de son énergie. Dans la région de Bethe-Bloch, gamme d'énergie de ces particules dans ATLAS, le processus d'ionisation domine.

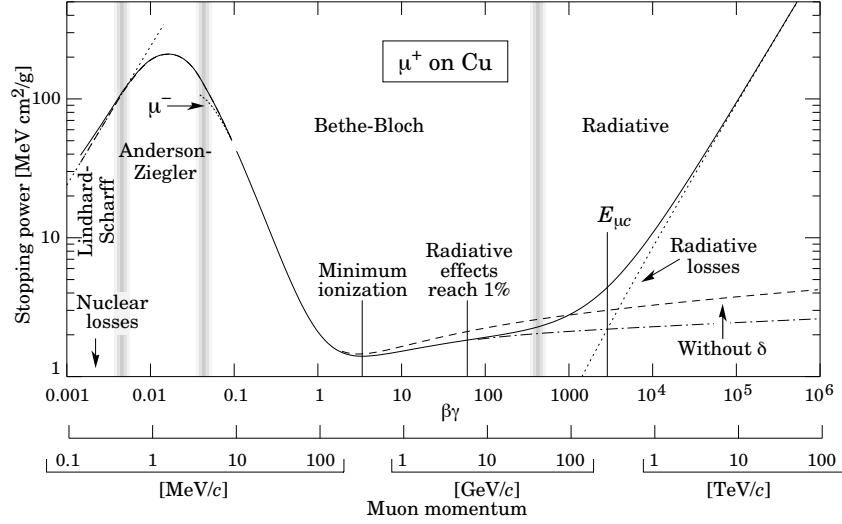


Figure 3.15 – Pouvoir arrêtant pour des muons dans du cuivre en fonction de leur énergie sur plusieurs ordres de grandeur [1]

Pour les électrons, positrons et photons la situation est différente. A haute énergie les électrons perdent principalement leur énergie par rayonnement bremsstrahlung et les photons par création de paires électron-positron. On nomme longueur de radiation X_0 la distance moyenne pour laquelle un électron perd $E.(1 - 1/e)$. C'est une quantité appropriée pour décrire les cascades électromagnétiques notamment. Elle est donnée par la formule [1] :

$$\frac{1}{X_0} = 4\alpha r_e^2 \frac{N_A}{A} \{ Z^2 [L_{rad} - f(Z)] + Z L'_{rad} \} \quad (3.7)$$

où A est la masse atomique du matériaux absorbeur, Z son numéro atomique, r_e le rayon classique de l'électron², α la constante de structure fine, N_A le nombre d'Avogadro. L_{rad} et L'_{rad} dépendent du matériau.

A basse énergie les électrons et positrons perdent leur énergie par ionisation principalement, mais aussi par diffusion Bhabha et Moller et par annihilation des positrons. On observe (figure 3.16) que la probabilité d'ionisation varie logarithmiquement avec l'énergie tandis que la probabilité de rayonnement bremsstrahlung varie linéairement, ce qui fait qu'au delà de quelques dizaines de MeV, le processus dominant est le rayonnement bremsstrahlung.

2. $r_e = e^2/4\pi\epsilon_0 m_e c^2$

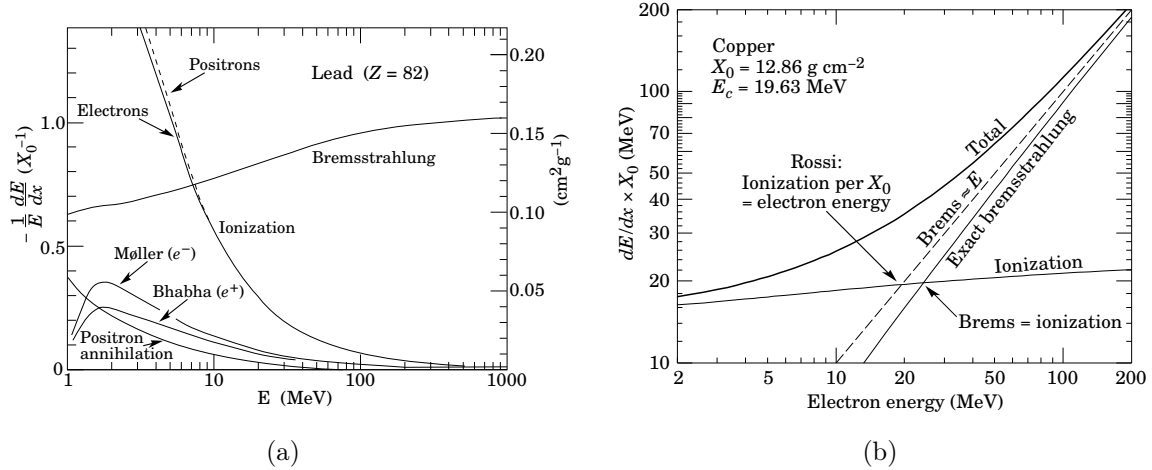


Figure 3.16 – Fraction d'énergie perdue par longueur de radiation dans le plomb en fonction de l'énergie du positron ou de l'électron incident (a). Contribution de l'ionisation et du rayonnement bremsstrahlung en fonction de l'énergie de l'électron incidente à la perte d'énergie dans le cuivre (b). [1]

3.4.2 Paramétrisation de la trace

Le calcul de propagation sur une surface dans un champ magnétique nécessite l'utilisation de 5 paramètres au minimum. Dans l'extrapolateur, on utilise :

$$\vec{x} = (l_1, l_2, \varphi, \theta, q/p) \quad (3.8)$$

où l_1 et l_2 sont les coordonnées locales sur la surface. φ et θ sont les angles azimutal et polaire respectivement dans le système global, q/p est l'inverse du moment multiplié par la charge. Fréquemment on utilise la représentation au périgée, c'est-à-dire la représentation de la trace par rapport à la position nominale de l'axe du faisceau, et dans ce cas l_1 et l_2 sont les paramètres d'impact transverse d_0 , et longitudinal z_0 respectivement. Le schéma 3.17 donne une représentation géométrique de la notion de périgée.

3.4.3 Propagation de la trace

La propagation mathématique de la trace sur une surface est déterminée par les conditions initiales et le champ magnétique traversé, si on ne tient pas compte des pertes d'énergies et des diffusions multiples subies dans le milieu traversé. Dans ATLAS le champ magnétique est hétérogène par endroits à cause des deux systèmes d'aimants. Cependant il est globalement uniforme dans la région du détecteur interne comme le montre la figure 3.18.

Le logiciel d'ATLAS comprend plusieurs types de propagateurs. Les premiers fournissent des solutions analytiques aux équations du mouvement pour des reconstructions rapides et simplifiées. La propagation peut être faite en ligne droite pour les particules neutres ou quand le champ est nul, ou en hélice pour les particules chargées en considérant que le champ est uniforme et la géométrie idéalement alignée. Dans la réalité cependant le champ magnétique n'est pas totalement uniforme et les différentes couches

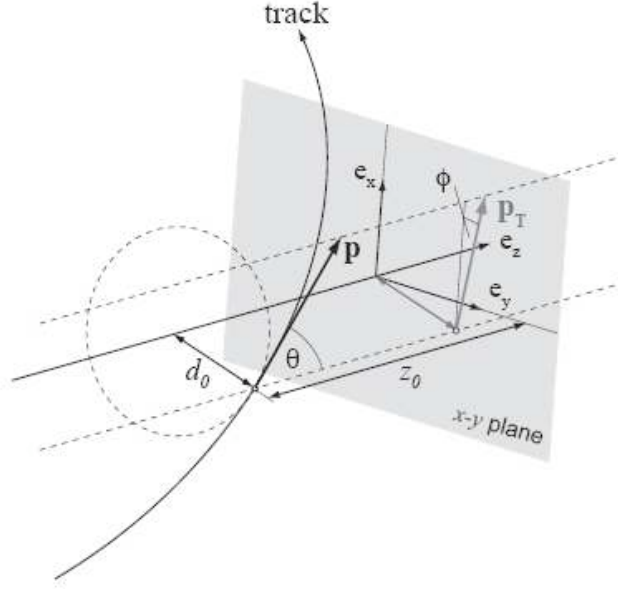


Figure 3.17 – Représentation du périgée exprimée dans la paramétrisation d’ATLAS. L’expression locale du point d’approche minimal est donnée par le paramètre d’impact transverse d_0 et le paramètre d’impact longitudinal z_0 . La direction de l’impulsion est exprimée dans le système de coordonnées globales, utilisant l’angle azimutal φ et l’angle polaire θ .

de détecteur ne sont pas parfaitement alignées. Il est donc nécessaire d’utiliser une résolution numérique pour la propagation. Deux méthodes de Runge-Kutta [49] sont utilisées. Dans la première, la matière est considérée comme ponctuelle alors que la seconde inclue les pertes d’énergie dans l’équation du mouvement et applique des corrections continues des paramètres durant le transport le long de la trajectoire, elle est adaptée pour les particules qui traversent des blocs de matière dense. L’équation du mouvement pour une particule chargée avec une impulsion p et une masse m à travers un champ magnétique $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ peut être exprimée dans une paramétrisation hélicoïdale, avec une longueur d’arc s . Pour des particules subissant la force de Lorentz on a :

$$\frac{d^2\mathbf{r}}{ds^2} = \frac{q}{p} \left[\frac{d\mathbf{r}}{ds} \times \mathbf{B}(\mathbf{r}) \right] \quad (3.9)$$

Si on ajoute le terme de pertes d’énergie $g(p, \vec{r})$:

$$\frac{d^2\mathbf{r}}{ds^2} = \frac{q}{p} \left[\frac{d\mathbf{r}}{ds} \times \mathbf{B}(\mathbf{r}) \right] + g(p, \mathbf{r}) \frac{d\mathbf{r}}{ds^2} \quad (3.10)$$

La résolution de ces équations est faite avec la méthode Runge-Kutta-Nystrom [49] bien adaptée pour résoudre les équations du second ordre. Les itérations sont arrêtées quand la distance par rapport à la surface visée passe en dessous d’un seuil donné. Si le champ est uniforme cette méthode convient aussi, la résolution ne prendra alors qu’une seule itération, elle convient donc aussi très bien pour la propagation d’une hélice ou d’une droite dans un champ constant.

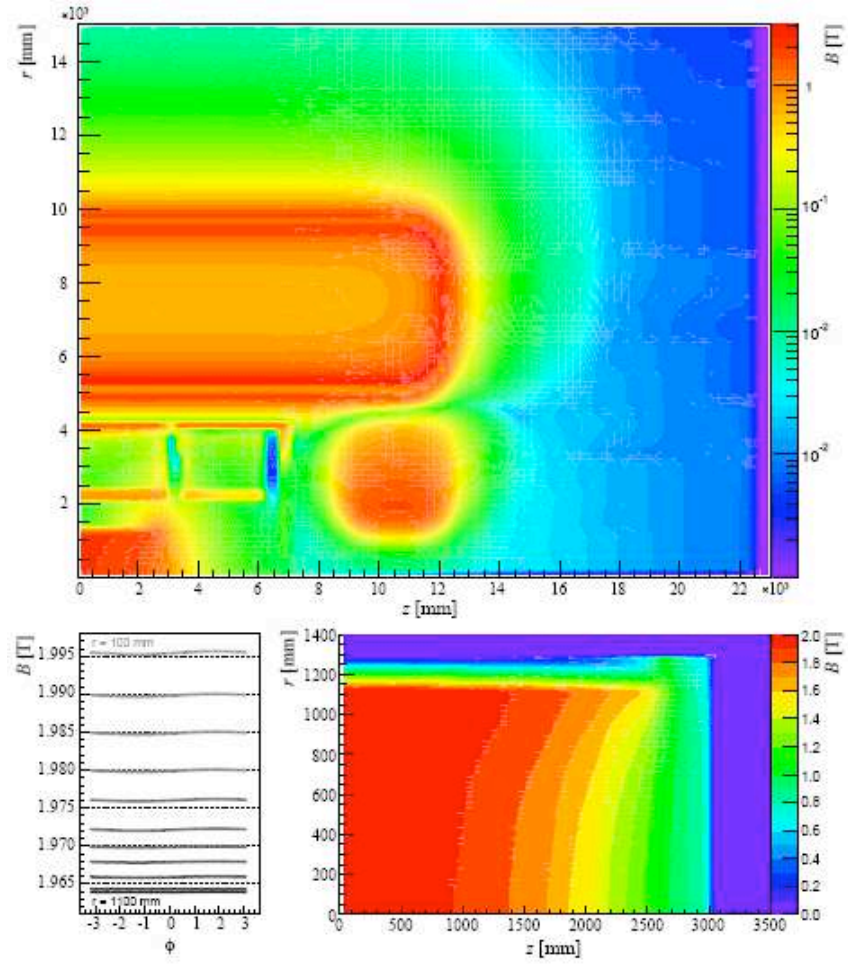


Figure 3.18 – *Distribution réaliste du champ magnétique dans le plan $r - z$ du détecteur ATLAS. En haut les deux aimants sont représentés et la région basse se concentre sur la région du solénoïde*

Chapitre 4

Identification des électrons dans ATLAS

Les inefficacités d'identification des électrons ont un impact majeur dans la reconstruction du boson de Higgs dans le canal en $ZZ^* \rightarrow 4e$, car l'efficacité totale de reconstruction de ce canal est proportionnelle à l'efficacité d'identification des électrons à la puissance quatre. Je me suis intéressée à la reconstruction et à l'identification des électrons, pour optimiser l'efficacité de reconstruction du boson de Higgs. Mon travail dans le groupe egamma, a été prépondérant au cours de ces trois années.

Dans cette partie nous allons décrire la méthode d'identification des électrons dans ATLAS. Nous allons commencer dans l'ordre chronologique, par la description de cette identification des électrons correspondant à la note CSC [39]. Par la suite, nous décrirons les modifications réalisées depuis lors. J'ai cherché à identifier les sources des inefficacités et à trouver des méthodes pour y remédier, ce qui a constitué la majeure partie de cette thèse.

4.1 Définitions : efficacité et réjection

On définit l'efficacité de reconstruction des électrons par la relation :

$$\epsilon = \frac{N_e^{reco}}{N_e^{vrais}} \quad (4.1)$$

où N_e^{reco} est le nombre d'électrons reconstruits ou passant une coupure d'identification, et N_e^{vrais} est le nombre d'électrons vrais sélectionnés, en appliquant diverses coupures cinématiques au niveau du générateur. On considère qu'un électron vrai est reconstruit quand il est situé dans un cône géométrique de taille $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\varphi^2} = 0.2$ autour de l'électron vrai et qu'il a la même charge. On classe les candidats électrons selon leur origine (tableau 4.1). On distingue ainsi les électrons isolés et non isolés, les électrons de conversions, et les faux électrons venant des hadrons ou des muons ayant rayonné par bremsstrahlung.

On utilise la plupart du temps des échantillons simulés de $Z \rightarrow ee$ ou de $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e$ pour calculer les efficacités d'identification des électrons.

Catégorie	Type de particule	Origine de la particule
Isolé	Electron	Z, W, t, τ ou μ
Non-isolé	Electron	J/Ψ , désintégration de hadron b ou c
Conversions	Electron	issus de photons convertis, π^0/η , désintégration Dalitz, désintégration de hadron $u/d/s$
Non-électrons	Hadrons chargés, μ	

Tableau 4.1 – *Classification des électrons simulés suivant leur origine. Les muons sont inclus à cause de leur potentiel d'émission de photons de bremsstrahlung*

Les réjections sont extraites en utilisant des échantillons (multi-)jets. On calcule a chaque niveau d'identification le nombre de "faux électrons" (non-électrons et/ou conversions) satisfaisant les coupures correspondantes. La réjection est donnée par le nombre d'évènements générés sur le nombres de faux électrons identifiés comme vrais.

On utilise deux types d'échantillons générés avec Pythia pour calculer la réjection dans la gamme d'énergie de 10 à 40 GeV.

- L'échantillon d'évènements di-jets (JF17) contient les processus de diffusion inélastique QCD ($qg \rightarrow qg$) avec $E_T > 15$ GeV, incluant la production de saveurs lourdes ainsi que d'autres processus comme la production de photons directs et de bosons W/Z .
- L'échantillon de biais minimum contient les mêmes processus sans coupure sur la diffusion QCD.

La tableau 4.2 donne la décomposition des deux échantillons. Un filtre est appliqué au générateur pour simuler l'effet du trigger de niveau 1 et augmenter sans biais la probabilité qu'un jet passe l'identification des électrons après simulation avec GEANT 4. On requiert que la somme de l'énergie transverse de toutes les particules stables, exceptées les muons et les neutrinos, soit supérieure à 17 GeV pour les di-jets et 6 GeV pour le biais minimum, dans la région $|\eta| < 2.7$ dans une fenêtre $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.12 \times 0.12$.

Di-jets $E_T > 17$ GeV			Biais minimum $E_T > 8$ GeV	
Isolés	Non isolés	conversions	Non isolés	conversions
W - 75.0%	b - 38.7%	γ conv - 97.8%	b - 39.3%	γ conv - 98.4%
Z - 20.9%	c - 60.6%	Dalitz - 1.8%	c - 59.7%	Dalitz 1.3%
t - <0.1%	J/Ψ - 0.7%	$u/d/s$ - 0.4%	J/Ψ - 1.0%	$u/d/s$ - 0.3%
τ - 4.1%				

Tableau 4.2 – *Décomposition des échantillons di-jets et biais minimum en fonction du type de particules générées*

L'efficacité du filtre doit être prise en compte, elle est de 8.3 % pour les di-jets et de 5.7 % pour les biais minimum. De même les réjections doivent être normalisées par rapport au nombre de jets reconstruits dans un échantillon non filtré. Pour les di-jets le nombre de particules par évènement générés sans filtre avec $E_T > 17$ GeV dans $|\eta| < 2.47$

est de 0.74, tandis que pour les biais minimum pour $E_T > 8$ GeV il est de 0.31.

4.2 Les critères d'identification

L'identification est basée sur une méthode de coupures appliquées à différentes variables caractéristiques des électrons, et permettant de discriminer leurs bruits de fond. Chaque coupure est optimisée en fonction de η et p_T , selon des bins de η et p_T donnés tableau 4.3. Ces intervalles sont choisis de façon à suivre en η les changements physiques dans le détecteur, changement d'épaisseur de plomb par exemple à $\eta = 0.8$, séparation entre tonneau et bouchons.

η	0	0.8	1.37	1.52	1.8	2.0	2.35	2.47
$p_T(\text{GeV})$	7.5	15	30	40	50	∞		

Tableau 4.3 – Décomposition du plan η - p_T utilisée pour définir les coupures d'identification des électrons

Trois lots de coupures sont utilisés pour la sélection des électrons : *loose*, *medium* et *tight* du plus lâche au plus strict. Ils correspondent à une identification de plus en plus sévère et à une réjection du bruit de fond de plus en plus importante. Les coupures sont codées sur un entier unique *Isem* dont chaque bit correspond à une coupure. Il sert à la sélection des électrons dans les analyses. Ces coupures sont résumées dans le tableau 4.4.

4.2.1 Critères *loose*

Le lot de coupures *loose* est composé de coupures appliquées à des variables relatives à l'acceptance et à la forme de la gerbe électromagnétique dans le compartiment milieu, qui contient la majorité de la gerbe. Les distributions de ces variables pour les électrons reconstruits d'évènements $Z \rightarrow ee$ simulés et de biais minimum sont représentées figure 4.1 :

- *acceptance* : on requiert que la position en η dans le second compartiment soit inférieure à 2.47, afin que chaque électron ait une trace associée. Cette limite correspond à la fin du calorimètre électromagnétique et du détecteur interne ($\eta = 2.5$) ;
- R_{had} est la fuite hadronique : on contrôle les fuites d'énergie vers le calorimètre hadronique en faisant le rapport entre l'énergie transverse mesurée dans le premier compartiment du calorimètre hadronique et celle mesurée dans le calorimètre électromagnétique ;
 $R_{had} = E_T^{had}/E_T$ si $0.8 < |\eta| < 1.37$ (car il n'y a pas de premier compartiment dans cette partie) et E_{Thad1}/E_T ailleurs
- R_η : rapport en η de l'énergie contenue dans une zone de taille 3×7 par rapport à 7×7 dans le compartiment milieu. Cette variable mesure l'importance du coeur de la gerbe par rapport à son environnement ;
 $R_\eta = E_{237}/E_{277}$

Bit isem	Variable	description
LOOSE		
0	η	acceptance
1	R_{had}	E_{Thad}/E_T si $0.8 < \eta < 1.37$ et E_{Thad1}/E_T ailleurs
4		énergie du compartiment milieu non nulle
5	R_η	E_{237}/E_{277}
7	$weta2$	$\sqrt{\frac{\sum E_i(\eta_i - \langle \eta \rangle)^2}{\sum E_i}}$ où $\langle \eta \rangle = \frac{\sum E_i \eta_i}{\sum E_i}$
MEDIUM		
8	f_1	$E_{compartiment1}/E_{tot}$
9	ΔE_{max2}	$E_{max2} - E_{mins1}$
10	ΔE	$E_{max2}/(1 + 9 \cdot 10^{-3} \cdot E_T)$
11	$wtots1$	$\sqrt{\sum E_i \cdot (i - i_{max})^2 / \sum E_i}$ où E_i est l'énergie de la i^{ieme} cellule et i_{max} la position de la cellule contenant le maximum d'énergie
12	$fracs1$	$(E(\pm 3) - E(\pm 1))/E(\pm 1)$
13	$weta1$	$\sqrt{\sum E_i \cdot (i - i_{max})^2 / \sum E_i}$
14	$isolation$	isolation calorimétrique
17	$nPixHits$	nombre de points de mesure de la trace dans les pixels
18	$nSiHits$	nombre de points de mesure de la trace dans les pixels et le SCT
19	a_0	paramètre d'impact transverse
TIGHT		
16	$nBlHits$	nombre de points de mesure de la trace dans le Blayer
20	$track - match \Delta \eta$	$\eta_{depot2} - \eta_{traceextrap}$
21	$track - match \Delta \varphi$	$-q \cdot \varphi_{depot2} - \varphi_{traceextrap}$
22	$track - match E/P$	E_{depot}/P_{trace}
24	$nTRTHits$	nombre de points de mesure de la trace dans le TRT
25	$TRTRatio$	$n(TRT_{hautseuil})/n(TRT_{tot})$
26	$TRTRatio90$	$n(TRT_{hautseuil})/n(TRT_{tot})$, coupure à 90% d'efficacité

Tableau 4.4 – Liste des variables sur lesquelles on applique les coupures de sélection pour l'identification des électrons, et des bits associés sur l'entier isem

- $w_{\eta 2}$: largeur latérale en η de la gerbe dans une fenêtre de 3×5 cellules dans le compartiment milieu

$$w_{\eta 2} = \sqrt{\frac{\sum E_i(\eta_i - \langle \eta \rangle)^2}{\sum E_i}} \text{ où } \langle \eta \rangle = \frac{\sum E_i \eta_i}{\sum E_i}.$$

4.2.2 Critères *medium*

Le lot de coupures *medium* comprend les coupures *loose* auxquelles on ajoute des coupures sur la forme de la gerbe dans le compartiment avant (à segmentation plus fine en η) et sur la qualité de la trace. Les distributions de ces variables sont représentées figure 4.2 et 4.3 :

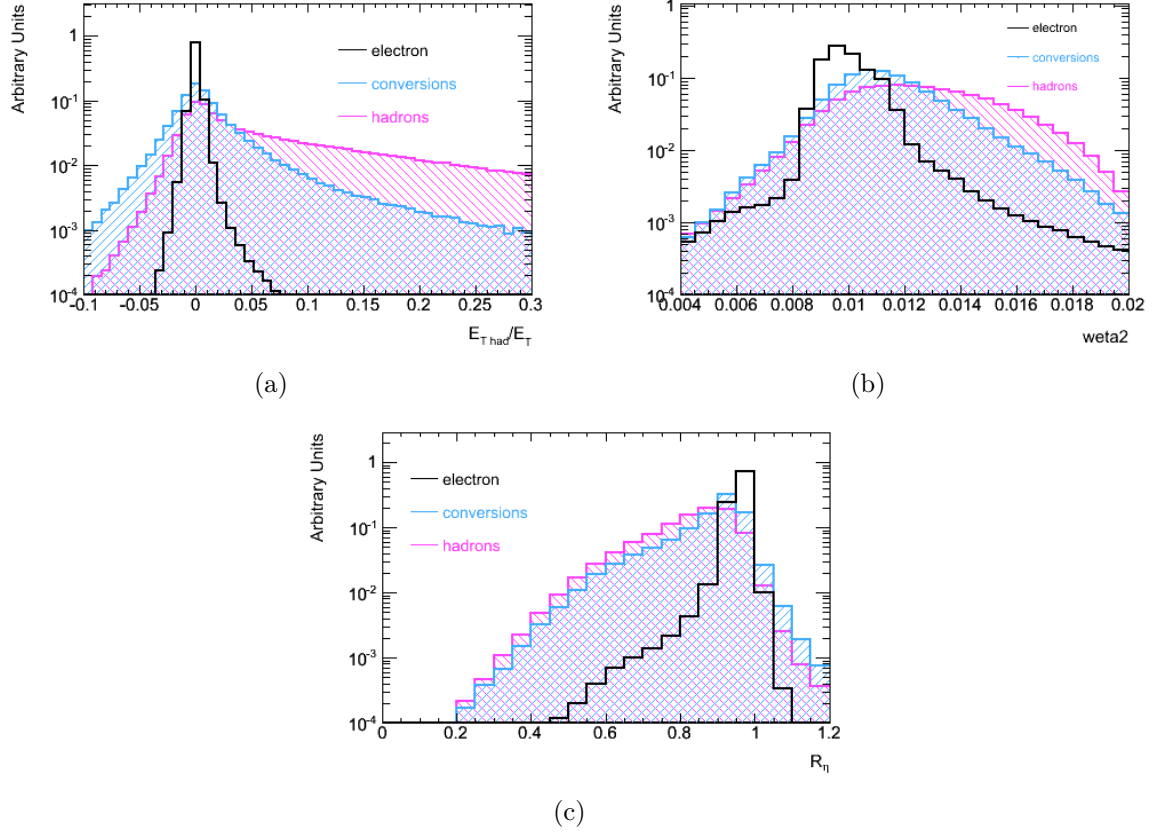


Figure 4.1 – Variables utilisées pour les coupures loose : R_{had} (a), $weta2$ (b) et R_η (c), pour un échantillon de $Z \rightarrow ee$ (signal) et de bias minimum pour $p_T > 8$ GeV (bruits de fond)

- f_1 : fraction d'énergie déposée dans le compartiment avant par rapport à l'énergie déposée dans les trois compartiments du calorimètre (sans le pré-échantillonneur) ;
- ΔE_{max2} : différence entre l'énergie du maximum secondaire dans le dépôt du compartiment avant et la valeur minimale entre la position du premier et du second maximum. Cette coupure est efficace pour la réjection des $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. En effet, les amas dûs à des π^0 présentent deux maximums très proches correspondant aux dépôts d'énergie des deux photons produits l'un près de l'autre :

$$\Delta E_{max2} = E_{maxs2} - E_{mins1}$$

- ΔE : énergie du second maximum normalisée à l'énergie transverse totale déposée¹ :

$$\Delta E = E_{max2} / (1 + 9.10^{-3} \times E_T)$$

- $wtots1$: largeur totale de la gerbe dans le compartiment avant. Le calcul est effectué sur 20 cellules, soit une fenêtre 0.0625×0.2 , ce qui correspond à 2.5 cellules dans le compartiment du milieu

$$wtots1 = \sqrt{\sum E_i \cdot (i - i_{max})^2 / \sum E_i} \text{ où } E_i \text{ est l'énergie de la } i^{ieme} \text{ cellule et } i_{max} \text{ la}$$

1. Pour la distribution de la variable $\Delta E_{max2} = E_{maxs2} - E_{mins1}$ on observe un effet de binning dû à la troncation des nombres décimaux dûs à leur codage en bit

position de la cellule contenant le maximum d'énergie

- *weta1* : largeur latérale de la gerbe pour trois cellules de part et d'autre de la cellule contenant le maximum d'énergie

$$weta1 = \sqrt{\sum E_i \cdot (i - i_{max})^2 / \sum E_i}$$
- *frac1* : rapport de l'énergie en dehors du coeur sur les trois cellules centrales, mesuré sur sept cellules

$$frac1 = (E(\pm 3) - E(\pm 1)) / E(\pm 1)$$
- *nPixHits* : nombre de points de mesure de la trace dans les pixels ;
- *nSiHits* : nombre de points de mesure de la trace dans les pixels et le SCT ;
- a_0 : paramètre d'impact transverse, il représente la plus petite distance entre la trace extrapolée et le vertex ;

4.2.3 Critères *tight*

Le lot de coupures *tight* comprend les coupures *medium* ainsi que des coupures sur le track-match, le Blayer et les informations du TRT. Il utilise tous les outils disponibles alors pour l'identification des électrons. Ces variables sont représentées figure 4.4 :

- *nBlHits* : nombre de points de mesure dans le Blayer, cette variable permet d'identifier les électrons provenant de photons convertis après le Blayer ;
- *track – match $\Delta\eta$* : différence entre la position en η du dépôt d'énergie dans le compartiment milieu et la position de la trace extrapolée depuis le dernier point de mesure jusqu'à ce compartiment ;
- *track – match $\Delta\varphi$* : différence entre la position en φ du dépôt d'énergie dans le compartiment milieu et la position de la trace extrapolée depuis le dernier point de mesure jusqu'à ce compartiment ;
- *track – match E/P* : rapport entre l'énergie mesurée dans le calorimètre et l'impulsion mesurée par la trace ;
- *nTRTHits* : nombre de points de mesure dans le TRT. Cette variable n'est pas discriminante mais permet de vérifier que les points de mesure existent dans le TRT avant de regarder la variable suivante ;
- *TRTRatio* : rapport du nombre de points de mesure à haut seuil de rayonnement de transition sur le nombre de points de mesure total. Cette variable est hautement discriminante car les électrons rayonnent plus par transition que les autres particules ;

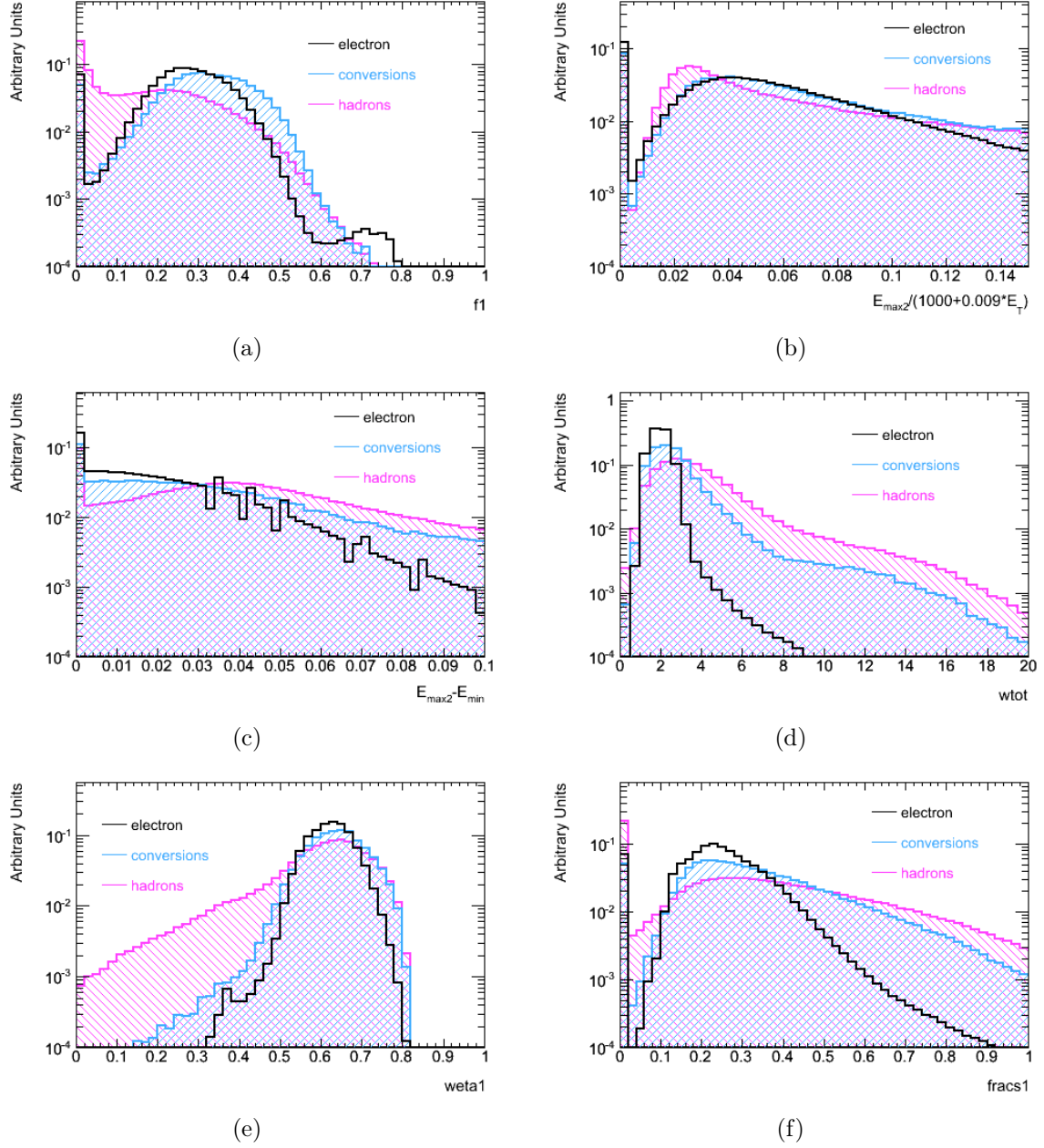


Figure 4.2 – Variables utilisées pour les coupures medium : f_1 (a), ΔE_{max2} (b), ΔE (c), $wtots1$ (d), $weta1$ (e) et $fracs1$ (f), pour un échantillon de $Z \rightarrow ee$ (signal) et de bias minimum pour $p_T > 8$ GeV (bruits de fond)

- *isolation* : énergie déposée dans un cône $\Delta R <$ de taille variable autour de l'amas électromagnétique.

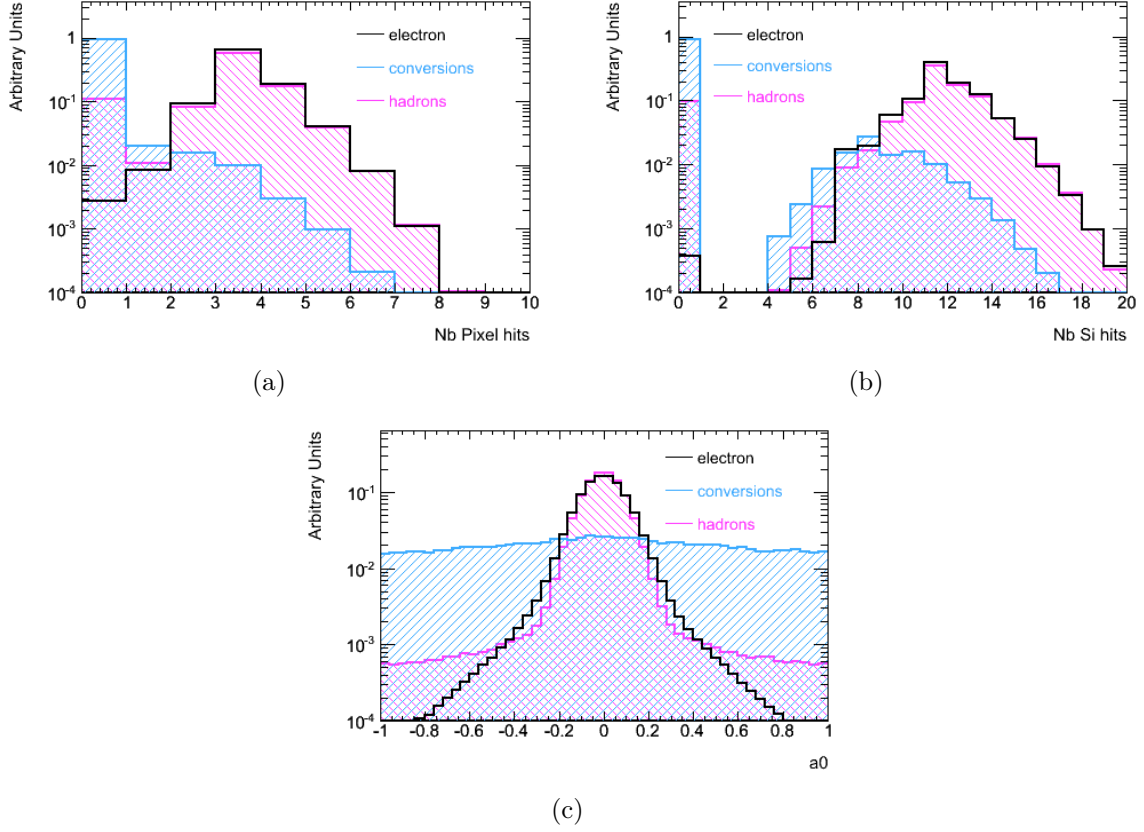


Figure 4.3 – Variables utilisées pour les coupures *medium* : $nPixHits$ (a), $nPixHits$ (b), a_0 (c), pour un échantillon de $Z \rightarrow ee$ (signal) et de bias minimum pour $p_T > 8$ GeV (bruits de fond)

4.2.4 Performances de l'identification dans la note CSC (2008)

Dans cette partie l'état des performances au moment du démarrage de cette thèse, publié dans la note CSC [39], va être exposé. La figure 4.5 montre l'efficacité de reconstruction des électrons pour un échantillon $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e$. On remarque qu'elle diminue à bas p_T et qu'elle plafonne à environ 92%. Nous constatons aussi qu'elle diminue quand η devient grand, et ce de manière de plus en plus prononcée avec *medium* et *tight*.

Nous allons exposer par la suite les origines de ces inefficacités et les améliorations qui ont été réalisées.

Le tableau 4.5 donne les efficacités et réjections pour les lots de coupures définis auparavant. Le lot de coupures *loose* fournit une efficacité de $88.0 \pm 0.1\%$ pour $E_T > 17$ GeV et $75.8 \pm 0.1\%$ pour $E_T = 10$ GeV. La réjection associée est faible de l'ordre de 500. Le lot de coupures *medium* augmente la réjection par un facteur quatre environ, mais au coût de 10% d'efficacité. Le lot de coupures *tight* permet d'obtenir une réjection importante de 90000 pour $E_T > 17$ GeV et 65000 pour $E_T > 8$ GeV mais au prix de grosse perte d'efficacité, de plus de 15%. Une autre version de *tight* est aussi utilisée en allégeant la coupure sur le TRRatio et en utilisant l'isolation calorimétrique. Elle permet des meilleures performances.

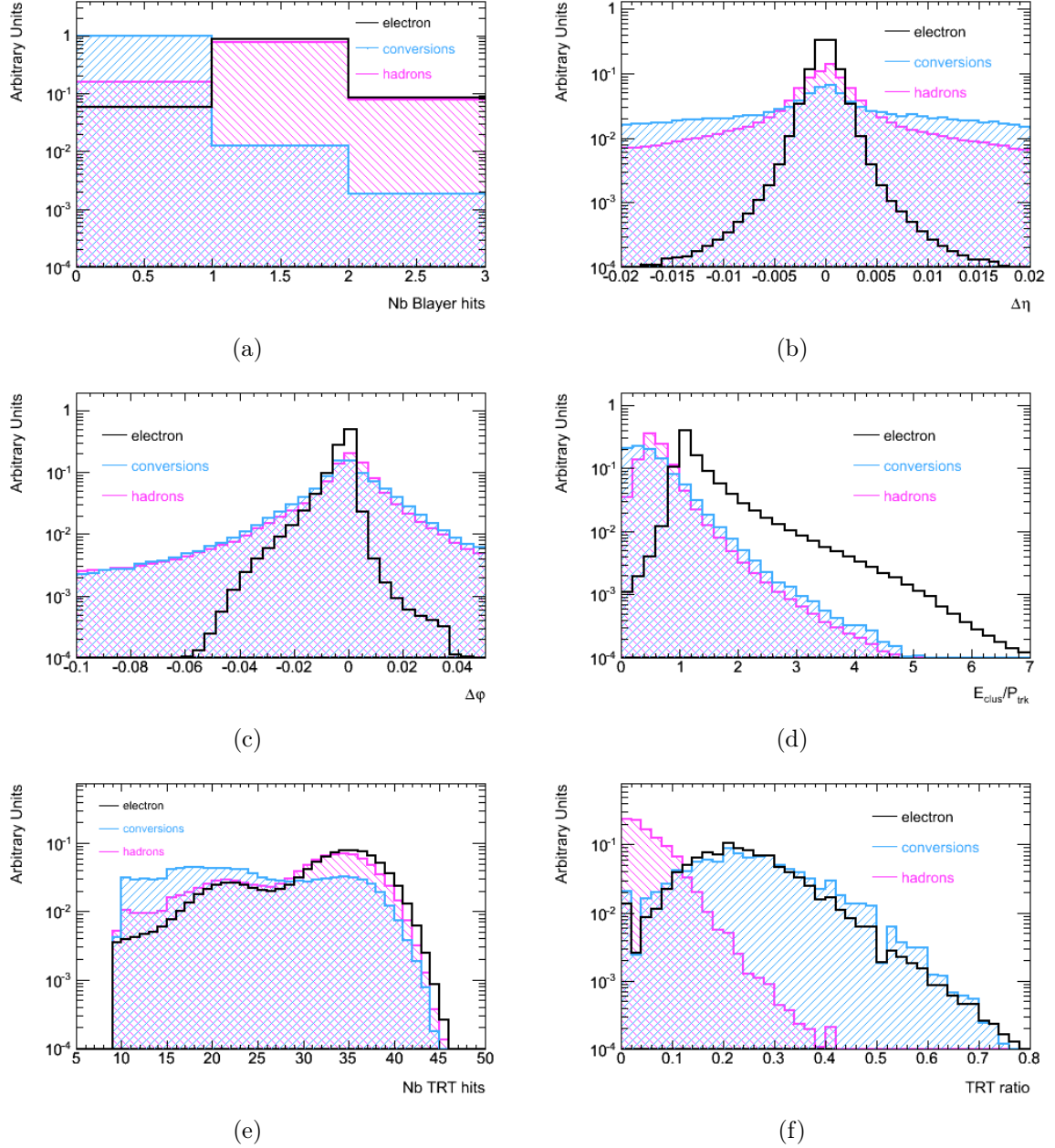


Figure 4.4 – Variables utilisées pour les coupures tight : $nBlHits$ (a), track – match $\Delta\eta$ (b), track – match ϕ (c), track – match E/P (d), $nTRTHits$ (e), $TRTRatio$ (f), pour un échantillon de $Z \rightarrow ee$ (signal) et de bias minimum pour $p_T > 8$ GeV (bruits de fond)

4.3 Questionnements sur les inefficacités

Nous allons voir qu'il existe plusieurs sources d'inefficacité pour les électrons. Tout d'abord, au niveau de la reconstruction même, des électrons sont perdus, à grand η principalement, au profit des photons à cause de leur fort rayonnement dans le détecteur interne et de l'ambiguïté qu'ils présentent avec les conversions. Chercher les candidats dans le conteneur de photons permet de récupérer 7.9% d'électrons. 1% des électrons sont aussi perdus car leur charge a été mal identifiée, principalement dans le crack.

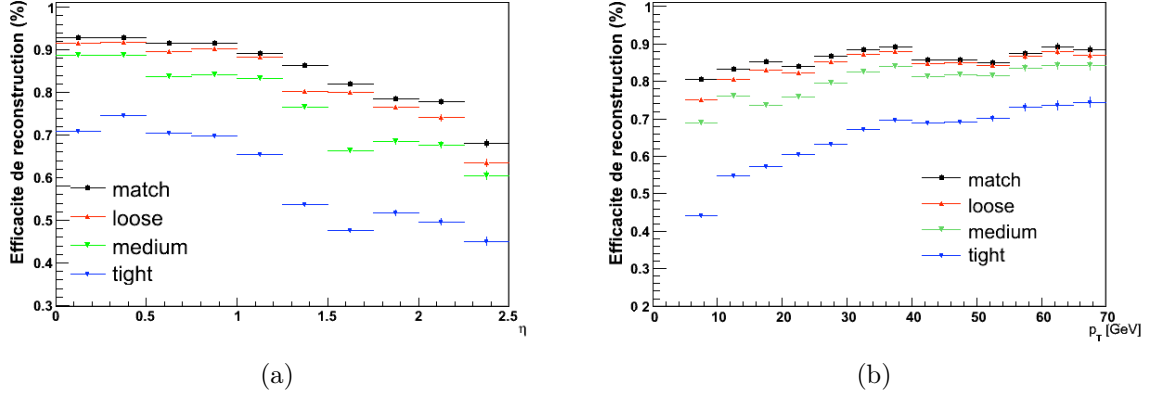


Figure 4.5 – Efficacité de reconstruction des électrons en fonction de η (a) et p_T (b) pour un échantillon simulé de $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e$ de 130 GeV, pour $p_T > 5$ GeV [39]

	$E_T > 17$ GeV		$E_T > 8$ GeV	
	Efficacité (%)	Réjection	Efficacité (%)	Réjection
	$Z \rightarrow ee$		electrons ($E_T = 10$ GeV)	
Loose	87.96 ± 0.07	567 ± 1	75.8 ± 0.1	513 ± 2
Medium	77.29 ± 0.06	2184 ± 13	64.8 ± 0.1	1288 ± 10
Tight(TRT)	61.66 ± 0.07	$(8.9 \pm 0.3) \cdot 10^4$	46.2 ± 0.1	$(6.5 \pm 0.3) \cdot 10^4$
Tight(Iso)	64.22 ± 0.07	$(9.8 \pm 0.4) \cdot 10^4$	48.5 ± 0.1	$(5.8 \pm 0.3) \cdot 10^4$

Tableau 4.5 – Efficacité de reconstruction des électrons et réjection des jets de bruit de fond pour les coupures standard Isen. Les résultats sont donnés pour les échantillons simulés de di-jets et de biais minimum filtrés. [39]

Nous allons ensuite examiner les coupures d'identification et constater que certaines d'entre elles entraînent des pertes importantes, qui plus est, uniformes. Dans beaucoup de cas ces inefficacités sont causées par le rayonnement bremsstrahlung dans le détecteur interne. Différents cas sont illustrés figure 4.6. Quand l'électron ne rayonne presque pas, la trace est facilement extrapolable au dépôt et ils ne sont pas déformés (a). Quand l'électron rayonne moyennement, le dépôt électromagnétique va être étalé en φ . En effet, les photons sont rayonnés colinéairement à la trajectoire de l'électron, mais ils ne sont pas courbés par le champ magnétique. Par contre l'électron sera d'autant plus courbé qu'il perd de l'énergie. Le dépôt va donc être déformé en φ dans le sens de rotation de l'électron. Dans le cas extrême, l'électron perd tellement d'énergie qu'il ne parvient plus au calorimètre, seuls les photons rayonnés cumulés forment le dépôt (c).

Par la suite, nous allons voir ce qui a été entrepris pour améliorer la reconstruction et optimiser l'identification.

4.3.1 Inefficacités de reconstruction des objets électrons

La figure 4.5 donne l'efficacité de reconstruction en fonction de η et p_T pour un échantillon de $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e$ de 130 GeV simulé. L'efficacité de matching, c'est-à-dire de la définition d'un objet "électron", est en moyenne de 90.4 %. La figure 4.7 de gauche montre la position en η des électrons non reconstruits en fonction de la fraction d'énergie

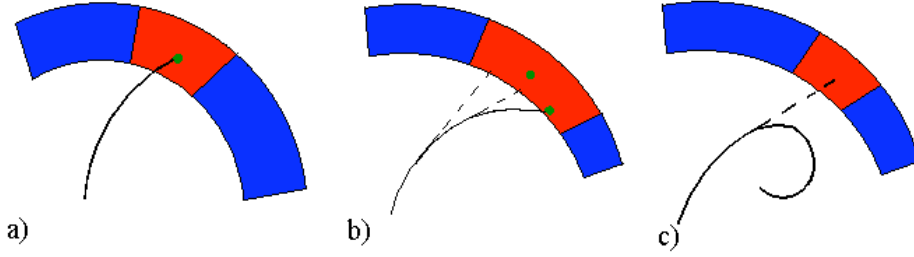


Figure 4.6 – Schéma illustrant l’effet du rayonnement bremsstrahlung sur le dépôt électromagnétique et aussi sur la trace. a) montre le cas idéal d’un électron qui ne rayonne quasiment pas. b) illustre le cas où l’électron a rayonné fortement, ce qui éloigne la trace du centre du dépôt et l’élargit. c) illustre le cas où l’électron rayonne fortement, de telle sorte que la trace soit perdue.

rayonnée dans le détecteur interne. On constate que ce sont essentiellement des électrons ayant perdu beaucoup d’énergie par rayonnement bremsstrahlung, principalement situés dans les bouchons et dans le trou entre tonneau et bouchons, ainsi que des électrons ayant rayonné moyennement dans le tonneau.

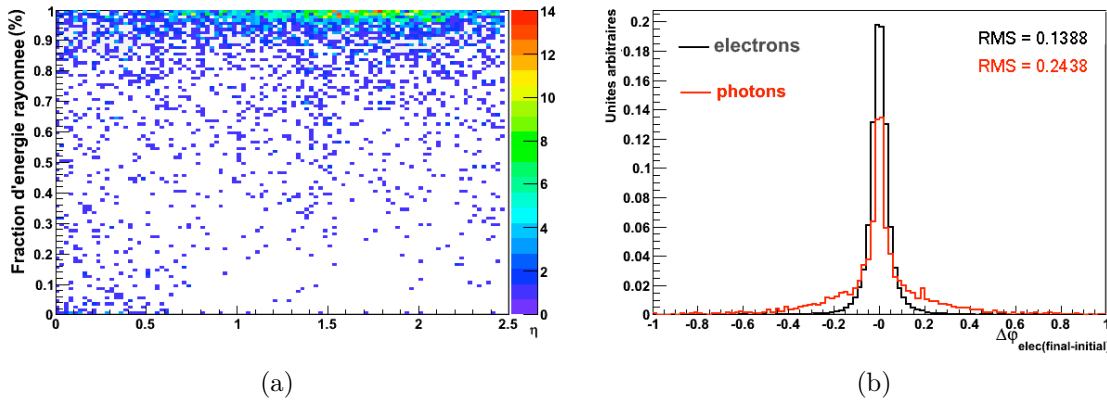


Figure 4.7 – Fraction d’énergie rayonnée en amont du calorimètre électromagnétique en fonction de η pour les électrons non reconstruits (a). Angle de rotation des électrons générés, reconstruits comme électrons et photons (b)

Etude d’un cas simple, les *single electrons* Une étude a été réalisée sur des échantillons de *single electrons*, c’est à dire une simulation où chaque évènement généré est un électron seul. Ces échantillons permettent une étude simplifiée grâce à l’absence d’évènements sous-jacents simulés. L’exercice a été réalisé pour des électrons de 10 GeV et de 25 GeV. Le tableau 4.6 donne ce qui est obtenu au niveau de la reconstruction.

L’efficacité de reconstruction est de 85.8% et de 88.8% respectivement pour des énergies de 10 et 25 GeV, pour toutes les reconstructions confondues (standard et softe). En étudiant plus en détail l’échantillon de 10 GeV, on s’aperçoit que dans les évènements avec plusieurs électrons reconstruits, tous correspondent à l’électron généré. Ils sont très proches les uns des autres et ont essentiellement comme trace associée une trace TRT pure. De plus, les coordonnées η et ϕ sont souvent différentes de celles de la trace associée.

Nombre d'évènements	$E_T = 10$ GeV	$E_T = 25$ GeV
généérés	49743	49500
avec électron(s) reco associés	42033(1e)+649(2e) +21(3e)	43442(1e)+483(2e) 9(3e)
dont reco standard	15251	14028
dont reco softe	1084	792
dont reco softe + standard	26368	29114
sans électron reco. associé	7040	5566
avec photon(s) reconstruits	7085(1 γ)+ 496(2 γ)+9(3 γ)	5520(1 γ)+ 560(2 γ)+5(3 γ)
dont associé au généré	7286	6037

Tableau 4.6 – *Décomposition de la reconstruction d'évènements simulés single electrons de 10 et 25 GeV*

Parmi les photons reconstruits, 96% correspondent à un électron reconstruit manquant. 35.3% de ceux-ci sont reconstruits comme photons "non-convertis", dont 71.4% possèdent une trace proche. 48.5% sont reconstruits comme conversion à une trace et 16.3% comme conversion à deux traces. A l'époque on classifiait les objets egamma pouvant être des électrons de conversions en photons, même s'ils avaient une trace correspondante.

10.7% de tous les photons reconstruits apparaissent en plus des électrons associés, dans la majorité des cas ils n'ont pas de trace associée. Ces cas sont clairement des électrons ayant rayonné fort et très tôt, de sorte que le photon émis forme un deuxième dépôt EM en dehors de celui de l'électron.

Sur la figure 4.8 on voit que les photons reconstruits sont proches de l'électrons reconstruit à côté. La figure de bas donne la corrélation en énergie entre les électrons et photons reconstruits. On voit deux contributions : l'une linéaire de pente 1, où des électrons et des photons ont la même énergie. Il s'agit dans ce cas de duplicatas. L'autre où les électrons ont une énergie plus faible que celle des photons, ce qui est le cas quand un dépôt EM est divisé à cause d'un fort rayonnement bremsstrahlung. Dans ce cas, par évènement, la somme de l'énergie du photon et de l'électron reconstruits correspond à l'énergie générée.

Electrons identifiés comme photons convertis Il existe une ambiguïté entre photons et électrons ce qui fait qu'une partie des vrais électrons sont reconstruits comme photons convertis. Ajouter aux électrons reconstruits les photons qui correspondent à un électron vrai nous permet d'obtenir une efficacité de 98.3%, soit un gain relatif de 8.7%. L'écart entre la position initiale et finale en φ , avant le calorimètre, de l'électron généré est plus grand pour les électrons reconstruits en tant que photons que ceux reconstruits en tant qu'électrons (figure 4.7 de droite), ce qui nous indique que ces évènements correspondent à des rayonnements importants où l'on perd une partie de la trace. En effet, il existe une ambiguïté entre les électrons à fort bremsstrahlung et les photons convertis. Les deux peuvent ne pas laisser de point de mesure dans certaines couches du détecteur interne. Un objet egamma est considéré comme un photon converti si sa trace n'a pas de points dans les premières couches, le Blayer, ce qui peut arriver en cas de fort bremsstrah-

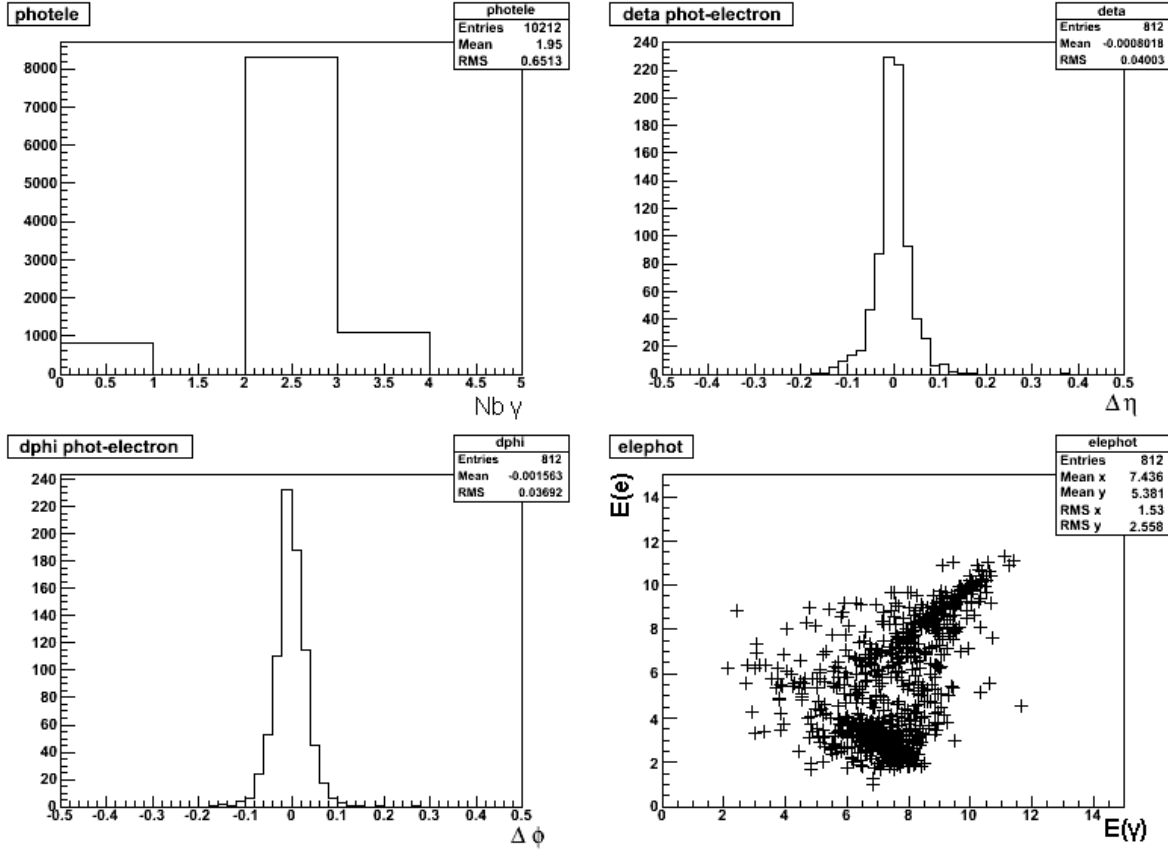


Figure 4.8 – Nombre de photons reconstruits par évènement single électrons de 10 GeV (haut, gauche), $\Delta\eta$ et $\Delta\phi$ entre les photons et les électrons reconstruits d'un même évènement (haut droite, bas gauche) et distribution d'énergie des photons en fonction de celle des électrons reconstruits

lung. De même, la trace de conversion d'un photon émis par fort rayonnement peut être choisie pour l'association avec le dépôt EM, ou encore, certains points de mesure dans le détecteur interne causés par le passage de l'électron peuvent être perdus ou confondus avec ceux de la trace de conversion.

Electrons rejetés par la coupure E/P au niveau du track-match Si un électron a $E/P > 10$, il est rejeté et est identifié comme photon, ce qui est une source supplémentaire de mauvaise identification dans le cas d'un fort rayonnement bremsstrahlung. Par la suite, cette coupure sera supprimée au niveau de la reconstruction. Enfin les traces TRT standalone pouvaient être sélectionnées pour l'association avec les amas électromagnétiques alors qu'elles n'ont pas de mesure dans le tonneau en η , ni en z dans les bouchons. Cela ne rejette pas directement l'électron mais il sera rejeté au niveau medium. De plus l'association avec ce type de traces n'est faite qu'en ϕ , η n'étant pas mesuré, et il peut arriver que la trace sélectionnée soit une TRT standalone car plus proche en ϕ alors qu'elle n'est pas la bonne (n'importe où en η).

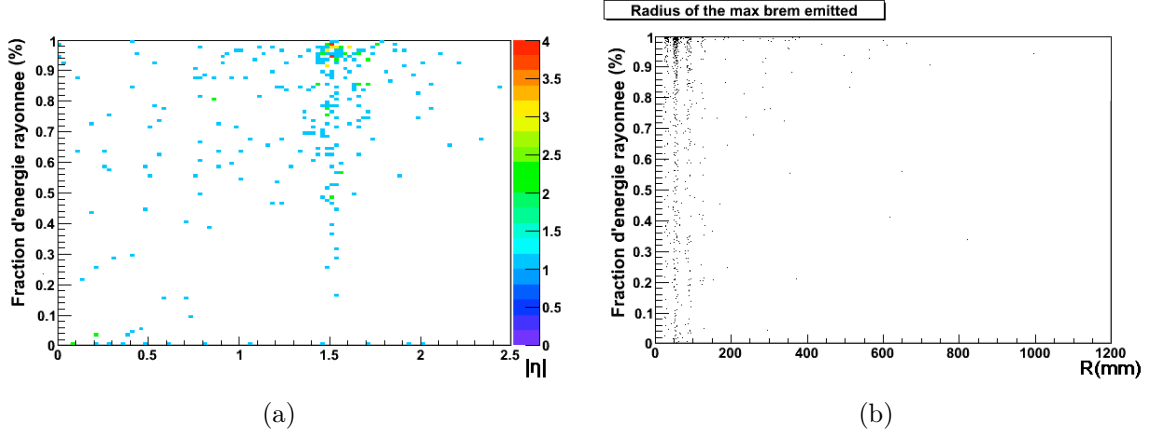


Figure 4.9 – Taux d'énergie perdue par rayonnement dans le détecteur interne en fonction de la position en η (a) de l'électron, et du rayon d'émission du photon d'énergie la plus grande émis (b) pour les électrons qui ne sont reconstruits ni comme électron, ni comme photons

Electrons dont la charge est mal reconstruite Il reste une inefficacité résiduelle de 1.7% dans le crack, autour de $\eta = 1.6$, dans les bouchons mais aussi dans le tonneau (figure 4.9 (a)), correspondant à des forts rayonnements tôt dans le détecteur interne. Une partie de ces électrons sont en fait reconstruits avec la mauvaise charge, et les prendre en compte permet d'obtenir une augmentation de 0.9% d'efficacité en absolu. Nous avons vu à la section 3.3.5 l'explication de ce phénomène.

Bilan Les études sur des électrons monénergétiques simulés ont montré que : prendre en compte les candidats reconstruits comme photons ou avec la charge de signe opposé permet finalement d'obtenir une efficacité totale de reconstruction de 99.2%. La figure 4.10 montre cette efficacité en fonction de η et p_T . On constate que rajouter les photons convertis permet de récupérer une efficacité maximale dans le tonneau, et d'améliorer de plus de 15 % dans les bouchons. Nous voyons figure 4.11 que la matière en amont du calorimètre est beaucoup plus importante dans cette partie du détecteur. Nous constatons aussi que les électrons rayonnent plus de photons, qui emportent une fraction plus importante d'énergie quand la matière augmente. Ainsi le nombre de photons émis suit la distribution de matière. Cela cause une plus grande ambiguïté entre électrons et photons à ce niveau.

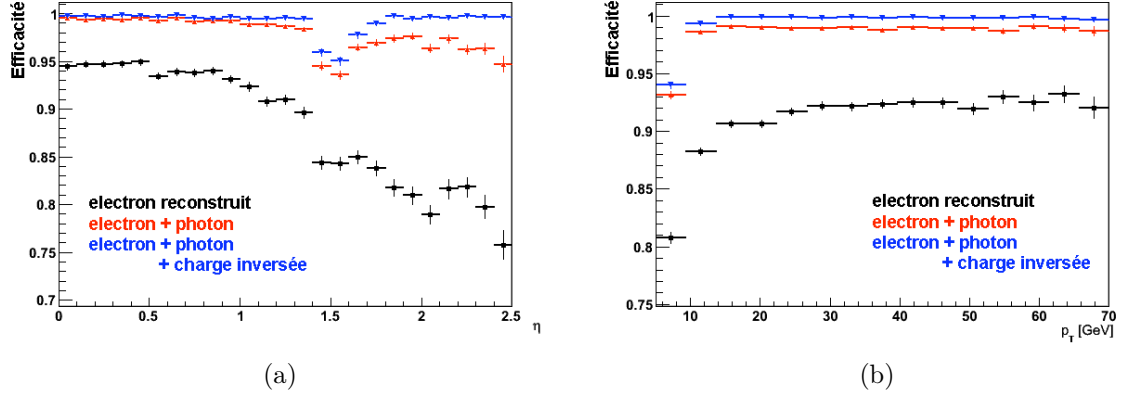


Figure 4.10 – Efficacité de reconstruction des électrons en fonction de η (a) et p_T (b) au niveau du container pour les électrons plus les électrons reconstruits comme photons ou avec la mauvaise charge

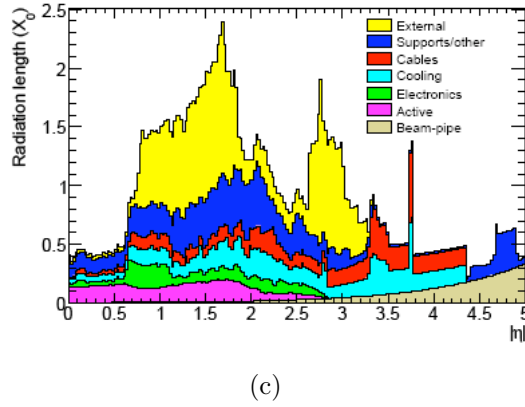
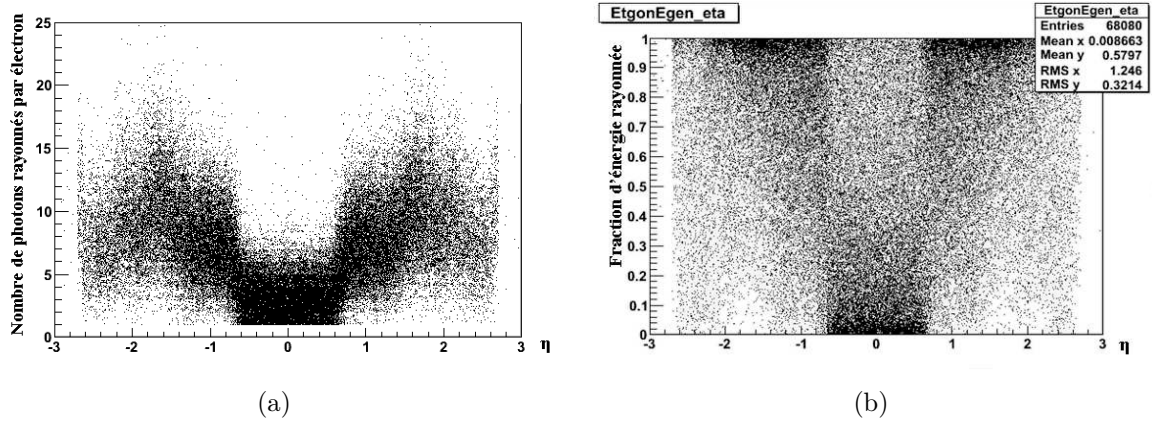


Figure 4.11 – Nombre de photons émis par les électrons (a) et fraction d'énergie rayonnée (b) en fonction de η . Le rayonnement bremsstrahlung est d'autant plus élevé qu' η augmente, et donc que la distribution de matière augmente (c)

4.3.2 Inefficacités d'identification

En partant d'électrons trouvés dans le conteneur, nous allons rechercher d'autres sources d'inefficacité liées aux coupures d'identification elles-mêmes.

Les figures 4.12 à 4.15 donnent les efficacités absolues d'identification des électrons pour chaque coupure d'identification appliquée successivement. On observe globalement que toutes les coupures font perdre des électrons mais que certaines sont plus critiques que d'autres, principalement à bas p_T et à grand η , ainsi que dans le crack.

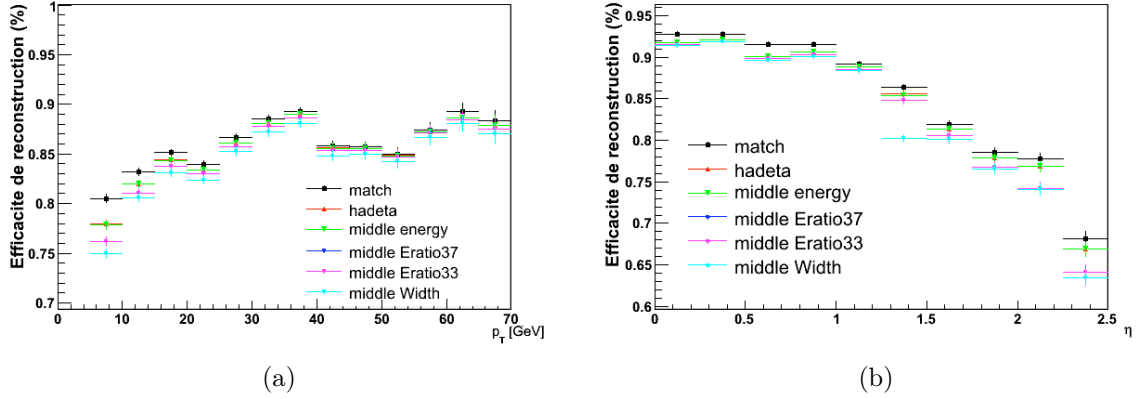


Figure 4.12 – Efficacités des différentes coupures *Isem loose* appliquées successivement, en fonction de p_T (a) et η (b)

Au niveau loose, on remarque que la coupure sur le leakage hadronique fait perdre jusque 3% à bas p_T . La coupure sur la largeur de la gerbe *weta2* fait perdre 5% dans le crack. Les pertes ne sont pas uniformes.

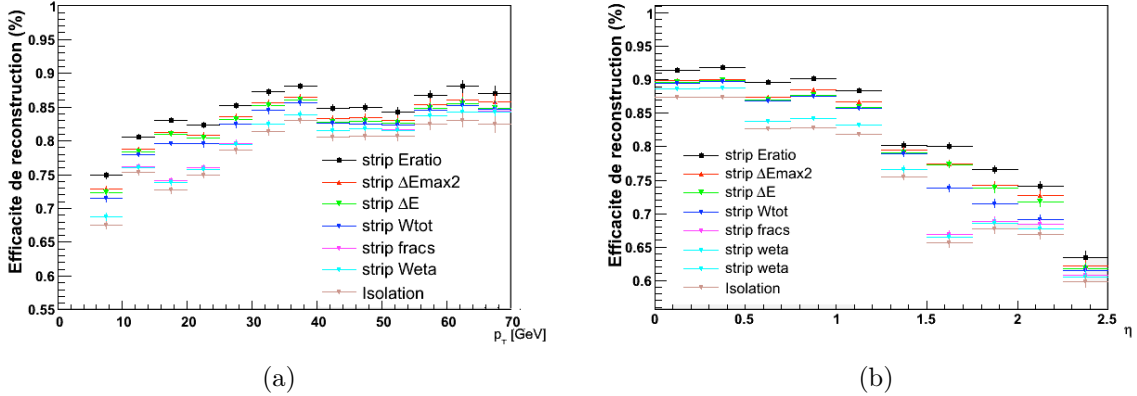


Figure 4.13 – Efficacités des différentes coupures *Isem medium calorimétriques* appliquées successivement, en fonction de p_T (a) et η (b)

Pour les coupures *medium* sur la forme de la gerbe dans le compartiment avant, les coupures *fracs1* et ΔE_{max2} causent des pertes d'acceptance jusque 4% et 3% respectivement.

Concernant la qualité de la trace, la coupure sur le nombre de points de mesure dans les pixels fait perdre 2 à 3% partout, et jusque 5% à grand η et petit p_T . La coupure

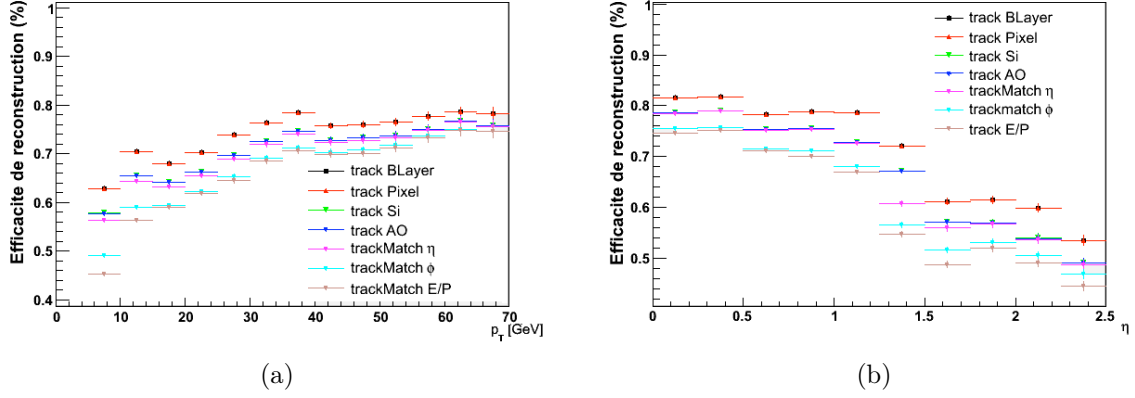


Figure 4.14 – Efficacités des différentes coupures *Isem medium et tight* sur les traces appliquées successivement, en fonction de p_T (a) et η (b)

sur le $\Delta\varphi$ du track-match cause jusque 7% de pertes à bas p_T et grand η et celle sur E/P jusque 3%. La coupure sur le taux de points de mesure à haut seuil de rayonnement

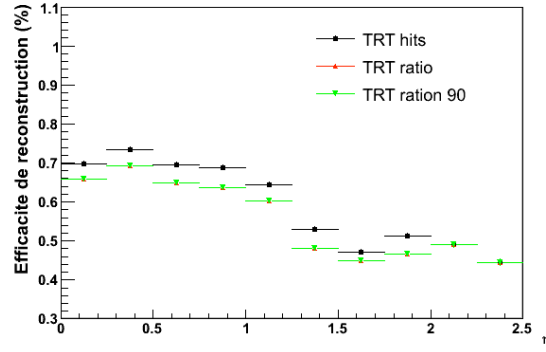


Figure 4.15 – Efficacités des différentes coupures *Isem tight TRT* appliquées successivement en fonction de η uniquement

de transition fait perdre entre 1 et 3% dans toutes les régions. La figure 4.15 présente l'efficacité des coupures seulement en fonction de η car les coupures sur le TRT ne sont optimisées que selon ce paramètre.

4.4 Elaboration d'un outil pour reconstruire les électrons sur les AOD

Il a été nécessaire d'élaborer un outil capable de refaire des objets électrons et éventuellement photons, en calculant à nouveau leurs caractéristiques, à partir des informations disponibles sur l'AOD, format utilisé pour les analyses de physique. Ceci était nécessaire pour permettre à n'importe quel utilisateur de récupérer simplement les électrons manquants. A l'origine cet outil était destiné à une utilisation générale, mais il a évolué par la suite en un outil d'étude. La principale difficulté fut de concilier les routines egamma,

conçues pour fonctionner avec la quantité exhaustive d'information des ESD, pour les faire fonctionner sur les AOD, contenant une quantité restreinte d'informations. Nous allons voir ici le principe de fonctionnement de cet outil et ses performances.

4.4.1 Fonctionnement

L'outil `EMPhotonToElectron` a pour but de convertir un objet `egamma` en `electron` si une trace est trouvée pointant sur le dépôt électromagnétique associé à l'objet, avec des versions modifier des outils de reconstruction. Si une trace extrapolée au calorimètre est trouvée dans une fenêtre $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.1 \times 0.2$ autour du barycentre du dépôt, celui-ci est reconstruit avec la taille appropriée, 3×7 dans le tonneau et 3×5 dans les bouchons, puis il est recalibré en tant qu'électron. Ensuite, les routines standard sont appliquées à nouveau : `EMShowerBuilder`, `EMBremsstrahlungBuilder`, `EMFourMomentumBuilder` et `EMPIDBuilder`. L'outil est utilisable via une fonction `execute()` qui prend en argument un pointeur vers l'objet `photon`, un objet `electron` référencé par adresse, qui sera en fait le nouvel électron, mis à jour pendant l'exécution, et le pointeur vers le conteneur de dépôts électromagnétique `CaloClusterContainer`. Le schéma 4.16 illustre ce fonctionnement.

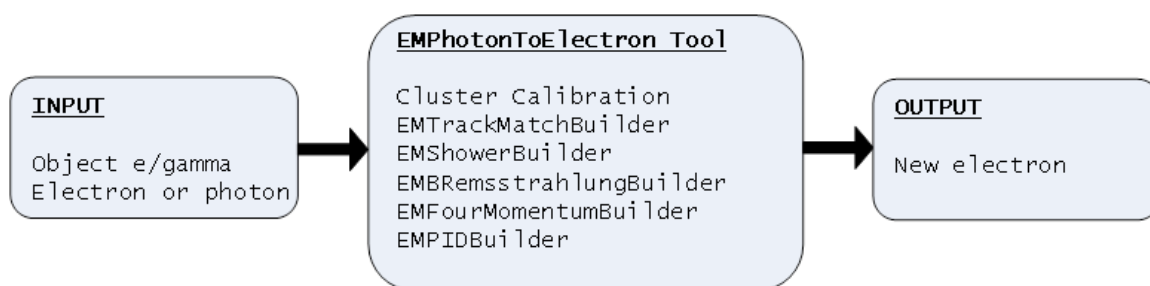


Figure 4.16 – Schéma illustrant le fonctionnement de l'outil `EMPhotonToElectron`

J'ai aussi élaboré un algorithme `AODToDPDReDoElectron` pour reconstruire directement des fichiers AOD, copies des originaux avec un conteneur supplémentaire d'électrons reconstruits grâce à l'outil `EMPhotonToElectron`. Il a été choisi de conserver les conteneurs originaux pour pouvoir comparer la nouvelle reconstruction à l'ancienne, et conserver les candidats photons reconstruits comme conversions dans le conteneur de photons. A la différence de l'outil, il fonctionne directement sur le `CaloClusterContainer` et relance la reconstruction pour tous les dépôts qui y sont contenus. Un DPD est produit en sortie. Le schéma 4.17 illustre le fonctionnement de cet algorithme.

4.4.2 Performances

4.4.2.1 Importance de la recalibration les dépôts EM.

La figure 4.18 montre le rapport entre l'énergie reconstruite et l'énergie de l'électron généré dans trois cas. Dans le cas de l'électron reconstruit sans ambiguïté, le rapport vaut 0.9949 ± 0.0001 . Pour les électrons reconstruits comme photons, il est de 0.9664 ± 0.0019 , ce qui montre que les candidats trouvés correspondent bien à des vrais électrons, leur

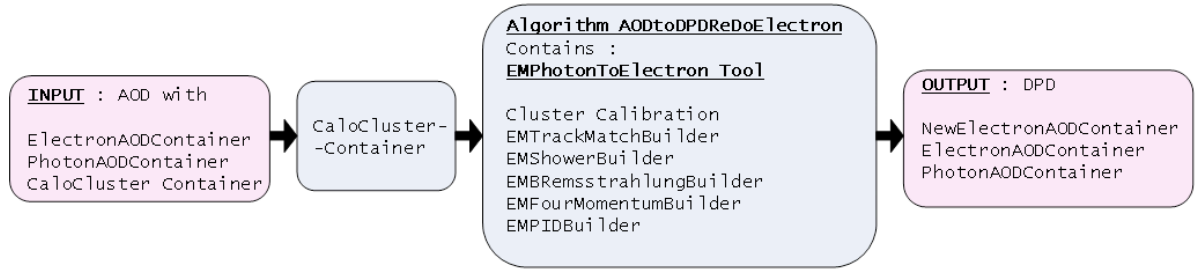


Figure 4.17 – Schéma illustrant le fonctionnement de l’algorithme *AODToDPDReDoElectron*

énergie étant proche du généré. Cependant, elle est inférieure à cause du rayonnement bremsstrahlung ce qui cause un décalage du pic et l’apparition de queues. Appliquer à ces photons la calibration des électrons permet de rapprocher le pic de 1 (0.976 ± 0.001).

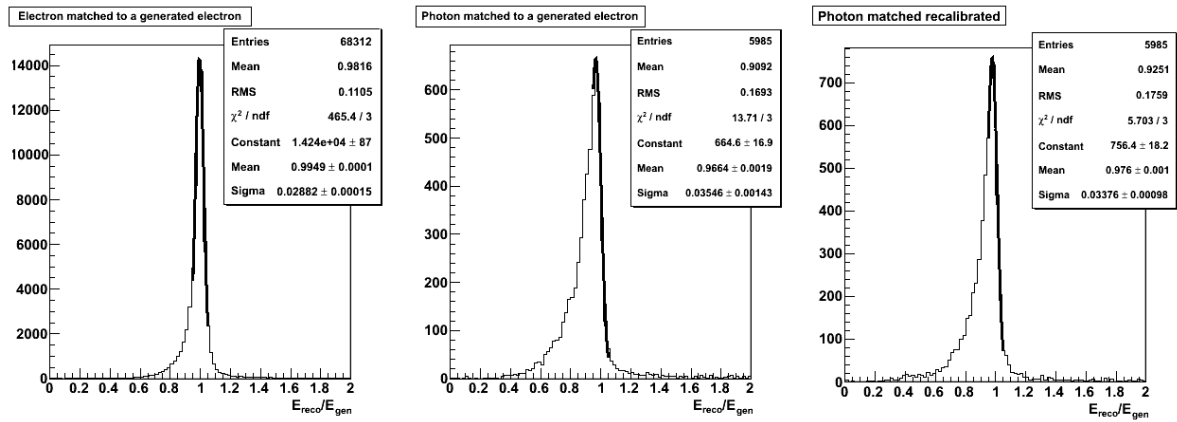


Figure 4.18 – Rapport entre l’énergie reconstruite et l’énergie générée pour des objets électrons (gauche), pour des électrons reconstruits comme photons avant (milieu) et après (droite) recalibration comme électrons.

4.4.2.2 Tests de consistance

Pour tester la consistance de l’outil, on utilise l’algorithme *AODToDPDReDoElectron* sans modifier le code *egamma*, et uniquement sur les électrons reconstruits, et on crée un nouveau conteneur d’électrons *newElectronAODContainer*. On s’attend à ce que les deux conteneurs d’électrons soient identiques. En réalité ce n’est pas tout à fait le cas, car comme nous l’avons vu :

- les AOD ne contiennent pas toutes les informations nécessaires
- les informations conservées sur les AOD sont tronquées, et stockées avec une précision inférieure à celle disponible sur les ESD

Tout d’abord, l’énergie des cellules est tronquée dans les AOD pour minimiser l’espace disque, ce qui cause des petites différences dans l’énergie des dépôts électromagnétiques, et déforme la gerbe. La figure 4.19 montre une variation de 4 MeV (σ), et l’apparition de quelques queues. On observe que l’effet est uniforme en η .

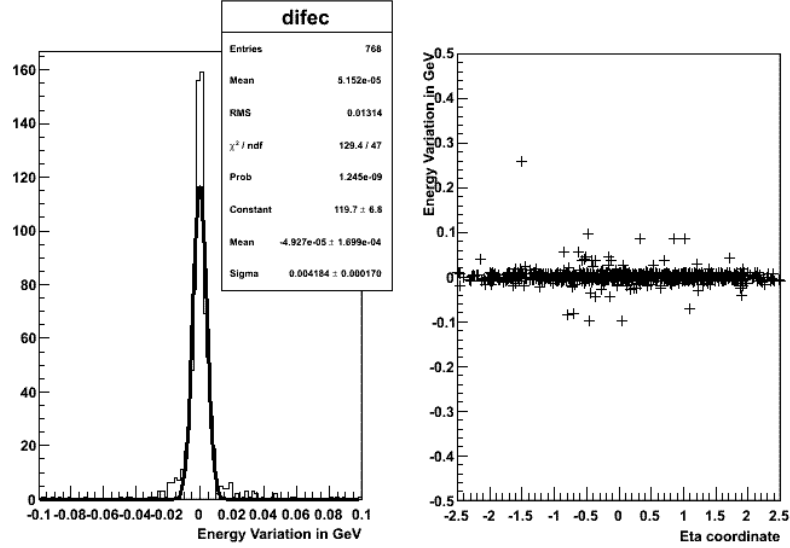


Figure 4.19 – Différence entre l'énergie des électrons dans *ElectronAODContainer* et *newElectronAODContainer*, sans modification de e_{γ}

Le tableau 4.7 donne la variation du nombre d'électrons reconstruits à différents niveaux d'identification. On observe que les différences augmentent à mesure qu'on ajoute des coupures. 0.6% des électrons diffèrent après application de toutes les coupures calorimétriques.

Nombre d'électrons	ElectronAOD Container	newElectronAOD Container	différences
Générés	3720	3720	0
Container	3596	3595	-1 (+5-4)
Loose	3401	3419	+18 (9 cont. ± 12 had leak ± 7 R_{η})
Strips (dans medium)	3339	3359	+20 (18 loose +2 strips)

Tableau 4.7 – Différences entre le conteneur original et celui reconstruit avec l'algorithme.

La figure 4.20 montre différentes variables d'identification des électrons pour les deux conteneurs et pour un échantillon de bruit de fond JF17. On observe des différences pour le leakage hadronique et le $\Delta\varphi$ du track-match, mais pas pour $\Delta\eta$. Les figures 4.21 donnent les distributions de E/P pour des hadrons d'échantillons JF17 et des électrons de $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e$. Pour les événements de signal l'accord est très bon, tandis que pour le bruit de fond, les distributions diffèrent toutes deux.

La figure 4.22 donne les distributions en η des candidats électrons après application de différentes coupures pour des événements JF17. Au niveau des conteneurs l'accord est assez bon. Quand on applique la coupure sur le leakage hadronique, on s'aperçoit que pour η compris entre 0.8 et 1.37, beaucoup moins d'événements sont filtrés pour le nouveau conteneur. Dans cette région, le leakage hadronique est calculé différemment, et l'énergie contenue dans tous les compartiments du calorimètre hadronique est utilisée, alors que dans les autres régions, on utilise seulement le premier compartiment. Toute

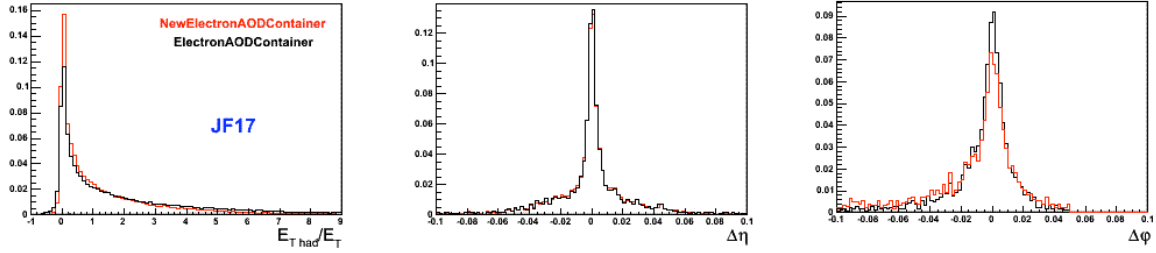


Figure 4.20 – Comparaison des variables de leakage hadronique, de track-match $\Delta\eta$ et $\Delta\varphi$ pour les deux conteneurs

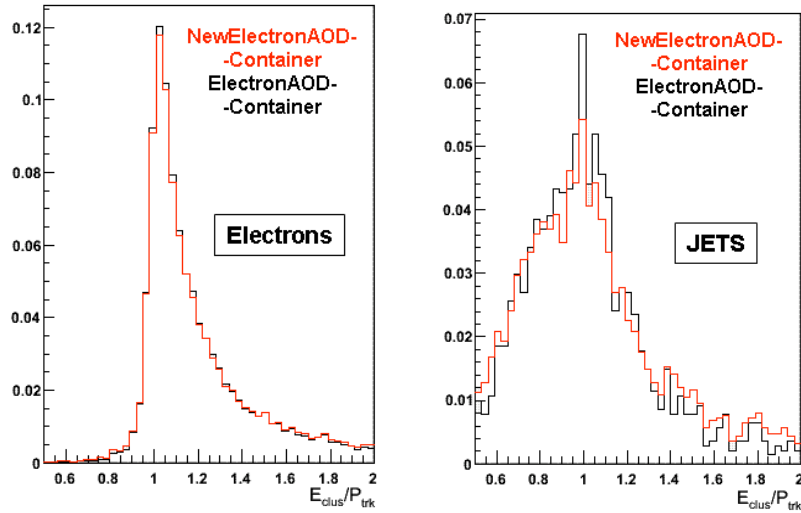


Figure 4.21 – Comparaison des distributions E/P entre deux électrons d'un même évènement pour un échantillon $H \rightarrow 4e$ (gauche), et JF17 (droite).

l'information du calorimètre hadronique n'étant pas contenue dans les AOD, le leakage hadronique, important pour les électrons de bruits de fond (hadrons essentiellement) est sous estimé quand on relance la reconstruction. On retrouve l'impact de cet effet en appliquant les coupures suivantes. On remarque cependant une diminution de l'effet en coupant à $p_T = 17$ GeV.

D'autres légères différences apparaissent aussi en appliquant les autres coupures, elles sont dûes au fait que les informations contenues sur les AOD ont une précision réduite.

Les informations manquantes pour un bon fonctionnement de l'outil ont été rajoutées par la suite dans les AOD, et ces problèmes ont été résolus.

4.4.2.3 Récupération des ambiguïtés photons-électrons

On applique maintenant l'outil `EMPhotonToElectron` en cherchant à récupérer des photons en accord avec une trace proche.

Le tableau 4.8 donne l'efficacité de reconstruction des électrons avant et après application de l'outil. Au niveau du conteneur électrons le gain est de 8% en relatif, de 4.4% au

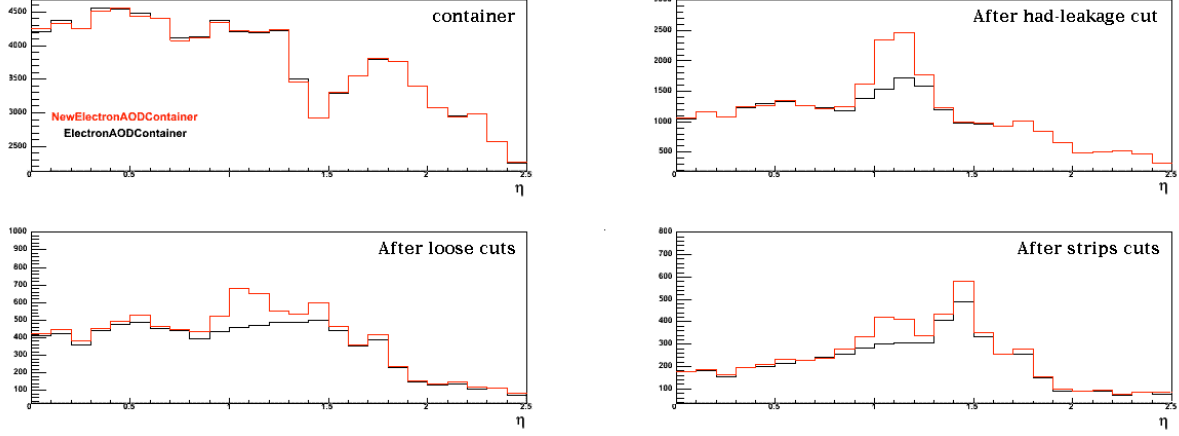


Figure 4.22 – Distribution de η au conteneur, et après les coupures sur le leakage hadronique, loose et sur la forme de la gerbe dans le compartiment avant pour un échantillon JF17.

Efficacité(%)	electrons	electrons+photons rec
Container	86.5	93.4
Loose	84.6	91.2
Medium	75.1	78.4
Tight	64.8	66.4

Tableau 4.8 – Efficacités de reconstruction et d’identification des électrons avant et après l’application de l’outil de récupération des conversions, sur une simulation de Higgs en 4 leptons de 130 GeV de validation 1 2008, sans coupure en p_T

niveau medium, et de 2.5% au niveau tight, ce qui laisse supposer que les traces choisies ne sont pas forcément les meilleures candidates. Des améliorations supplémentaires sont à envisager au niveau du track-match.

4.5 Etude de l’accord trace-dépôt EM (*track-match*)

Dans cette partie nous allons exposer des améliorations apportées à la reconstruction puis étudier les différentes variables du track-match en détail, $\Delta\varphi$, $\Delta\eta$ et E/P entre la trace et le dépôt.

4.5.1 Améliorations sur la sélection de traces. Bilan

Une amélioration au niveau du track-match a été de ne pas considérer les traces TRT standalone, qui n’ont pas de mesure en η dans le tonneau et en z dans les bouchons. On s’est aperçu que par moment une de ces traces était choisie comme la plus proche alors qu’elle pouvait être en réalité située complètement à l’opposé dans la direction η . La préférence est donnée maintenant aux traces ayant au moins trois points de mesure dans le silicium.

De plus, la coupure sur $E/P < 10$ au niveau de la reconstruction fait perdre des can-

didats électrons ayant rayonné beaucoup, dont la trace a perdu beaucoup d'impulsion et est reconstruite avec un petit moment. Le dépôt électromagnétique contenant la majorité de l'énergie rayonnée, il est reconstruit avec une énergie peu erronée, ce qui induit que $E > P$ dans ces cas.

Le tableau 4.9 donne les efficacités en tenant compte de ces améliorations et en ayant ajouté les conversions restaurées. On observe une amélioration supplémentaire au niveau des lots de coupures *medium* et *tight*, dont certaines concernent la qualité de la trace (1.1% et 0.6% respectivement). On remarque aussi que les électrons récupérés ainsi sont de bons candidats, car au niveau *tight* on conserve un gain de 1.6% d'électrons identifiés.

Efficacités mc08(%)	electrons	electrons+photons rec
Container	88.9	96.0
Loose	84.3	91.2
Medium	75.3	78.7
Tight	64.6	66.2

Tableau 4.9 – Efficacités de reconstruction et d'identification des électrons, après ajout des conversions, suppression de la coupure en E/P et de traces TRT standalone, sur une simulation de Higgs en 4 leptons de 130 GeV de Monte-Carlo 2008 (mc08)

La figure 4.23 donne les efficacités avant et après amélioration du track-match au niveau de la reconstruction (conteneur) et de medium. On constate que le gain est général mais particulièrement important dans la région à grand η , dans les bouchons, et à bas p_T .

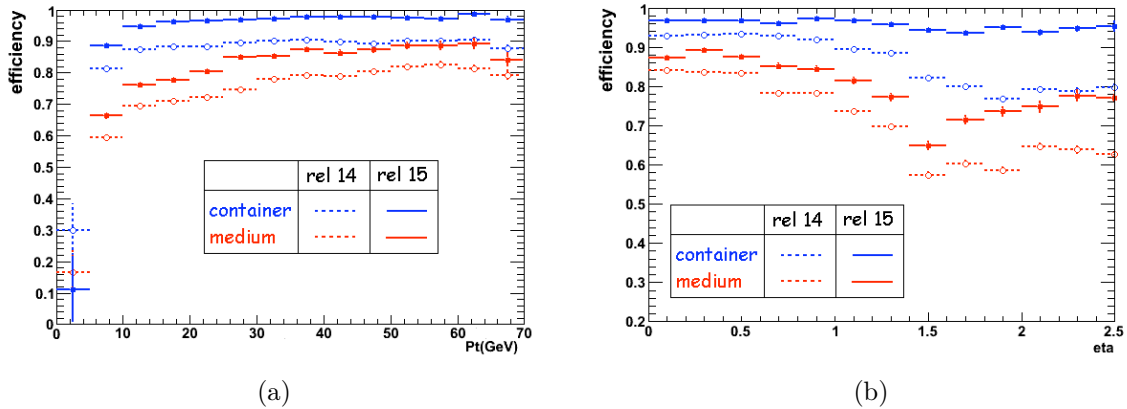


Figure 4.23 – Efficacités de reconstruction des électrons au niveau du conteneur (bleu) et du lot de coupures *medium* (rouge) avant (pointillés) et après (plein) l'amélioration du track-match et l'inclusion des conversions en fonction de p_T (a) et η (b)

Ces améliorations ont été réalisées sans détérioration de la réjection des faux électrons et même avec une légère amélioration comme le montre le tableau 4.10 pour un échantillon de biais minimum filtré à 8 GeV.

Ces modifications furent testées grâce à l'outil décrit auparavant et adoptées finalement à partir de la version 15.1 du programme ATHENA.

Réjection des hadrons ($p_T > 8\text{GeV}$)	electrons	electrons+photons rec
Loose	640 ± 9	766 ± 11
Medium	3638 ± 119	4018 ± 129

Tableau 4.10 – Réjection des hadrons avec les améliorations apportées au track-match, pour un échantillon d'évènements de biais minimum filtré à 8 GeV

4.5.2 Accord entre trace et dépôt EM suivant φ : $\Delta\varphi_{\text{track-match}}$

En regardant les efficacités détaillées pour les variables de track-match (figure 4.24), on remarque que la coupure sur $\Delta\varphi$ cause des pertes importantes (3%), qui augmentent avec η , et jusqu'à 7% pour $p_T < 15$ GeV.

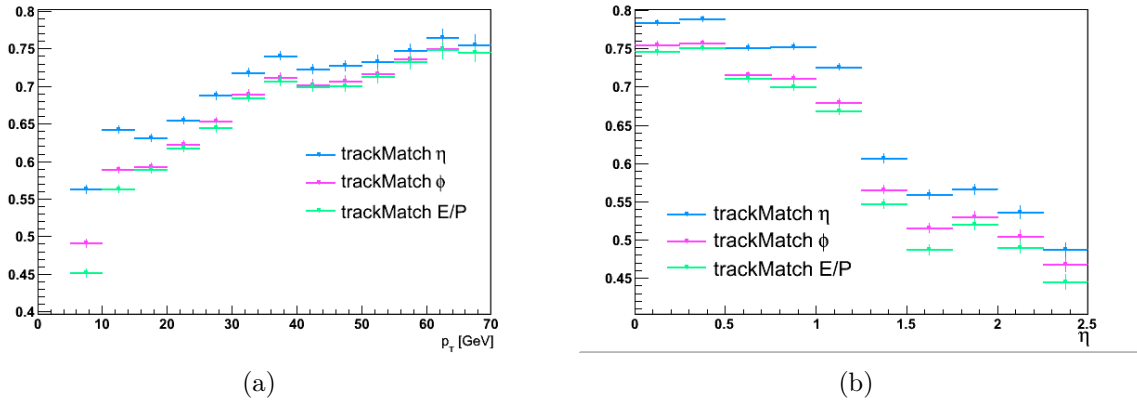


Figure 4.24 – Efficacité pour les coupures de track-match : $\Delta\varphi$, $\Delta\eta$ et E/P en fonction de η (b) et p_T (a)

Le $\Delta\varphi_{\text{track-match}}$ est la différence entre la coordonnée φ mesurée dans le second compartiment du calorimètre EM et φ de la trace extrapolée à ce compartiment à partir du dernier point de mesure dans le détecteur interne :

$$\Delta\varphi_{\text{track-match}} = -q \times (\varphi_{\text{depotEM}} - \varphi_{\text{traceextrapole}}) \quad (4.2)$$

où q est la charge de l'électron. Cette multiplication par la charge permet de positionner les mêmes effets physiques du même côté de la distribution quelle que soit la charge de la particule.

La simulation montre (figure 4.25) que plus le rayonnement bremsstrahlung est important, plus la distribution possède des queues importantes : elle s'étale et la position du pic se décale vers les valeurs négatives. Comme l'effet du bremsstrahlung affecte plus les traces à bas p_T , tant sur l'élargissement du dépôt que sur la courbure de la trajectoire, $\Delta\varphi_{\text{track-match}}$ est aussi plus large à bas p_T et plus sensible au bremsstrahlung. De même, la quantité de matière augmentant avec η , l'effet y est plus important. Ainsi la figure 4.26 donne les valeurs moyennes de $\Delta\varphi$ pour chaque intervalle de η et p_T considéré dans *Isem*. Les barres d'incertitudes représentent la largeur de la distribution dans chaque intervalle. La figure de droite donne la distribution pour η dans la région centrale pour $p_T > 50$ GeV, et dans les bouchons pour $p_T < 7.5$ GeV. On observe bien un élargissement

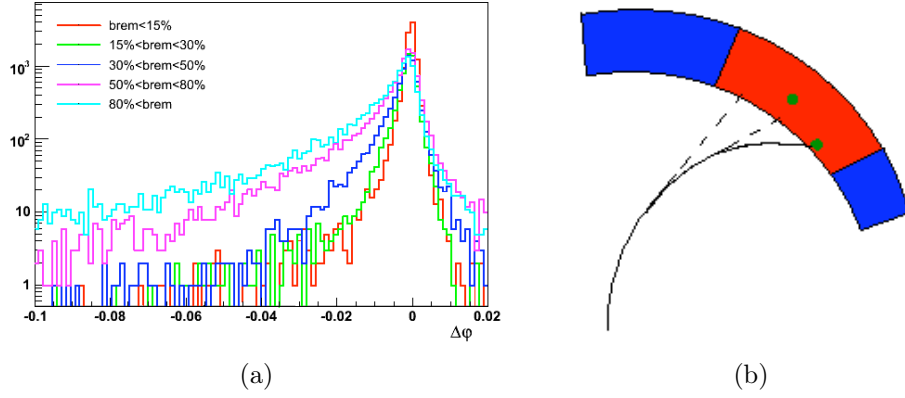


Figure 4.25 – *Track-match $\Delta\varphi$ pour différentes proportions d'énergie rayonnée par les électrons en amont du calorimètre (a). Schéma illustrant l'impact des pertes par rayonnement dans le détecteur interne sur la position de la trace extrapolée à partir du dernier point de mesure (b)*

de la distribution pour les grands η et bas p_T , l'apparition de queues et le décalage du pic.

La coupure *Isem* sur cette variable est symétrique : elle ne garde que les électrons ayant $|\Delta\varphi| < 0.2$. Par conséquent, elle rejette tous les électrons qui rayonnent assez, rejetant plus ceux de bas p_T et de grand η

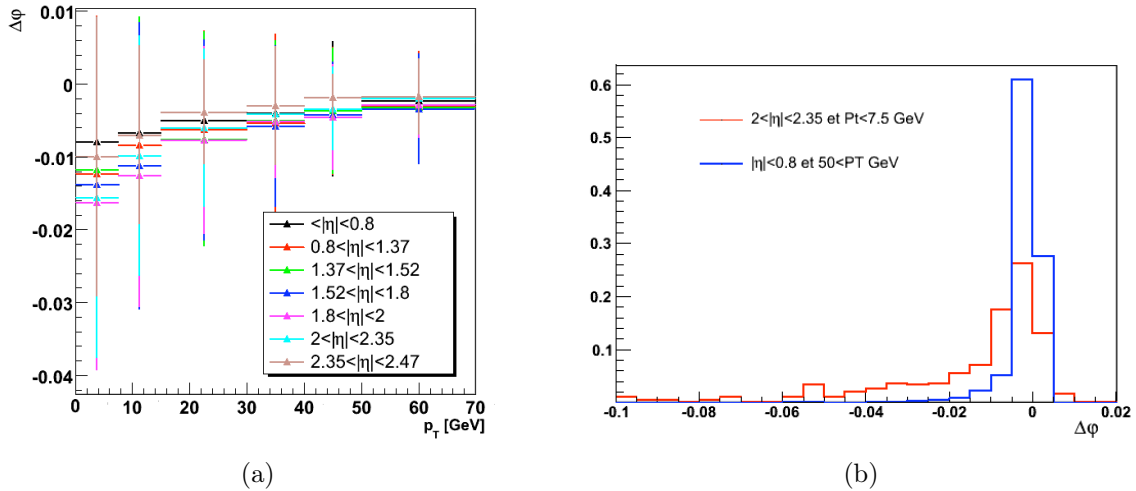


Figure 4.26 – *Valeurs moyennes de $\Delta\varphi$ en fonction de p_T pour différents intervalles de $|\eta|$ (a). Les barres verticales sont les largeurs des distributions. Distributions de $\Delta\varphi$ pour les cas extrêmes : petit η et grand p_T et grand η et petit p_T (b).*

$\Delta\varphi$ est donc particulièrement sensible au rayonnement bremsstrahlung. C'est un phénomène que l'on peut comprendre en fait aisément. L'impulsion de la particule est calculée sur toute l'étendue de la trace, si l'électron rayonne beaucoup, la trajectoire va être de plus en plus courbée et l'ajustement global de la trace aura tendance à sous-estimer l'impulsion de la particule, ce qui est d'autant plus vrai que les forts rayonnements ont lieu tôt dans le détecteur interne. Ensuite, dans cette méthode, les traces sont extrapolées à

partir du dernier point de mesure dans le détecteur interne, qui est décalé par rapport au dépôt EM d'autant plus que la particule a rayonné (figure 4.25 de droite). Si l'on considère la formule suivante décrivant la rotation de la particule dans le champ magnétique :

$$\frac{8.6 \text{ mrad} \times 50 \text{ GeV}}{p_T} \times \frac{R_{clus}}{R_{calo}} \quad (4.3)$$

où R_{clus} est le rayon de dépôt EM auquel on extrapole et R_{calo} le rayon du calorimètre, on voit qu'un électron de 25 GeV avec $E/P = 2$ sera décalé de 20 mrad et sera donc rejeté par la coupure standard à 20 mrad sur $\Delta\varphi$. Le dépôt électromagnétique contient quant à lui la grande majorité de l'énergie, du fait de sa taille de 7 cellules de 0.025 rad en φ , soit une couverture totale de 0.15 rad. Les photons rayonnés colinéairement à la trajectoire parviennent au calorimètre et contribuent à la mesure de l'énergie dans le dépôt. L'énergie est donc mieux reconstruite que l'impulsion.

Coupure I_{sem}	Efficacité (%) $H \rightarrow 4e$ (130 GeV)	Réjection échantillon JF17	Réjection échantillon biais minimum
Medium (iso)	75.5	4144	1847
Medium + $\Delta\eta$	74.7	12680	4489
Medium + $\Delta\eta + \Delta\varphi$	70.4	16023	5144
Medium + $\Delta\eta + \Delta\varphi + E/P$	69.0	20188	9472
Medium + $\Delta\eta + E/P$	71.0	17724	8442

Tableau 4.11 – Efficacités et réjections I_{sem} pour les coupures medium auxquelles on ajoute les coupures de track-match

Le tableau 4.11 donne les efficacités et réjections de la coupure *medium* à laquelle on ajoute les coupures sur le track-match. On constate que supprimer la coupure sur $\Delta\varphi$ permet de gagner 2.9% d'efficacité en relatif, mais fait perdre 12.2% et 10.9% de réjection respectivement pour les échantillons JF17 et biais minimum. C'est donc une coupure d'identification importante qui permet de rejeter beaucoup de bruit de fond.

La figure 4.27 montre la distribution $\Delta\varphi$ pour des électrons et des hadrons. Elle est aplatie et étalée pour des hadrons, et des queues apparaissent dans la région positive. Il serait judicieux d'effectuer une coupure asymétrique, serrée pour la partie positive, afin de rejeter les hadrons, et plus lâche pour conserver les queues négatives dues aux effets radiatifs.

4.5.3 Accord entre trace et dépôt EM suivant η : $\Delta\eta_{track-match}$

Le track-match $\Delta\eta$ est la différence entre la position en η du dépôt EM dans le second compartiment du calorimètre et la trace extrapolée à ce compartiment depuis le dernier point de mesure :

$$\Delta\eta_{track-match} = (\eta_{depotEM} - \eta_{traceextrapolee}) \quad (4.4)$$

Le champ magnétique faisant tourner les particules dans le plan $R - \varphi$, $\Delta\eta$ n'est pas sensible au rayonnement bremsstrahlung. C'est une distribution symétrique par rapport à 0 pour des vrais électrons (figure 4.4).

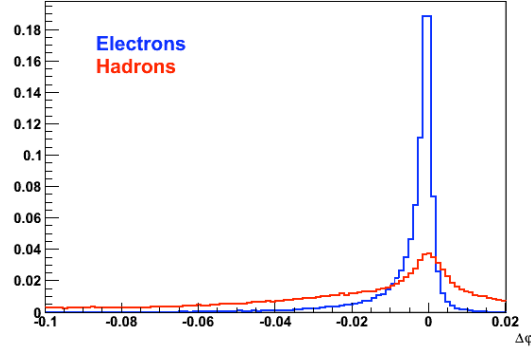


Figure 4.27 – $\Delta\varphi$ pour des électrons (bleu) et des hadrons (rouge)

Cette variable est sensible aux déplacements du point d'interaction dans le tube du faisceau, particulièrement en Z . Dans les simulations étudiées, le point d'interaction est déplacé en moyenne de 9mm (figure 4.28), mais peut aller jusqu'à 100mm par rapport à l'origine. Or le calorimètre EM étant projectif en η par rapport au centre du détecteur ($z = 0$), la reconstruction de la direction de la gerbe est réalisée par rapport à $z = 0$. En revanche, pour les particules chargées, on reconstruit le vertex en suivant les traces vers l'axe du faisceau. Cette différence influence la mesure de $\Delta\eta$.

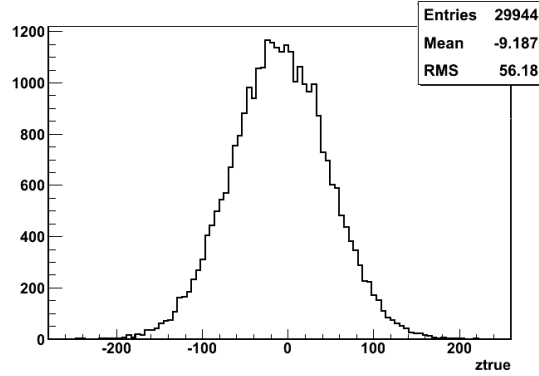


Figure 4.28 – Distribution simulée de la position z du point d'interaction des faisceaux

Si on étudie la variation de la valeur moyenne de $\Delta\eta$ en fonction de η , pour différents déplacements en z (figure 4.29), on s'aperçoit que plus le point d'interaction est éloigné de l'origine, plus la valeur moyenne de $\Delta\eta$ va être loin de 0, et ce principalement pour la région centrale, pour $|\eta| < 0.8$, jusque 0.004 en moyenne (0.001 à grand η). De plus, un décalage vers $z < 0$ cause un décalage positif de la distribution, alors qu'un décalage vers $z > 0$ cause un décalage négatif.

On observe figure 4.30 que l'effet du décalage du point d'interaction n'a pas d'impact important sur les efficacités de reconstruction ou *Isem loose* et *medium*. La coupure sur $\Delta\eta$ étant symétrique à 0.1, cet effet n'est pas très important. Par contre, il faut en tenir compte lors d'optimisations de la coupure en fonction de η et p_T , comme nous le ferons plus tard.

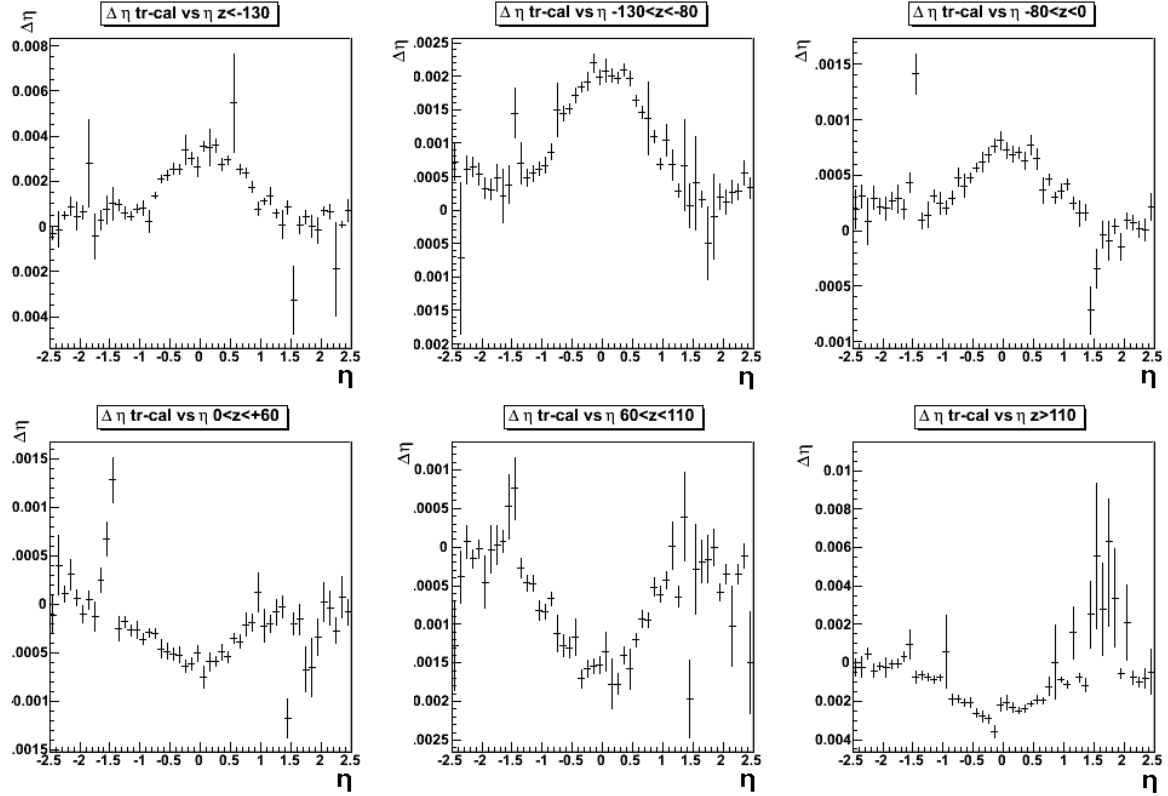


Figure 4.29 – distribution $\Delta\eta$ en fonction de η pour différentes valeurs du déplacement z du point d'interaction

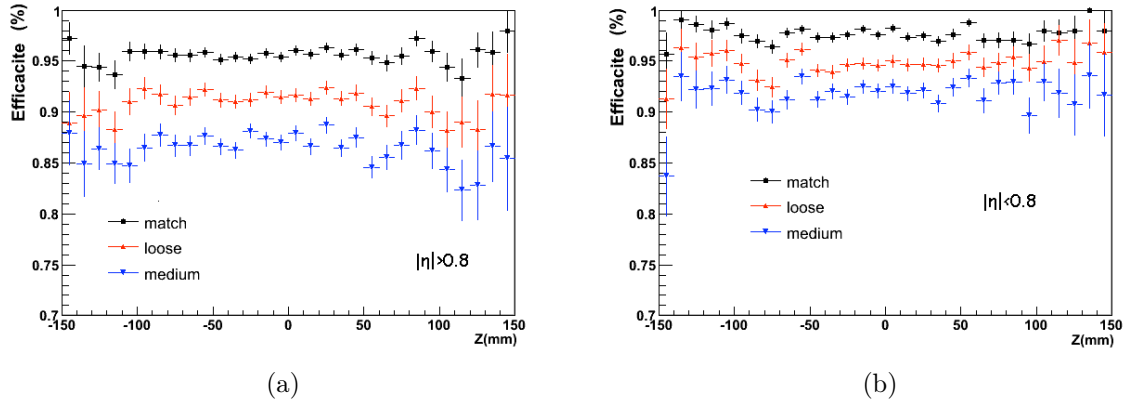


Figure 4.30 – Efficacité de reco des électrons en fonction du déplacement z , pour $|\eta| > 0.8$ (a) et pour $|\eta| < 0.8$ (b)

4.6 Construction de variables indépendantes de l'effet bremsstrahlung

Nous allons exposer dans cette partie la construction de deux variables indépendantes de l'effet bremsstrahlung : le $\Delta\varphi_{rescaled}$ et $E/P_{corrected}$. Par la suite, le $\Delta\varphi$ original, étudié auparavant sera noté $\Delta\varphi_{standard}$.

4.6.1 Nouvelle variable $\Delta\varphi_{rescaled}$

4.6.1.1 Construction de la nouvelle variable

On construit une variable moins sensible à l'effet bremsstrahlung, en extrapolant la trace non pas à partir du dernier point mesuré le long de la trace, mais à partir de son périégée. Ceci permet d'être insensible à la rotation supplémentaire induite par les pertes d'énergie dans le détecteur interne (schéma 4.31). Ensuite, on va utiliser lors de l'extrapolation l'énergie mesurée dans le dépôt EM au lieu du moment reconstruit. En effet, le dépôt EM contient, dans la grande majorité des cas, toute l'énergie rayonnée. La mesure de l'énergie est par conséquent bien moins affectée par le bremsstrahlung que le moment reconstruit.

$$\Delta\varphi_{rescaled} = -q \times (\varphi_{depotEM} - \varphi_{trace\ extrapole\ via\ perigee\ par\ E}) \quad (4.5)$$

On appelle cette nouvelle variable $\Delta\varphi_{rescaled}$. La figure 4.32 de gauche montre la distribution de $\Delta\varphi_{rescaled}$ pour des rayonnements de différentes importances et on voit qu'elle est peu dépendante du bremsstrahlung. On remarque cependant qu'elle est plus étroite à mesure que les forts rayonnements ont lieu tôt dans le détecteur interne. Cette variable dépend peu de η comme le montre la figure 4.33.

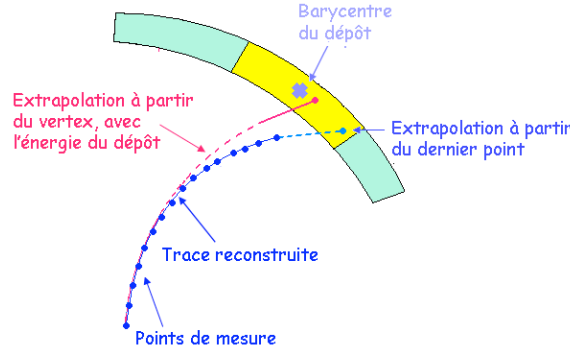


Figure 4.31 – Schéma illustrant les deux méthodes de track-match. En bleu, la méthode d'extrapolation standard à partir du dernier point, en rouge, la nouvelle méthode d'extrapolation à partir du vertex en utilisant la mesure d'énergie

On observe un élargissement de la distribution quand l'énergie diminue en dessous de 20 GeV avec l'apparition de légères queues dans la partie négative (figure 4.34). Cet élargissement est dû à la résolution en φ qui se détériore à basse énergie, mais aussi, pour la partie gauche, aux photons de bremsstrahlung qui vont tout droit dans le calorimètre alors qu'on force la trace à être courbée lors de l'extrapolation. Cette rotation de la trace est donnée par :

$$\delta\varphi_{rot} = \frac{50\text{ GeV} \times 0.0086}{p_T} \text{ rad}$$

Pour $p_T = 15$ GeV, on a $\delta\varphi \approx 0.03$ rad, et pour $p_T = 10$ GeV, on a $\delta\varphi \approx 0.04$ rad, ce qu'on retrouve sur la figure.

La figure 4.35 donne les distributions de $\Delta\varphi_{standard}$ et $\Delta\varphi_{rescaled}$ pour des vrais électrons (gauche) et des faux électrons (droite). On constate que le $\Delta\varphi_{rescaled}$ est plus symétrique et plus fin que le $\Delta\varphi_{standard}$ pour les électrons vrais. Pour le bruit de fond, le

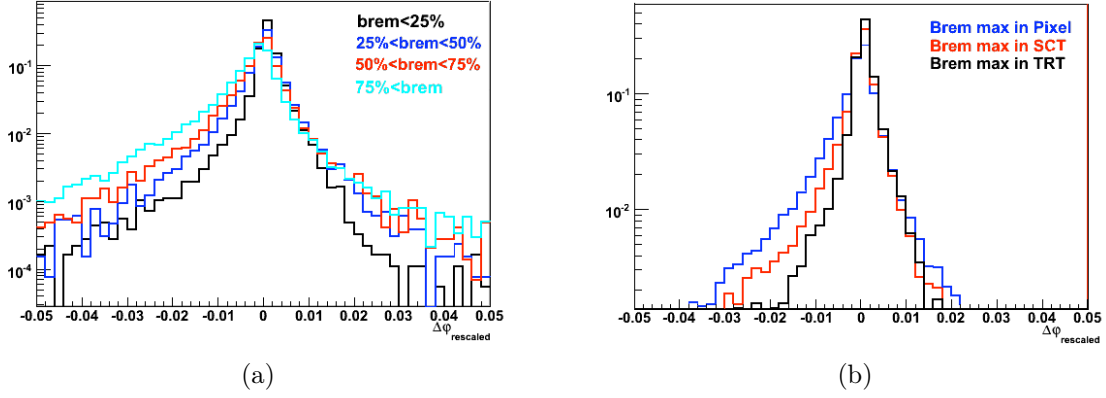


Figure 4.32 – $\Delta\varphi_{rescaled}$ pour différentes pertes d'énergie par rayonnement (a), et pour différentes régions où se produisent les pertes les plus importantes (b).

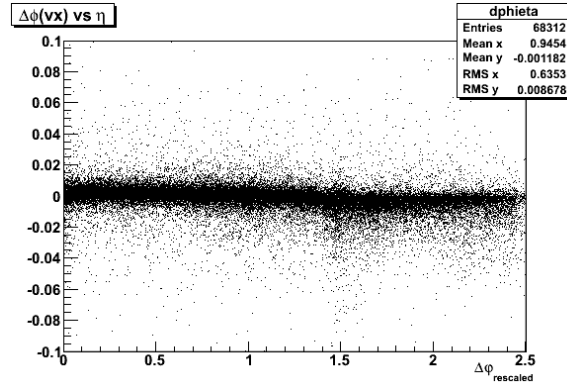


Figure 4.33 – $\Delta\varphi_{rescaled}$ en fonction de $|\eta|$

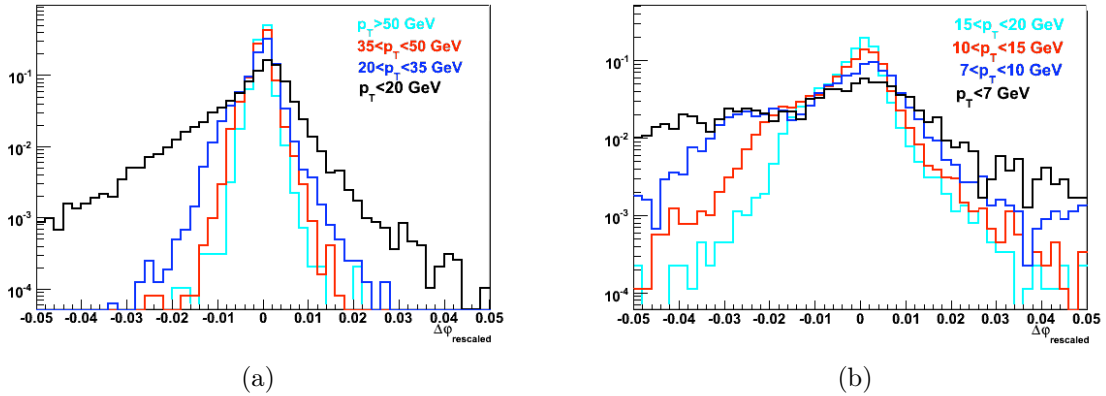


Figure 4.34 – $\Delta\varphi_{rescaled}$ pour différentes valeurs de p_T pour des électrons

pic est décalé de 0 pour le $\Delta\varphi_{rescaled}$ ce qui n'était pas le cas pour le $\Delta\varphi_{standard}$ (figure 4.35). On voit figure 4.36 la distribution $\Delta\varphi_{rescaled}$ pour des faux candidats électrons, pour $p_T > 8$ GeV (biais minimum) et $p_T > 20$ GeV (JF17). On observe dans les deux cas que la distribution est beaucoup plus large que pour des vrais électrons. De fait, cette

nouvelle variable est bien discriminante.

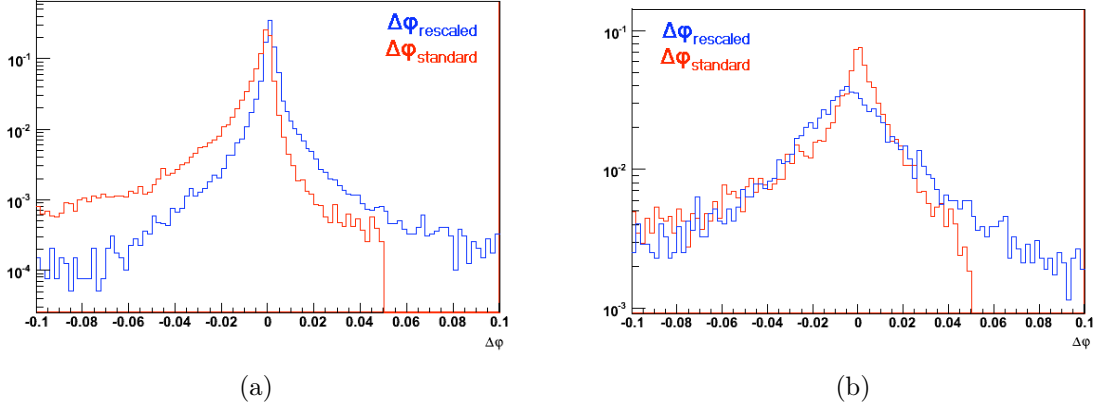


Figure 4.35 – $\Delta\varphi_{rescaled}$ (bleu) et $\Delta\varphi_{standard}$ (rouge) pour des vrais électrons (a) et des hadrons (b)

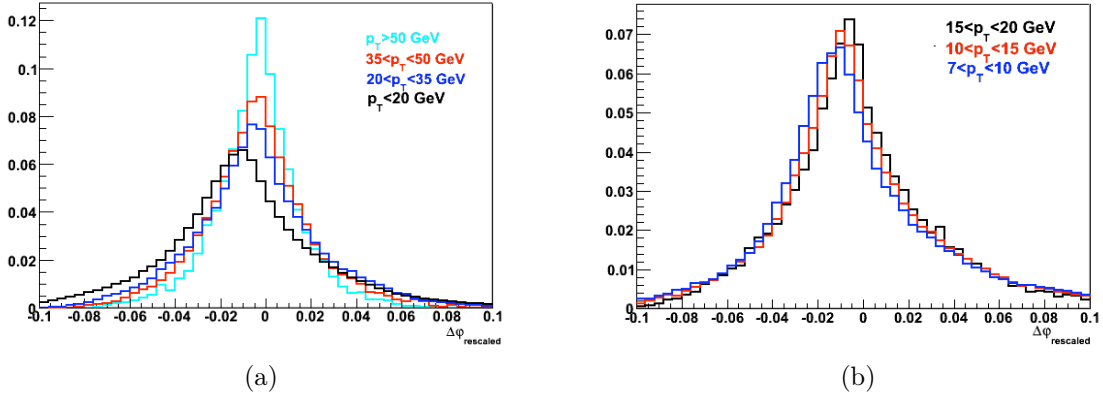


Figure 4.36 – $\Delta\varphi_{rescaled}$ pour des hadrons des échantillons JF17 (a) et biais minimum (b) pour différentes valeurs de p_T

4.6.1.2 $\Delta\varphi_{rescaled}$: impact sur les performances

Nous utilisons l'outil AODToDPDRéDoElectron pour étudier l'impact de l'utilisation de ce nouveau track-match sur la reconstruction et l'identification des électrons. L'utilisation du $\Delta\varphi_{rescaled}$ intervient à deux endroits :

- au niveau de la reconstruction pour le choix de la trace avec une coupure relâchée,
- au niveau de l'identification avec une coupure plus stricte.

Le tableau 4.12 montre l'amélioration en terme d'efficacité de la reconstruction (2.8%) et d'identification : 2.8% pour loose, 2.1% pour medium, 8.2% pour la coupure sur $\Delta\varphi$ à 0.02 rad (notons que cette coupure n'est pas optimisée et que pour la nouvelle version nous coupons sur $\Delta\varphi_{rescaled}$ à 0.02 au lieu de $\Delta\varphi$ standard) et 2.2% pour tight. Pour les réjections (tableau 4.13), on a des performances comparables jusqu'à la coupure sur $\Delta\varphi$. L'amélioration majeure est visible au niveau *tight* avec 31% de réjection en plus.

Efficacité (%)	Extrapolation standard	Nouvelle extrapolation
Conteneur	96.0 ± 0.1	98.7 ± 0.1
Loose	93.6 ± 0.1	96.2 ± 0.1
medium	80.1 ± 0.2	81.8 ± 0.2
medium + $\Delta\varphi$	74.2 ± 0.2	80.3 ± 0.2
tight	67.1 ± 0.2	68.6 ± 0.2

Tableau 4.12 – Efficacités de reconstruction et d'identification des électrons standard et avec la nouvelle extrapolation (choix des traces et $\Delta\varphi_{rescaled}$), pour des évènements $H4e$ 130 GeV

Efficacité (%)	Extrapolation standard	Nouvelle extrapolation
Loose	777 ± 39	654 ± 25
medium	4367 ± 518	3948 ± 369
medium + $\Delta\varphi$	5401 ± 679	5464 ± 601
tight	58642 ± 24306	77275 ± 39030

Tableau 4.13 – Réjections des hadrons avec la reconstruction standard et avec la nouvelle extrapolation pour des évènements de biais minimum

La figure 4.37 montre l'efficacité en fonction de la réjection pour les différentes améliorations du track-match décrites jusqu'ici. On constate que les meilleures performances sont obtenues avec le $\Delta\varphi_{rescaled}$ à partir de *medium* plus $\Delta\varphi$.

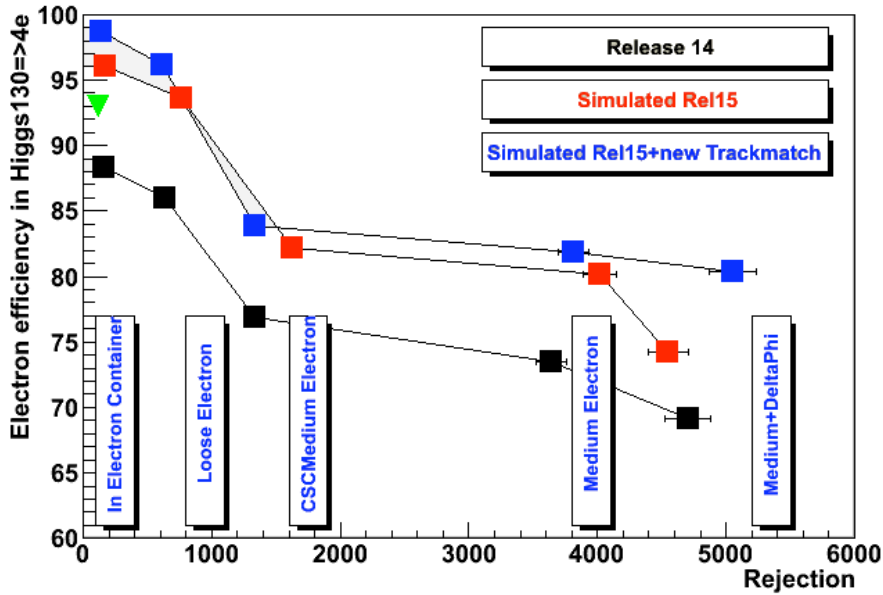


Figure 4.37 – Efficacités en fonction de la réjection pour les différents track-match étudiés, pour un échantillon $H4e$ de 130 GeV

La figure 4.38 donne au niveau *medium* les gains successifs en efficacité apportés par les différentes améliorations de track-match. On voit que le gain dû à la nouvelle extrapolation est bénéfique pour toutes les positions des particules, principalement à grand η et à bas p_T car elle est moins sensible aux effets radiatifs.

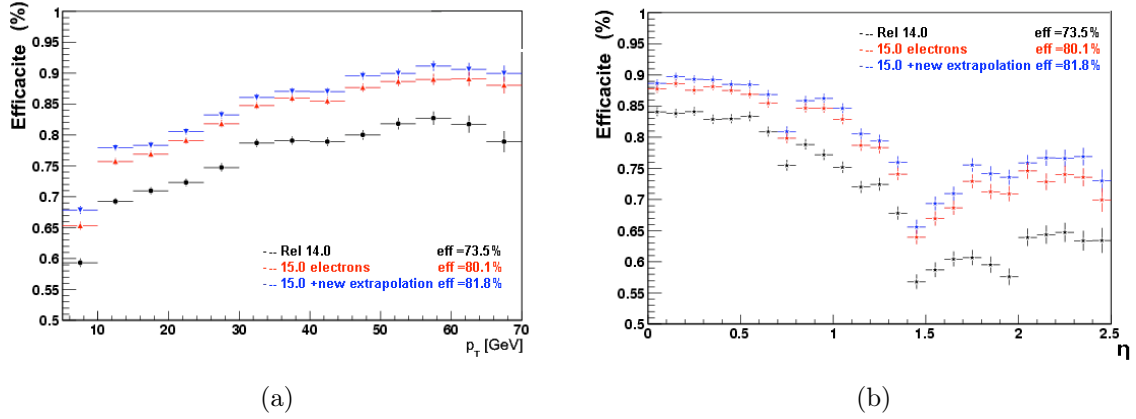


Figure 4.38 – Efficacités des électrons *medium* pour les différentes améliorations apportées au track-match en fonction de η (b) et p_T (a), pour un échantillon $H4e$ de 130 GeV

4.6.2 Nouvelle variable $E/P_{corrigé}$

4.6.2.1 Construction de la variable

Nous avons vu que l'impulsion de l'électron a tendance à être sous-estimée lors de la reconstruction quand celui-ci rayonne. Sa trajectoire est de plus en plus courbée ce qui se traduit par une mesure de l'impulsion plus petite. Par contre, le dépôt électromagnétique contient la majeure partie de l'énergie initiale de l'électron car la fenêtre allongée en φ utilisée à la reconstruction lui permet de contenir tous les photons rayonnés. Par conséquent, plus le rayonnement est important, plus l'énergie mesurée est supérieure au moment mesuré, et E/P devient grand ($>>1$). Pour des électrons, la distribution de E/P est piquée à 1 (figure 4.39) et possède de longues queues, tandis que pour des hadrons, elle a son maximum avant un (on ne mesure qu'une fraction de l'énergie des hadrons dans le calorimètre EM) et possède des queues beaucoup plus importantes (la trace choisie n'appartient qu'à une particule du jet qui dépose son énergie dans le calorimètre).

Pour les électrons, les queues des distributions E/P et $\Delta\varphi_{standard}$ correspondent aux mêmes effets, par conséquent, les deux variables sont corrélées (figure 4.40). L'idée maintenant est de combiner les deux variables afin d'en obtenir une nouvelle variable indépendante de l'effet bremsstrahlung cette fois.

On définit :

- E, E_t - énergie et énergie transverse du cluster
- P, p_T - impulsion et impulsion transverse de la trace
- δP - correction à l'impulsion mesurée de la trace
- $P_{corr} = P + \delta P$ - impulsion corrigée
- B - le champ magnétique
- L - la distance parcourue par la trace du vertex au calorimètre.

Une correction à E/P ($E/P_{corrigé}$) peut être donnée par :

$$\frac{E}{P + \delta P} = \frac{E}{P} + E \times \left(\frac{1}{P + \delta P} - \frac{1}{P} \right)$$

La rotation en $\delta\varphi_{rot}$ d'une trace dans un champ magnétique B :

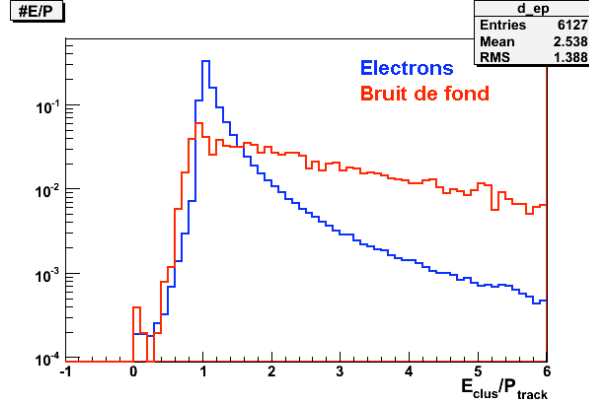


Figure 4.39 – E/P pour des électrons (bleu) et des hadrons (rouge)

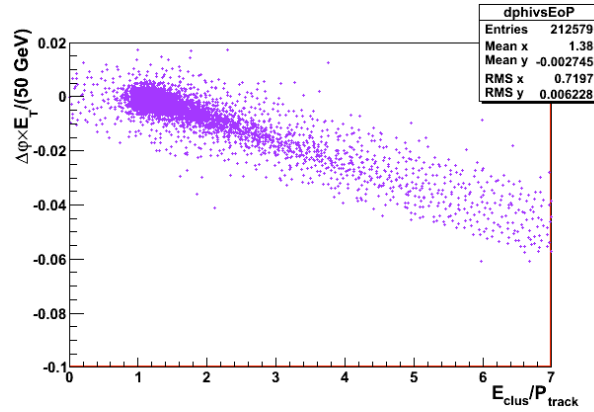


Figure 4.40 – Corrélation entre E/P et $\Delta\varphi$ réévalué à 50 GeV pour des électrons

$$\delta\varphi_{rot}(p_T) = \frac{0.3 \times B \times L}{2 \times p_T} = \frac{50 \text{ GeV} \times 0.0086}{p_T}$$

$\Delta\varphi_{standard}$ est la différence entre φ du dépôt EM et φ de la trace extrapolée au calorimètre (figure 4.41). Il peut être donné par :

$$\begin{aligned} \Delta\varphi_{standard} &= \delta\varphi_{rot}(p_T + \delta p_T) - \delta\varphi_{rot}(p_T) \\ &= \frac{0.3 \times B \times L}{2} \times \left(\frac{1}{p_T + \delta p_T} - \frac{1}{p_T} \right) \end{aligned}$$

Combinant $\Delta\varphi_{standard}$ avec E/P_{corr} au dessus, on arrive à :

$$\begin{aligned} \frac{E}{P_{corrigé}} &= \frac{E}{P + \delta P} = \frac{E}{P} + \Delta\varphi_{standard} \times \frac{2E_t}{0.3BL} \\ &= \frac{E}{P + \delta P} = \frac{E}{P} + \frac{\Delta\varphi_{standard}}{\delta\varphi_{rot}(E_t)} \end{aligned}$$

Alors la correction de E/P revient à la mesure de $\Delta\varphi_{standard}$ normalisée par la rotation en φ de la trace, impulsion corrigée.

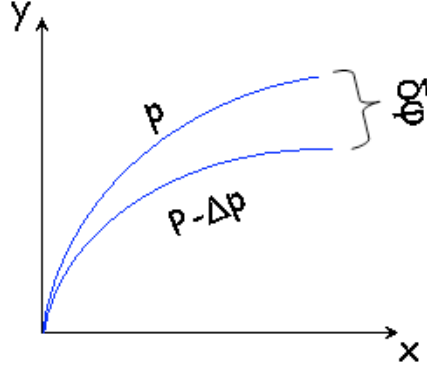


Figure 4.41 – Schéma illustrant la variable $\Delta\varphi_{standard}$ caractérisant la variation de courbure de la trace à cause du rayonnement.

Par ce changement de variable on a en fait effectué une "rotation" dans le plan $E/P - \delta\varphi_{rot}$. Cette relation est vraie pour la partie tonneau. Pour les bouchons, il faut tenir compte du fait que la particule arrive au calorimètre à plus petit rayon, et voit donc moins de champ magnétique (schéma 4.42). On rajoute donc un facteur correctif $\frac{\sin\theta_0}{\sin\theta_{EC}}$ où $\sin\theta_{EC} = \arctan(1500/3400)$ et $\sin\theta_0 = 2.\arctan(\exp -|\eta|)$. On ajoute aussi un facteur $0.8/\sqrt{\sin\theta_0}$ totalement empirique, qui rend compte des variations du champ magnétique entre tonneau et bouchons. On n'applique cette correction que pour $\Delta\varphi < 0$, en considérant que E/P est correcte pour le cas contraire.

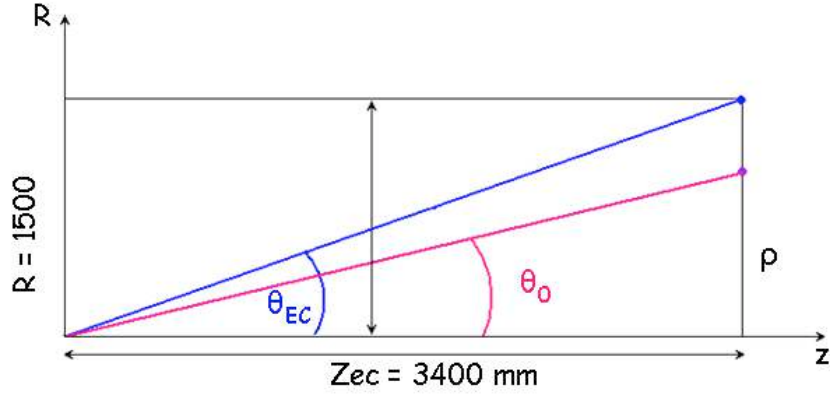


Figure 4.42 – Schéma illustrant la variation de rayon traversé par la trace dans les bouchons.

Dans les bouchons la relation devient donc :

$$E/P_{corrigé} = \frac{E}{P} + \frac{\Delta\varphi_{standard} \times E_T}{50 \text{ GeV} \times 0.0086} \times \frac{\sin\theta_{EC}}{\sin\theta_0} \times \frac{0.8}{\sqrt{\sin\theta_0}} \quad (4.6)$$

et on obtient :

$$\delta\varphi_{rot} = \frac{50 \text{ GeV} \times 0.0086}{E_T} \times \frac{\sin\theta_0}{\sin\theta_{EC}} \times \frac{\sqrt{\sin\theta_0}}{0.8} \quad (4.7)$$

Les figures 4.43 montrent la corrélation entre $\delta\varphi_{rot}$ ainsi calculé et E/P . Elle est très nette dans le tonneau. Dans les bouchons, il y a une légère dispersion au niveau de la

droite. C'est dû au fait que la formule utilisée est empirique et modélise mal les effets de champ en bout de calorimètre.

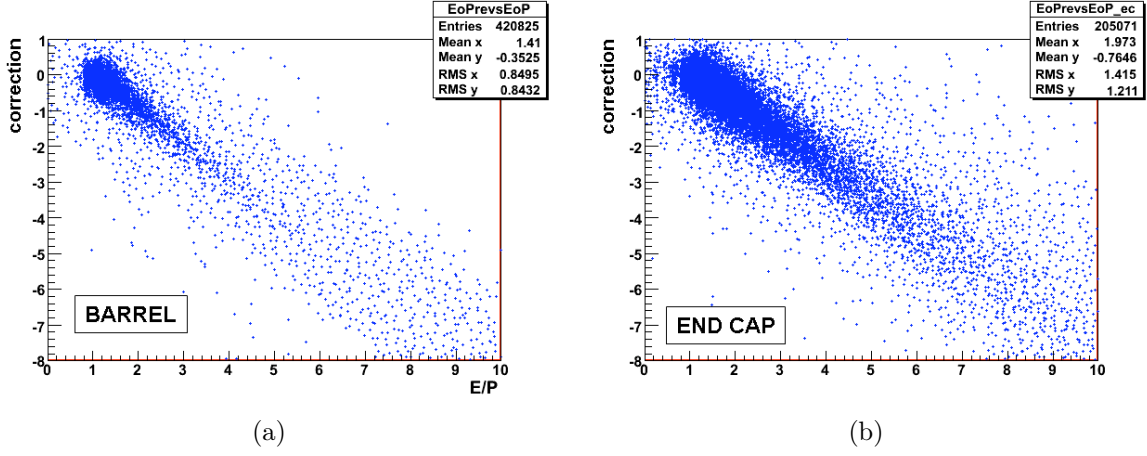


Figure 4.43 – Corrélation linéaire entre $\Delta\varphi_{standard}/\delta\varphi_{rot}$ et E/P dans le tonneau (a) et les bouchons (b)

Après correction empirique, on s'aperçoit que $E/P_{corrigé}$ est centré sur 1 et symétrique, avec un pic beaucoup plus étroit (figure 4.44) dans le tonneau. Dans les bouchons, les queues vers les grandes valeurs sont plus importantes mais la correction est aussi très efficace.

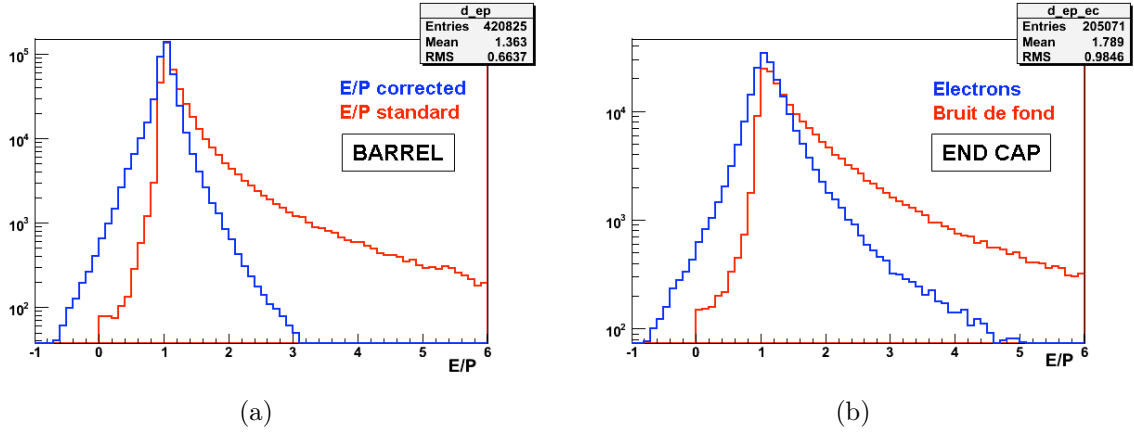


Figure 4.44 – Distributions E/P avant et après correction pour des électrons issus de la désintégration de Z , dans le tonneau (a) et les bouchons (b)

Pour les vrais électrons (figures 4.45), $E/P_{corrigé}$ ne dépend plus de $\Delta\varphi_{standard}$, et est proche de 1, alors que pour les hadrons, il est très dispersé. On obtient une variable discriminante entre signal et bruit de fond.

On voit figure 4.46 l'impact de la correction sur les hadrons dans des événements JF17. Elle rend les distributions plus étalées autour de 1, fait apparaître des queues sur la gauche notamment, mais on observe figure 4.47 qu'elles sont beaucoup plus plates que pour de vrais électrons.

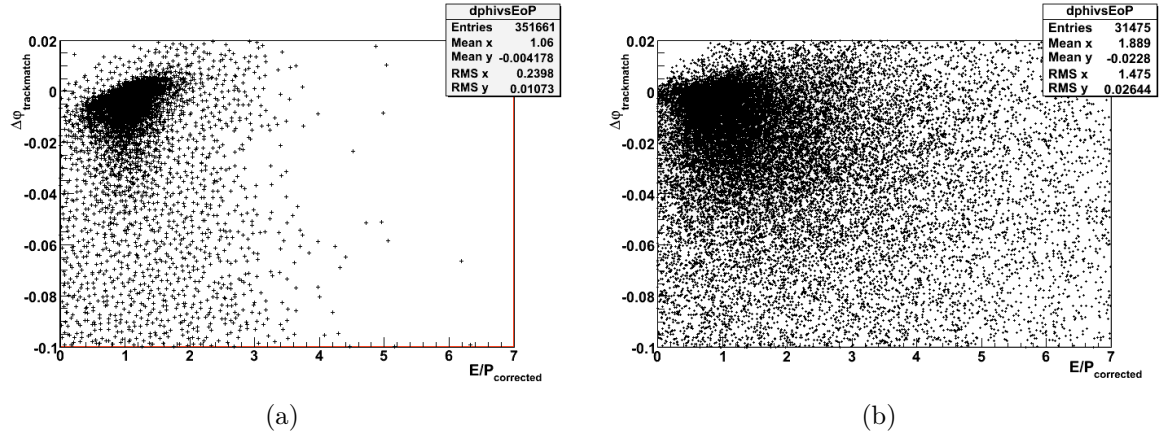


Figure 4.45 – $\Delta\varphi$ en fonction de $E/P_{\text{corrigé}}$ pour des électrons ($Z \rightarrow ee$, a) et les hadrons (JF17, b)

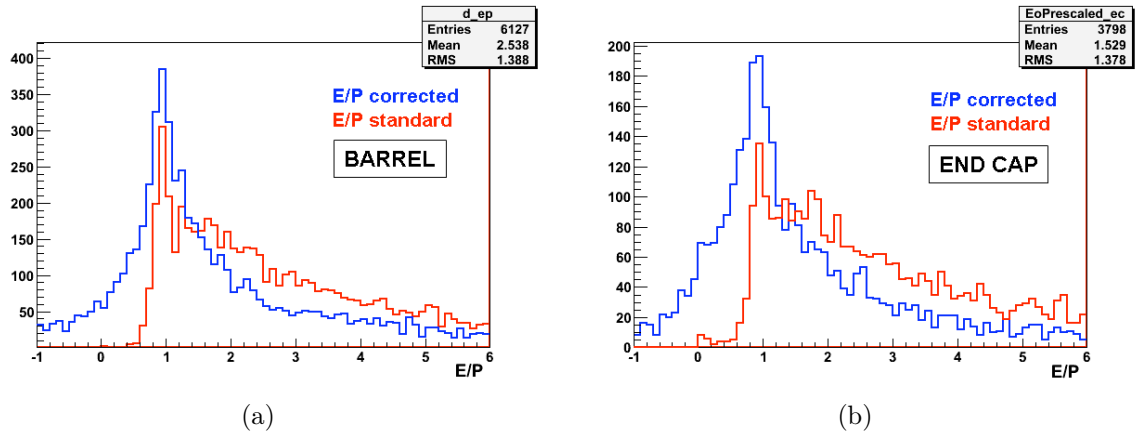


Figure 4.46 – Distributions E/P avant et après correction pour des hadrons d'événements JF17 dans le tonneau (a) et les bouchons (b)

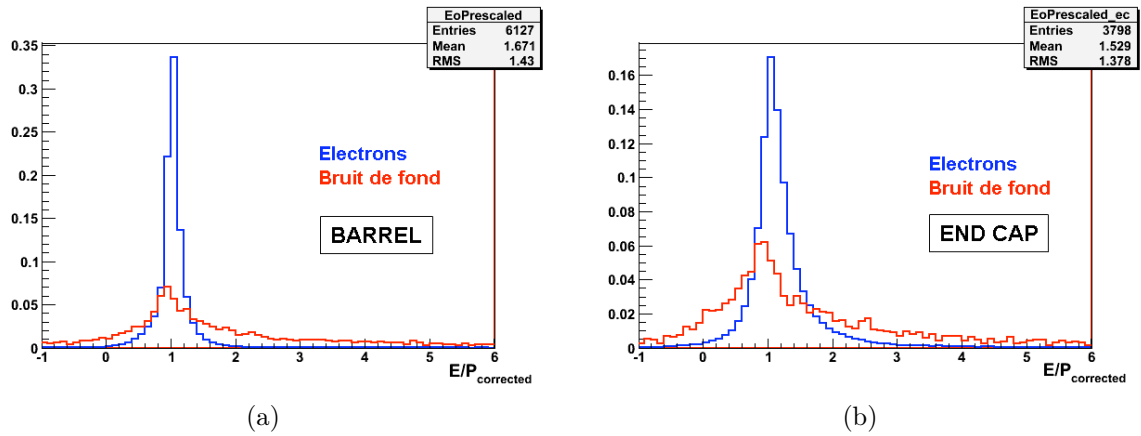


Figure 4.47 – Distributions E/P avant et après correction pour des électrons d'événements $Z \rightarrow ee$ et des hadrons d'événements JF17 dans le tonneau (a) et les bouchons (b)

4.6.2.2 Implémentation dans le programme ATHENA

Pour tester la validité de notre nouvelle variable et des formules empiriques sur lesquelles nous l'avons construite, il a fallu implémenter la méthode de reconstruction avec les outils à disposition dans ATHENA, notamment pour la tester en utilisant l'extrapolateur, ce qui devrait permettre d'obtenir d'encore meilleurs résultats qu'en utilisant une extrapolation empirique. Nous avons déjà certaines variables :

$$\Delta\varphi_{rescaled} = q \times (\varphi_{depot} - \varphi_{rescaled}) \quad (4.8)$$

ainsi que φ_{depot} et $\varphi_{perigee}$,

Or nous cherchons à connaître

$$\delta\varphi_{rot} = \varphi_{rescaled} - \varphi_{trace\ au\ perigee} \quad (4.9)$$

soit

$$\delta\varphi_{rot} = \Delta\varphi_{rescaled} \pm (\varphi_{depot} - \varphi_{perigee}) \quad (4.10)$$

En pratique ce n'est pas si simple pour plusieurs raisons. Tout d'abord, le dépôt utilisé pour le track-match a une taille 5x5, et c'est à cette étape que le $\Delta\varphi_{rescaled}$ est calculé. Pour faire notre DPD, nous utilisons les dépôts des électrons existants déjà, de taille 3x7 dans le tonneau et 5x5 dans les bouchons, et par conséquent le dépôt utilisé sur les AOD peut être différent de celui utilisé pour calculer $\Delta\varphi_{rescaled}$.

Ensuite, $\delta\varphi_{rot}$ varie en $1/p_T$ et avec $B \times R_{calo}$, par conséquent $\delta\varphi_{rot} \times p_T$ doit être constant selon φ et décroître à mesure que le champ diminue (dans le tonneau) et que le rayon parcouru par la particule diminue (dans les bouchons). Hors, la figure 4.48 montre des courbes sinusoïdales en fonction de φ dans toutes les régions. Les valeurs moyennes de ces courbes correspondent bien à celles attendue de $\delta\varphi_{rot} \times p_T = B \times dl/2 (= 0.43$ dans la région centrale $|\eta| < 0.8)$. Ces sinusoïdes ont toutes leurs noeuds situés aux mêmes points, pour $\varphi \approx 1$ et -2 rad, ce qui est en fait l'angle entre le point origine (0,0) et le point d'interaction (1.5mm, 2.5mm). En fait, $\varphi_{rescaled}$ est calculé par rapport au périégée, mais avec une origine (0,0,0). Pour corriger cet effet on doit opérer une simple translation du point (0,0) vers le périégée, et recalculer l'angle (figure 4.49)

Après avoir opéré cette transformation nous obtenons les distributions plates attendues, de moyenne $\delta\varphi_{rot} \times p_T = B \times dl/2 =$ dans chaque partie du détecteur (figure 4.50)

Finalement on obtient, en utilisant le programme officiel, des distributions en excellent accord dans le tonneau (figure 4.51 de gauche) avec la méthode empirique. Il reste une petite différence qui pourrait être due à l'effet de taille du dépôt utilisé dans les deux cas. Dans les bouchons, l'accord est très bon aussi, mais on observe une légère rotation de la courbe vers les valeurs positives (figure 4.51 de droite). On peut s'attendre à des différences à cause de la variation de champ magnétique que nous avons modélisé par un facteur arbitraire, alors que l'extrapolateur la calcule de manière beaucoup plus précise, point par point.

4.6.2.3 Conclusion

Une nouvelle variable de track-match insensible à l'effet bremsstrahlung et discriminante entre vrais électrons et bruit de fond a été construite et implémentée dans le

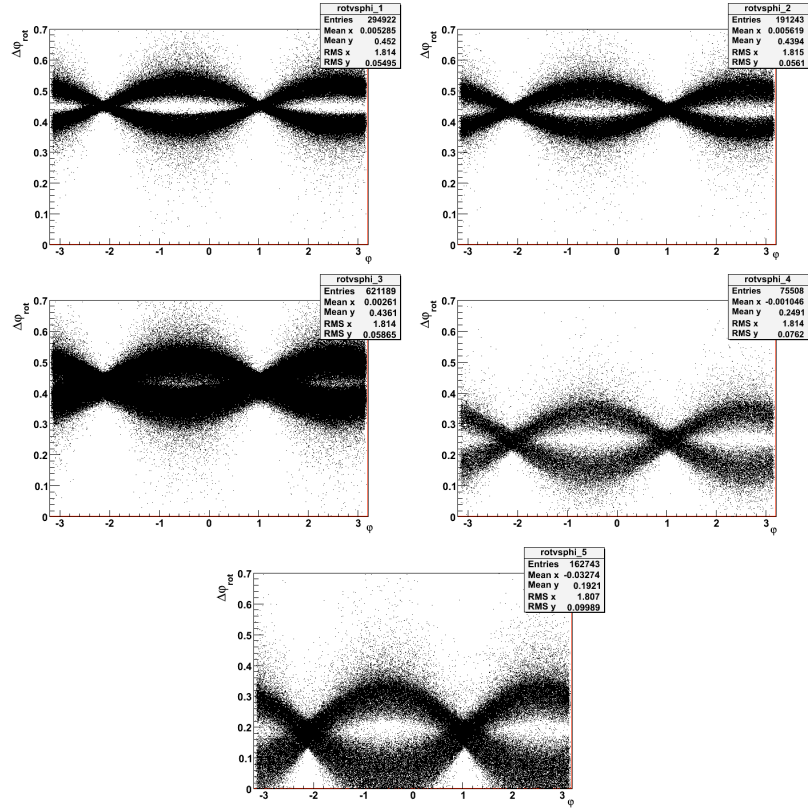


Figure 4.48 – Distribution $\delta\varphi_{rot} \times p_T$ en fonction de φ pour différentes régions du détecteur en η

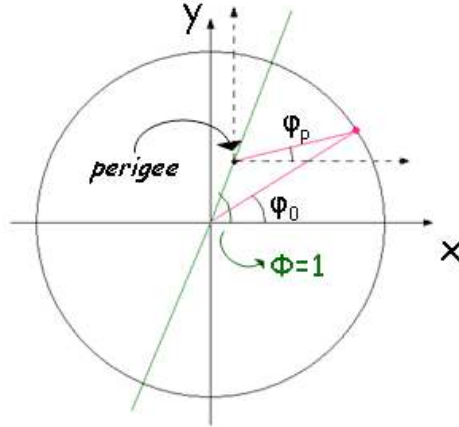


Figure 4.49 – Schéma montrant le calcul de $\varphi_{rescaled}$ en fonction du péricée.

programme d'ATLAS. L'élaboration de cette variable nous a confronté à certains problèmes dans la logique du track-match. En effet, il est effectué sur des dépôts EM de taille 5×5 qui deviennent 3×7 pour les électrons dans le tonneau. Cela pose la question de savoir s'il faut d'abord recalibrer et mettre le dépôt à la bonne taille, quitte à ne pas l'enregistrer en cas d'échec du track-match, ou s'il faut recalculer les variables de track-match après celui-ci, mais avec la bonne taille et la bonne calibration du dépôt.

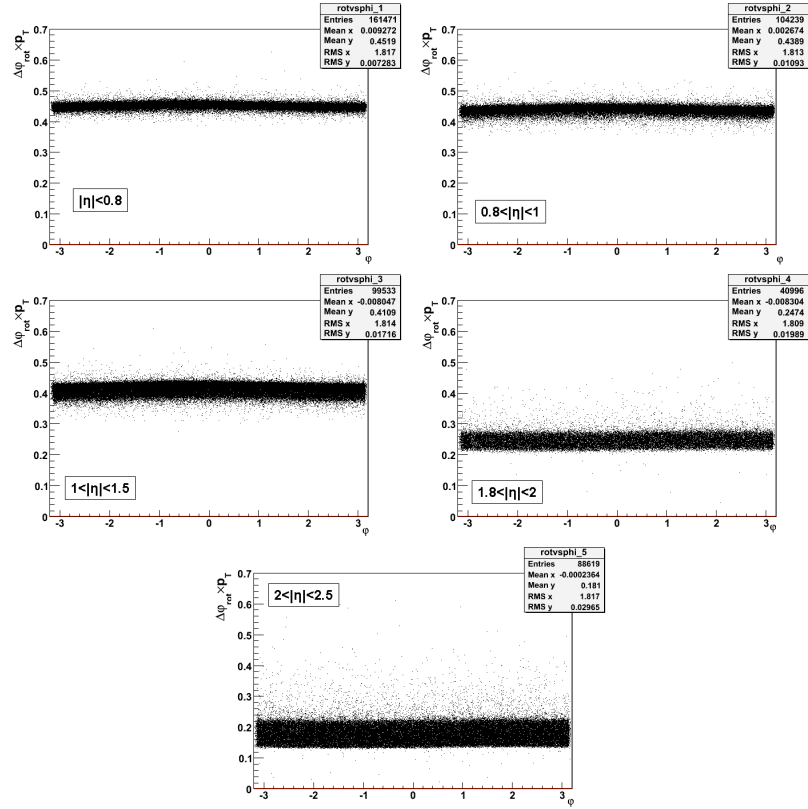


Figure 4.50 – Distribution $\delta\varphi_{rot} \times p_T$ en fonction de φ après correction de $\varphi_{rescaled}$ pour différentes régions du détecteur en η

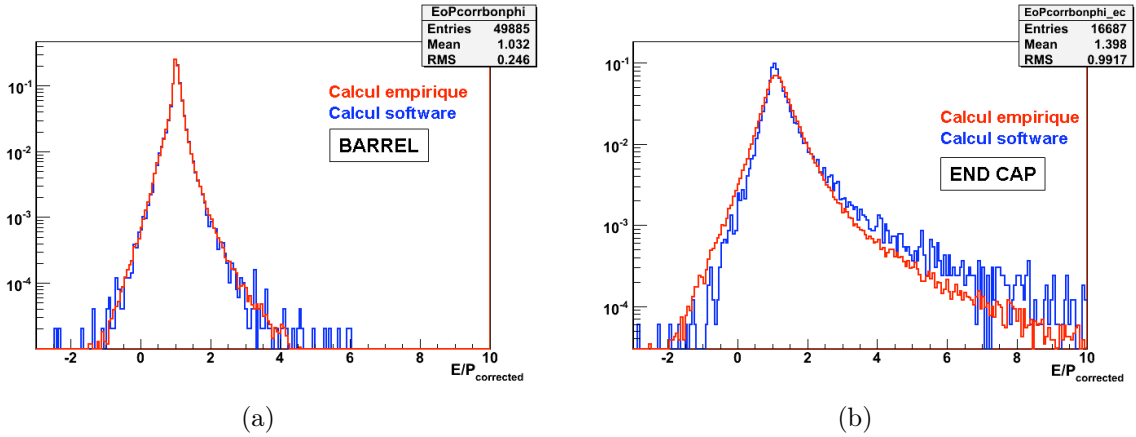


Figure 4.51 – $E/P_{corrigé}$ calculé avec les outils *ATHENA* (bleu), notamment l'extrapolateur, et calculé empiriquement (rouge), pour le tonneau (a) et les bouchons (b)

Pour répondre à ces questions, des tests de comparaison restent encore à faire. Les échantillons d'électrons qui seront accumulés dans les premières années de fonctionnement du LHC permettront une étude détaillée dans les conditions réelles.

Par la suite nous verrons (section 4.7.3.3) qu'une optimisation de l'identification a été proposée, avec des résultats satisfaisants.

4.7 Optimisations de l'identification des électrons

Compte tenu des performances observées et décrites jusqu'ici pour l'identification des électrons, et en vue d'harmoniser les efficacités avec le système de déclenchement, une grande campagne d'optimisation des coupures d'identification a été organisée avant l'été 2009. Je me suis occupée de la partie à bas p_T pour les coupures *loose* et *medium*, et de l'optimisation des coupures *tight*. Je vais présenter dans cette partie le travail réalisé et les améliorations obtenues.

Tout d'abord, nous allons décrire succinctement les performances du système de déclenchement pour les électrons reconstruits. Ensuite, l'optimisation de l'identification des électrons va être présentée pour *loose*, *medium* et *tight*. Une alternative à *tight* est aussi proposée en utilisant les nouvelles variables de track-match. Les performances résultantes ont été publiées ici [54].

4.7.1 Système de déclenchement pour les électrons

Lors des prises de données, dans un premier temps le déclenchement L1 Calo identifie des *Region of Interest*, RoI, dans le calorimètre en utilisant des informations avec une granularité réduite.

Ensuite, le L2 est opéré sur ces RoI, en utilisant toute la granularité disponible et des algorithmes de reconstruction rapide sont exécutés pour reconstruire les traces et les dépôts EM. Ces algorithmes sont similaires aux algorithmes de reconstruction standards, mais allégés pour identifier rapidement les éventuels candidats egamma.

Enfin, le filtre d'événements utilise les outils de reconstruction offline, uniquement ceux qui sont utilisés pour l'identification des particules (pas le FourMomentumBuilder par exemple). Les coupures d'identifications utilisées sont harmonisées avec les coupures offline, sauf qu'elles ne varient pas en p_T . Elles correspondent aux valeurs offline de l'intervalle en p_T correspondant au seuil E_T de déclenchement du filtre. Au L2, seulement une partie des coupures du filtre d'événements est utilisée.

Différents seuils en E_T sont utilisés pour sélectionner différents processus physiques (tableau 4.14). Les taux de déclenchement pour des collisions à 10 TeV et une luminosité de $10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ sont donnés tableau 4.15 et les efficacités correspondantes tableau 4.16.

Déclenchement	Processus concerné
2e5_medium	$J/\Psi \rightarrow ee$, $Y \rightarrow ee$, Drell-Yan
e10_medium	$e^\pm$ de désintégrations de quarks b et c, études de E/P
e20_loose	physique à haut p_T , $Z \rightarrow ee$, $W \rightarrow e\nu$
em105_passHLT	nouvelle physique, vérification de problèmes

Tableau 4.14 – Principaux déclenchements pour les électrons envisagés pour les prise de données à $L=10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$

Niveau	2e5_medium	e10_medium	e20_loose	em105_passHLT
L1	1850 Hz	2370 Hz	130 Hz	<1 Hz
L2	76 Hz	184 Hz	23 Hz	<1 Hz
EF	1.3 Hz	18.4 Hz	2.9 Hz	<1 Hz

Tableau 4.15 – *Taux de déclenchement des différents systèmes de déclenchement pour une luminosité $L=10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ et des collisions de 10 TeV dans le centre de masse*

Niveau	2e5_medium	e10_medium	e20_loose
L1	$99.99 \pm 0.002\%$	$99.95 \pm 0.004\%$	$99.68 \pm 0.01\%$
L2	$99.76 \pm 0.01\%$	$99.47 \pm 0.01\%$	$98.89 \pm 0.02\%$
EF	$99.44 \pm 0.01\%$	$99.2 \pm 0.01\%$	$98.28 \pm 0.02\%$

Tableau 4.16 – *Efficacités de déclenchement des différents systèmes de déclenchement pour une luminosité $L=10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ obtenues pour des single electrons avec $7 < E_T < 80 \text{GeV}$.*

4.7.2 Optimisation des coupures d'identification des électrons *loose* et *medium*

A l'approche du démarrage du LHC et des premières prises de données, il a été décidé de faire une ré-évaluation de toutes les variables d'identification afin d'obtenir un menu loose/medium/tight robuste, autant en ce qui concerne les variables utilisées que les valeurs des coupures appliquées. Il était aussi nécessaire d'harmoniser le plus possible les coupures entre les électrons et photons, et aussi avec le système de déclenchement.

La première modification fût une redéfinition plus fine des intervalles de coupures en η et p_T afin de mieux suivre les variations en η de matière en amont du calorimètre (figure 4.52). Comme nous l'avons vu aussi, les électrons de basse énergie sont plus sensibles aux variations de matière et les intervalles en p_T ont été affinés de 5 GeV en 5 GeV pour $p_T < 20$ GeV, en commençant à 0 (avant l'identification était optimisée à partir de 7 GeV). Les nouvelles valeurs sont définies tableau 4.17.

L'optimisation des coupures de haut p_T a été effectuée à l'aide de TMVA [55], qui permet d'utiliser les corrélations entre les différentes variables pour optimiser les coupures. A bas p_T , nous avons cherché un compromis entre efficacité et réjection de manière à améliorer l'efficacité.

Les échantillons de données simulées utilisés pour réaliser cette étude sont des échantillons de $Z \rightarrow ee$ pour le signal et JF17 pour le bruit de fond pour la région $p_T > 20$ GeV, et $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow ee$ pour le signal et biais minimum pour les bruits de fond, pour la région $p_T > 8$ GeV. Ces échantillons sont générés pour des collisions simulées à 10 TeV dans le centre de masse.

η	0	0.6	0.8	1.15	1.37	1.52	1.81	2.01	2.37	2.47		
$p_T(GeV)$	0	7.5	10	15	20	30	40	50	60	70	80	∞

Tableau 4.17 – *Décomposition du plan η - p_T utilisée pour définir l'optimisation des coupures d'identification des électrons*

Les différents types de candidats électrons simulés ont été classifiés en utilisant un

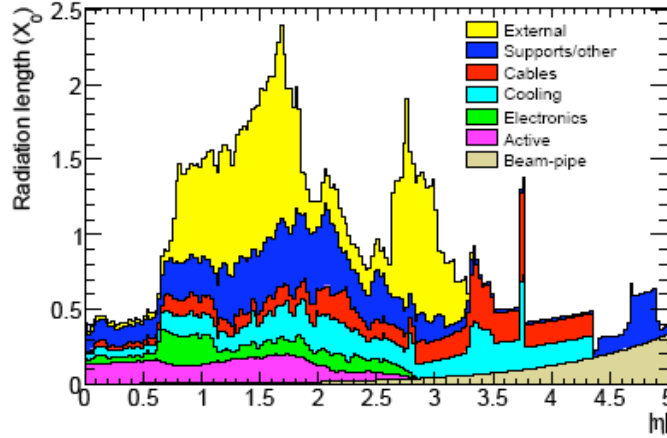


Figure 4.52 – Distribution de matière en amont du calorimètre EM

outil `egammaMCTruthClassifier` qui associe les particules reconstruites avec les particules générées. La classification est la suivante :

- les **électrons isolés** sont ceux qui correspondent à des électrons générés originaux d'un boson Z ou W ;
- les **hadrons** sont les candidats qui ne correspondent pas à un vrai électron, muon ou tau ;
- les **électrons non-isolés** sont ceux qui correspondent à un électron généré provenant de la désintégration de mésons b ou c ;
- les **conversions**, sont les électrons provenant d'une désintégration Dalitz ou d'un photon. Ils peuvent être divisés selon l'origine du photon, désintégration de π^0 , de la cascade bremsstrahlung d'un électron isolé, ou de radiations dans l'état initial ou final d'un boson Z.

Cette classification est similaire à celle de la section 4.1, sauf pour ce qui concerne les électrons classés comme conversions, où les cascades de bremsstrahlung venant d'un électron isolé sont ajoutées. On note que dans notre calcul d'efficacité de tels électrons sont pris en compte comme signal, tandis qu'ils sont classifiés comme conversions dans les calculs de réjection.

4.7.2.1 Optimisation des coupures *loose*

L'optimisation des coupures *loose* a été faite pour obtenir des valeurs en concordance avec le taux de déclenchement acceptable au premier niveau . Par conséquent les coupures sur la forme de la gerbe dans le compartiment milieu (*weta2*) ont été resserrées, de même que les coupures sur le leakage hadronique (*Rhad*, *Rhad1*).

Les variables utilisées pour le lot de coupures *loose* sont :

- η : on demande que la particule reconstruite soit située dans l'acceptance du calorimètre : $\eta < 2.47$
- R_{had} et R_{had1} , le leakage hadronique,
- w_{eta2} la largeur de la gerbe EM dans le compartiment milieu,
- R_η , la fraction d'énergie dans le coeur de la gerbe EM.

Les trois dernières coupures sont optimisées en intervalles de p_T et η . Les distributions pour le signal et le bruit de fond de ces variables ont été données section 1 de ce chapitre.

L'optimisation mène à des efficacités de $94.43 \pm 0.03\%$ et $90.9 \pm 0.5\%$ pour $p_T > 20$ GeV et $p_T > 8$ GeV respectivement, et des réjections de 1066 ± 4 et 871 ± 3 respectivement.

4.7.2.2 Optimisation des coupures *medium*

Certaines coupures utilisées jusqu'ici dans *medium* sont peu discriminantes et redondantes. C'est le cas de ΔE , ΔE_{max2} , w_{eta1} , $frac{s1$ qui ont donc été supprimées. L'isolation calorimétrique a aussi été enlevée. Toutes ces coupures ont été remplacées par une seule coupure sur $(E_{max} - E_{max2})/(E_{max} + E_{max2})$ (figure 4.53) où E_{max} est l'énergie du maximum principal et E_{max2} l'énergie du maximum secondaire dans le compartiment avant. Les distributions des autres variables sont montrées dans la section 1 de ce chapitre. Les coupures sur les variables du premier compartiment ont été globalement relâchées pour traiter de façon robuste les incertitudes sur la connaissance du matériel.

Les coupures utilisées dans le nouveau lot de coupures *medium* sont :

- $f1 < 1$ la fraction d'énergie déposée dans le premier compartiment,
- $wtots1$ la largeur totale de la gerbe dans le compartiment avant,
- $(E_{max} - E_{max2})/(E_{max} + E_{max2})$
- $nPixHits \geq 1$ le nombre de points de mesure dans les pixels,
- $nSiHits \geq 7$ le nombre de points de mesure dans le silicium,
- $A_0 < 0.5$ le paramètre d'impact transverse, qui est la plus proche distance entre la trace extrapolée vers l'axe du faisceau et le vertex reconstruit.
- $track - match \Delta\eta < 0.01$, auparavant appliqué dans le lot tight.

Les coupures sur $wtots1$ et $(E_{max} - E_{max2})/(E_{max} + E_{max2})$ sont optimisées en intervalles de p_T et η .

L'optimisation mène à des efficacités de $90.00 \pm 0.03\%$ et $86.4 \pm 0.5\%$ pour $p_T > 20$ GeV et $p_T > 8$ GeV respectivement, et des réjections de 6840 ± 68 et 4603 ± 33 respectivement.

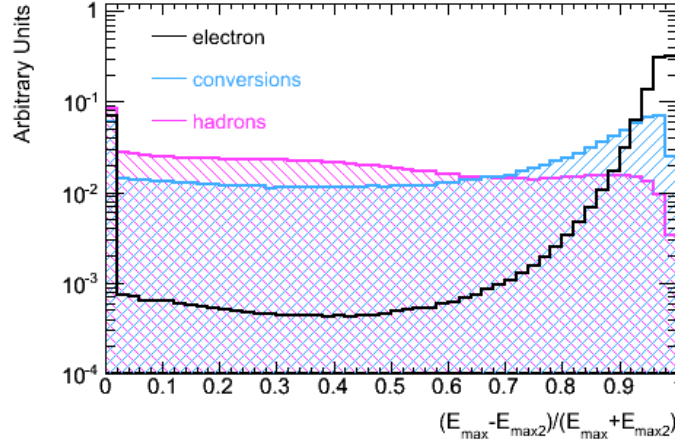


Figure 4.53 – *Distribution de la nouvelle variable medium pour le signal et les bruits de fond*

4.7.2.3 Bilan des optimisations *loose* et *medium*

A l'issue de cette première phase d'optimisation, des améliorations ont été réalisées avec des gains d'efficacité significatifs de plus de 7% au niveau *loose* et 12% au niveau *medium*, avec un léger gain en réjection en passant de 2000 à 5000 pour $p_T > 20$ GeV. Les performances à ce niveau sont données dans le tableau 4.18 pour $p_T > 17$ GeV et les efficacités en fonction de η et p_T figure 4.54. On remarque que l'amélioration est globale, notamment que le *medium* optimisé est plus efficace que l'ancien *loose*. On constate que les améliorations les plus importantes sont réalisées à petit p_T et à grand η , de telle sorte que les efficacités sont beaucoup plus uniformes.

Efficacité in	Rel15	Rejection Rel15
Medium	89.97	5504
Blayer	85.57	9.9×10^3
$\Delta\phi$	81.35	14.9×10^3
E/P	79.62	19.7×10^3
TRT hits	78.00	20.0×10^3
TRT ratio	74.58	54.1×10^3

Tableau 4.18 – Efficacités et réjections pour les différents lots de coupures après les optimisations de *loose* et *medium* pour $p_T > 17$ GeV

4.7.3 Optimisation des coupures d'identification *tight*

La sélection *tight* a pour but d'obtenir une réjection de l'ordre de 10^5 au delà de 20 GeV, et plus de $7 \cdot 10^4$ pour les plus bas p_T , ce qui est important pour les études des masses des particules du Modèle Standard (Z, W). Or en utilisant les coupures *tight* telles qu'elles après l'optimisation de *loose* et *medium*, on constate tableau 4.18 que la réjection des hadrons est très insuffisante avec 54×10^4 pour $p_T > 17$ GeV. Nous allons voir différentes

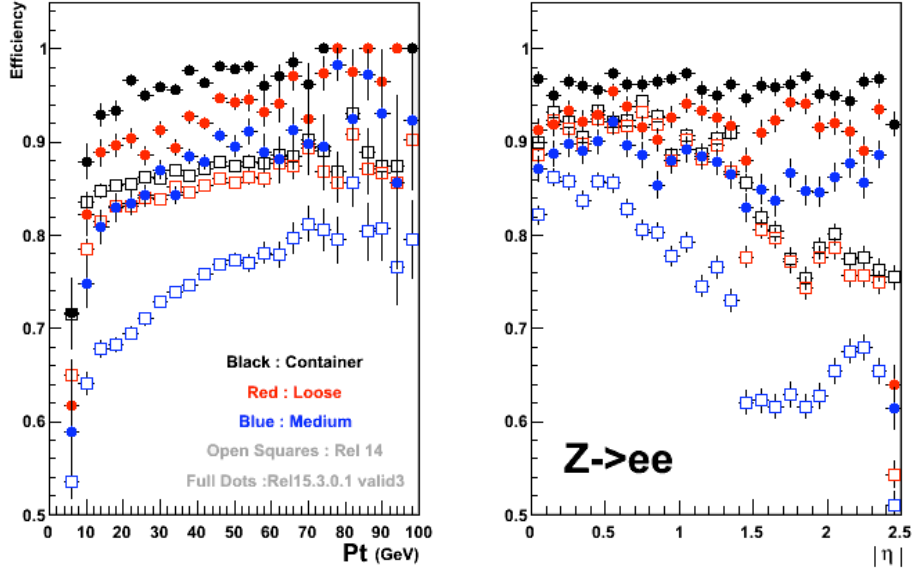


Figure 4.54 – Efficacité d’identification avant et après optimisation de loose et medium, en fonction de $|\eta|$ et p_T pour des électrons issus de désintégrations de boson Z

méthodes étudiées pour améliorer la réjection et atteindre notre objectif avec différentes pertes d’efficacité.

4.7.3.1 Construction du *tight* robuste

Un simple réagencement des coupures *tight* a permis d’obtenir rapidement des réjections suffisantes mais sans effectuer d’optimisation des valeurs des coupures en $|\eta|$ et p_T . Les coupures existantes sont conservées, d’autres sont rajoutées, et certaines coupures *medium* sont resserrées.

- *track – match* $\Delta\varphi$ étudié précédemment, la coupure est laissée à 0.02, symétrique,
- *track – match* E/P ,
- *nTRTHits* est le nombre de points de mesure dans le TRT, il doit être supérieur à 15,
- *TRTRatio* est le taux de points de mesure à haut seuil de rayonnement de transition dans le TRT. Cette coupure dépend de la position η mais pas du p_T ,
- certaines coupures *medium* sont aussi resserrées : on demande $\Delta\eta < 0.005$ et $a_0 < 1$, notons que le fait de resserrer la coupure sur a_0 ne cause pas de perte d’efficacité,
- optionnellement les électrons correspondant à une conversion reconstruite sont rejetés.

L'optimisation sans enlever les conversions mène à des efficacités de $74.5 \pm 0.03\%$ et $70.4 \pm 0.5\%$ pour $p_T > 20$ GeV et $p_T > 8$ GeV respectivement, et des réjections de $7.3 \pm 4.2 \times 10^4$ et $(4.03 \pm 0.10) \times 10^4$ respectivement.

Si l'on requiert que les électrons ne coïncident pas à des conversions, l'optimisation mène à des efficacités de $71.59 \pm 0.03\%$ et $68.3 \pm 0.5\%$ pour $p_T > 20$ GeV et $p_T > 8$ GeV respectivement, et des réjections de $(1.39 \pm 0.06) \cdot 10^5$ et $(4.54 \pm 0.10) \cdot 10^4$ respectivement. Ainsi on obtient des réjections supérieures à 100000 nécessaires pour les analyses W et Z tout en préservant une efficacité $> 70\%$.

On peut également ajouter un critère sur l'isolation électromagnétique et l'isolation des traces, ce qui améliore encore les réjections mais cause des pertes en efficacité.

Le tableau 4.19 résume les variables utilisées pour les coupures de sélection. Cette méthode est maintenant utilisée de manière standard.

Le tableau 4.20 donne les performances obtenues après cette optimisation pour $p_T > 8$ GeV et $p_T > 20$ GeV.

4.7.3.2 Optimisation des valeurs des coupures

Nous allons ici étudier la dépendance des coupures *tight* en fonction de η et p_T , pour voir comment les optimiser. Dans cette section la coupure sur les électrons de plus haut p_T ne sera plus à 20 GeV, mais à 17 GeV.

Track-match $\Delta\eta$ Les figures 4.55 donnent les distributions de $\Delta\eta$ en fonction de η et p_T . On observe une faible dépendance en η , avec une tendance à être plus petit à grand η (car on est alors moins sensible aux variations de position du point d'interaction), et aussi une dépendance en p_T , $\Delta\eta$ étant plus petit à grand p_T . Une optimisation a été proposée pour conserver au moins 98% d'efficacité pour la coupure dans chaque intervalle de η et p_T .

Track-match $\Delta\varphi$ Les figures 4.56 donnent les distributions de $\Delta\varphi$ standard en fonction de η et p_T . Les dépendances de cette variable selon les deux paramètres ont été vues en détail dans la section précédente. Rappelons juste qu'à cause de l'effet bremsstrahlung la distribution s'élargit à bas p_T et grand η . Pour le bruit de fond, la distribution est aplatie et élargie. Une optimisation a été proposée pour garder au moins 90% de signal, en ayant des coupures plus strictes pour minimiser la pollution en bruit, important à bas p_T .

Track-match E/P Les figures 4.57 donnent les distributions de $\Delta\varphi$ standard en fonction de η et p_T . Actuellement la coupure supérieure est comprise entre 2.5 et 5 et coupe dans la queue de la distribution pour les électrons. Par contre la coupure inférieure est comprise entre 0.7 et 0.8 et elle pourrait être resserrée. On voit en effet que les hadrons ont leur maximum de E/P piqué en dessous de 1. Là encore, nous avons proposé une sélection de coupures visant à conserver plus de 90% de signal pour la partie supérieure.

Bit isem	Variable	description
LOOSE		
0	η	acceptance
1	conversions	électrons associés à des conversions
2	$hadronicleakage$	E_T^{had}/E_T si $0.8 < \eta < 1.37$ et E_{Thad}/E_T ailleurs
3		énergie du compartiment milieu non nulle
4	R_η	E_{237}/E_{277}
6	$weta2$	$\sqrt{\frac{\sum E_i(\eta_i - \langle \eta \rangle)^2}{\sum E_i}}$ où $\langle \eta \rangle = \frac{\sum E_i \eta_i}{\sum E_i}$
MEDIUM		
8	f_1	$E_{compartiment1}/E_{tot}$
11	$wtots1$	$\sqrt{\sum E_i \cdot (i - i_{max})^2 / \sum E_i}$ où E_i est l'énergie de la i^{ieme} cellule et i_{max} la position de la cellule contenant le maximum d'énergie
15	ΔE_{maxs}	$(E_{max} - E_{max2}) / (E_{max} + E_{max2})$
17	$nPixHits$	nombre de points de mesure de la trace dans les pixels
18	$nSiHits$	nombre de points de mesure de la trace dans les pixels et le SCT
19	a_0	paramètre d'impact transverse
TIGHT		
16	$nBlHits$	nombre de points de mesure de la trace dans le Blayer
20	$track - match \Delta \eta$	$\eta_{depot2} - \eta_{traceextrap}$
21	$track - match \Delta \varphi$	$-q \cdot \varphi_{depot2} - \varphi_{traceextrap}$
22	$track - match E/P$	E_{depot}/P_{trace}
24	$nTRTHits$	nombre de points de mesure de la trace dans le TRT
25	$TRTRatio$	$n(TRT_{hautseuil})/n(TRT_{tot})$
27	$a_0 < 1$	paramètre d'impact transverse
28	$track - match \Delta \eta < 0.005$	$\eta_{depot2} - \eta_{traceextrap}$

Tableau 4.19 – Liste des variables sur lesquelles on applique les coupures de sélection pour l'identification des électrons, et des bits associés sur l'entier isem

Coupure	$E_T > 20$ GeV		$E_T > 8$ GeV	
	Efficacité (%) $Z \rightarrow ee$	Réjection JF17	Efficacité (%) $H \rightarrow 4l$	Réjection biais minimum
Reco	± 0.03 97.58	91.5 ± 0.1	± 0.5 95.2	179.8 ± 0.2
Loose	94.32	1066 ± 4	90.9	871 ± 3
Medium	90.00	6840 ± 68	86.4	4603 ± 33
Tight sans rej. conv.	74.50	76359 ± 2566	70.4	$(4.03 \pm 0.08) \cdot 10^4$
+iso 99%	73.64	$(1.03 \pm 0.04) \cdot 10^5$	66.7	$(4.50 \pm 0.10) \cdot 10^4$
+iso 90%	67.20	$(2.50 \pm 0.15) \cdot 10^5$	60.7	$(9.12 \pm 0.13) \cdot 10^4$
Tight avec rej. conv.	71.59	$(1.39 \pm 0.06) \cdot 10^5$	68.3	$(4.54 \pm 0.10) \cdot 10^4$
+iso 99%	70.78	$(1.98 \pm 0.11) \cdot 10^5$	64.1	$(5.04 \pm 0.12) \cdot 10^4$
+iso 90%	64.83	$(5.15 \pm 0.45) \cdot 10^5$	59.1	$(1.02 \pm 0.03) \cdot 10^{5S}$

Tableau 4.20 – Efficacités et réjections pour les différents lots de coupures après les optimisations de loose et medium et tight

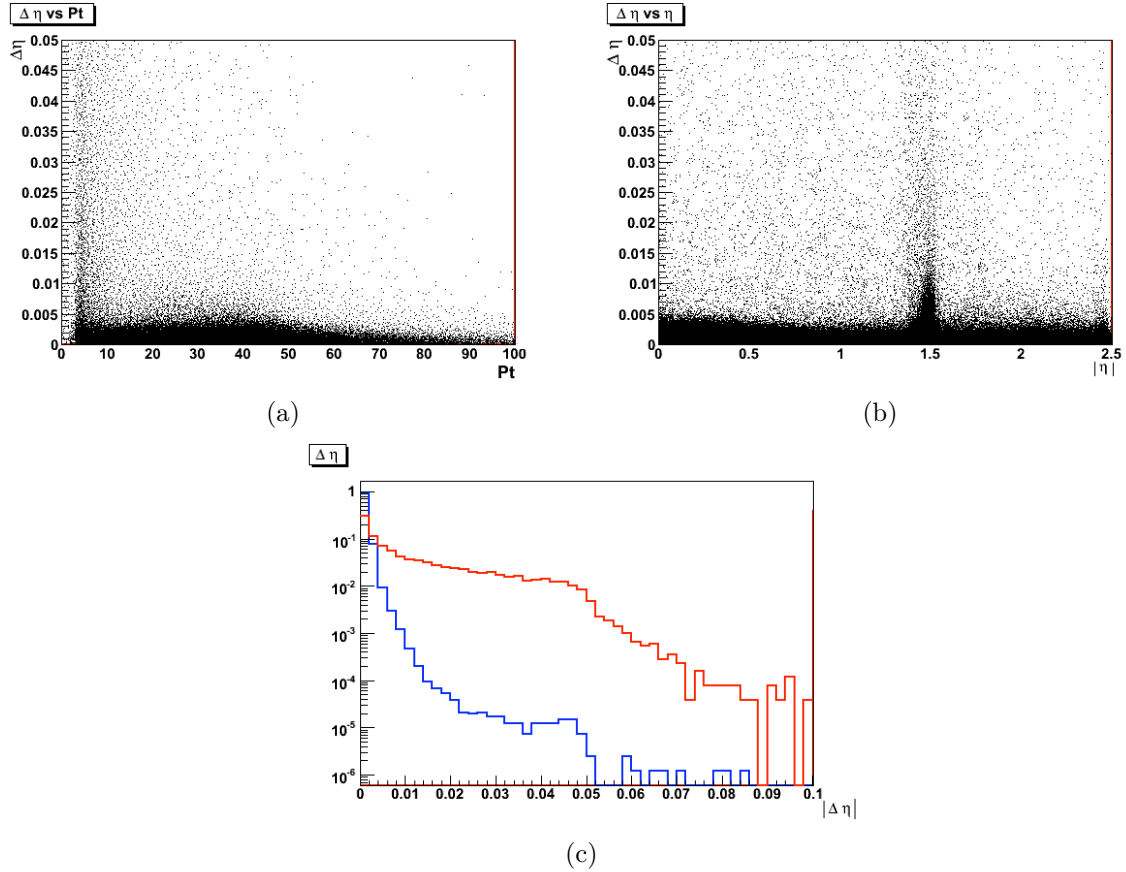


Figure 4.55 – Variation de $\Delta \eta$ en fonction de p_T (a), η (b) pour des électrons, et comparaisons avec des hadrons (c)

Nombre de points de mesure dans le TRT Les distributions de nombre de points de mesure dans le TRT sont similaires entre signal et bruit de fond, cette variable n'est

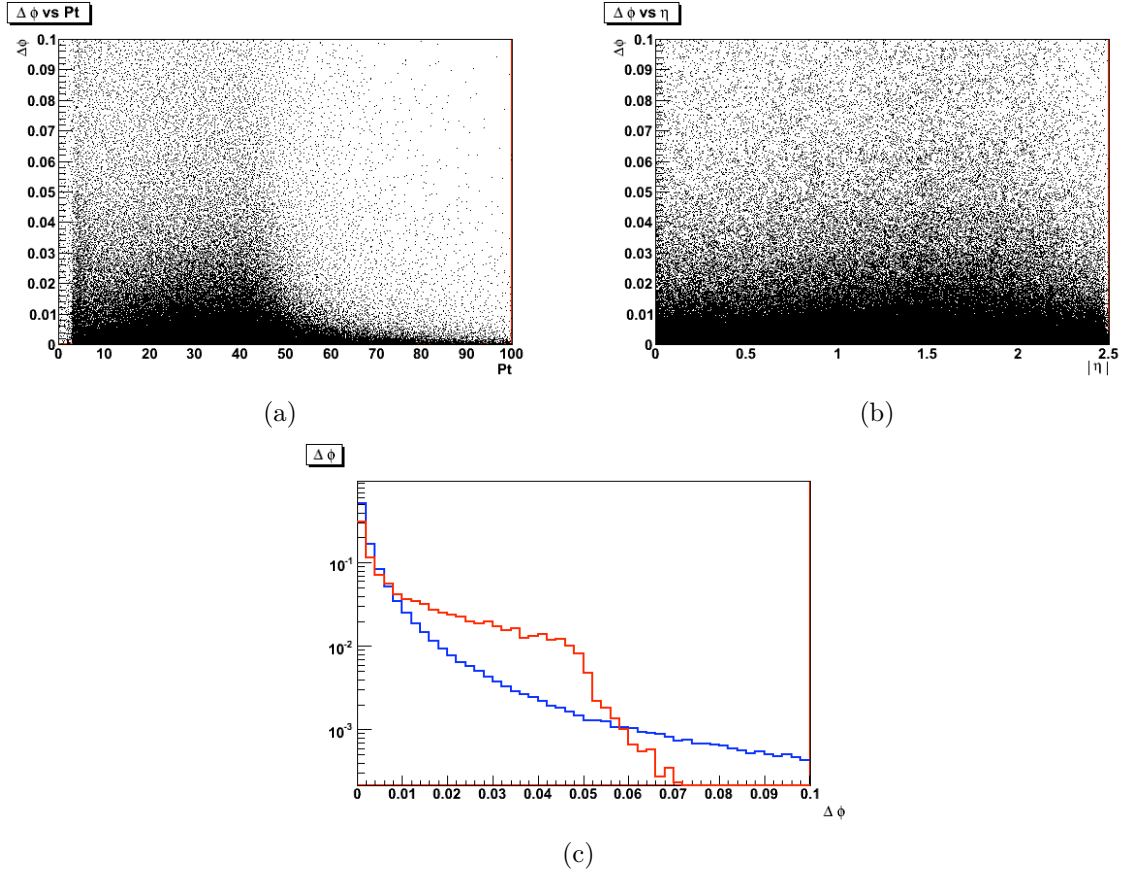


Figure 4.56 – Variation de $\Delta\varphi$ en fonction de p_T (a), η (b) pour des électrons, et comparaisons avec des hadrons (c)

pas discriminante, elle sert juste de vérification avant l'application de la coupure suivante. On requiert que la trace ait au moins 15 points de mesure dans le TRT.

Taux de points de mesure à haut seuil de rayonnement de transition dans le TRT La taux de points de mesure à haut seuil de rayonnement de transition est très discriminant entre les électrons et les autres particules, comme nous l'avons vu au chapitre 2, et comme le montre la figure 4.58. Pour cette coupure, plusieurs lots de coupures sont proposés, pour conserver plus de 90% de signal, ou rejeter 60 ou 80% de bruit de fond.

Performances après les optimisations de tight Le tableau 4.21 donne les efficacités et réjections après les optimisations présentées juste avant. Ce lot de coupures a été optimisé pour avoir une réjection maximale. On voit qu'il est difficile d'optimiser les critères *tight* afin d'augmenter la réjection sans perte d'efficacité et sans ajouter de coupure sur des nouvelles variables.

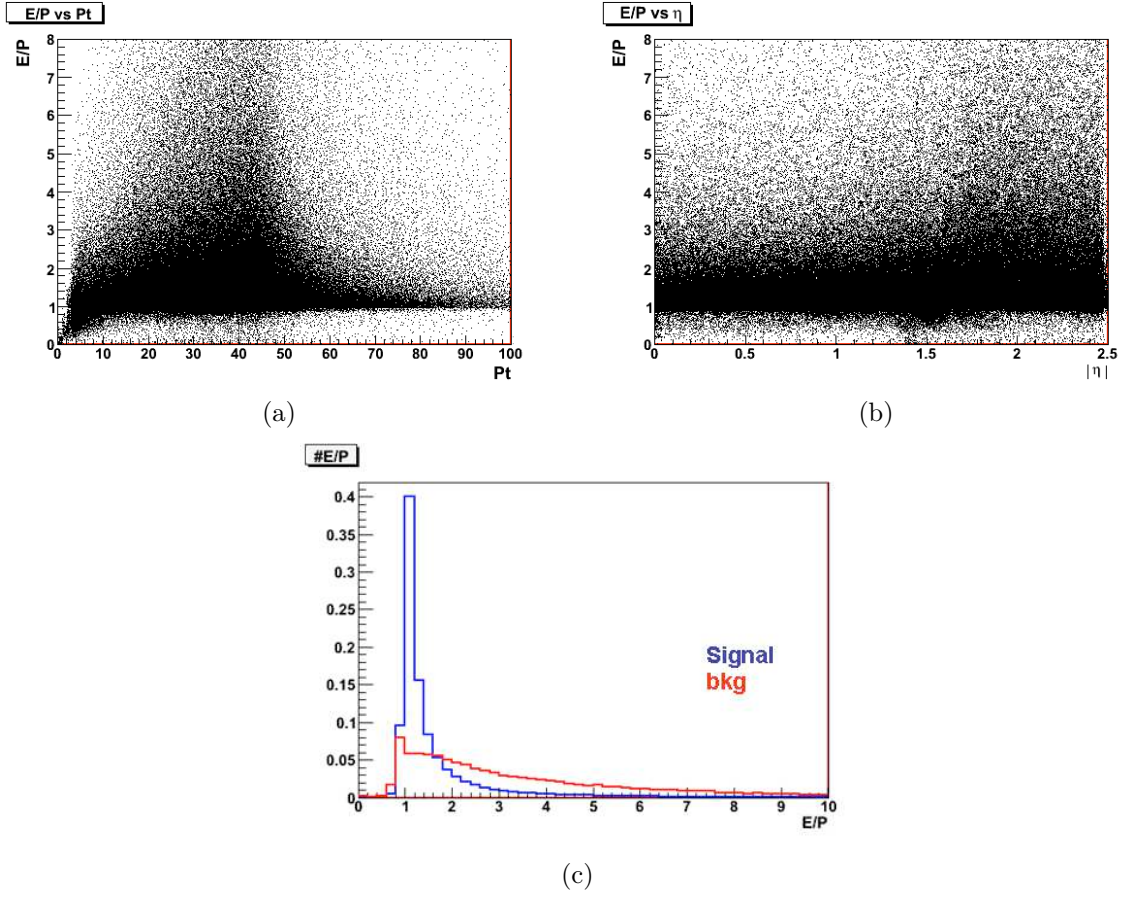


Figure 4.57 – Variation de E/P en fonction de p_T (a), η (b) pour des électrons, et comparaison avec des hadrons (c)

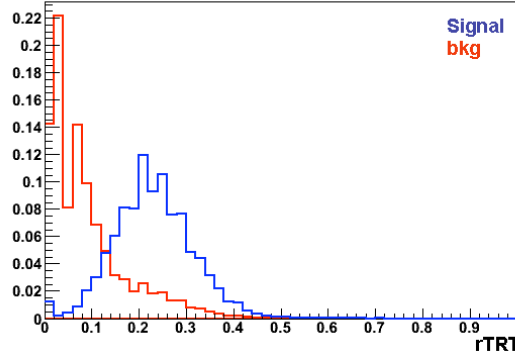


Figure 4.58 – Fraction de points de mesure à haut rayonnement de transition, comparaison signal-bruit de fond

4.7.3.3 Optimisation en utilisant les nouvelles variables de track-match $\Delta\varphi_{rescaled}$ et $E/P_{corrigé}$

Dans cette partie, on va remplacer les coupures sur le E/P et le $\Delta\varphi$ standard par une coupure sur $E/P_{corrigé}$. Les figures 4.59 montrent les distributions de $\Delta\varphi_{rescaled}$ en

	Efficacité (%) $Z \rightarrow ee$ $p_T > 17$ GeV		Réjection JF17 $p_T > 17$ GeV	
	avant	après	avant	après
Medium sans $\Delta\eta$	89.17	89.17	5504	5504
+ $\Delta\eta$	89.07	88.43	5504	7013
+ B_{layer}	84.77	84.22	9955	13871
+ $\Delta\varphi$	79.55	76.76	14935	20630
+ E/P	77.60	75.14	19227	25049
+ $nTRT$	75.92	73.54	29527	25204
+ $rTRT$	72.59	70.31	53829	66353

Tableau 4.21 – Efficacités et réjections pour les différentes coupures tight

fonction de η et p_T , et nous avons vu auparavant la comparaison avec le bruit de fond, qui est beaucoup plus étalé. Cette variable est très discriminante. Le tableau 4.22 donne les efficacités et le tableau 4.23 pour différentes combinaisons possibles de variables pour obtenir 10^5 de réjection.

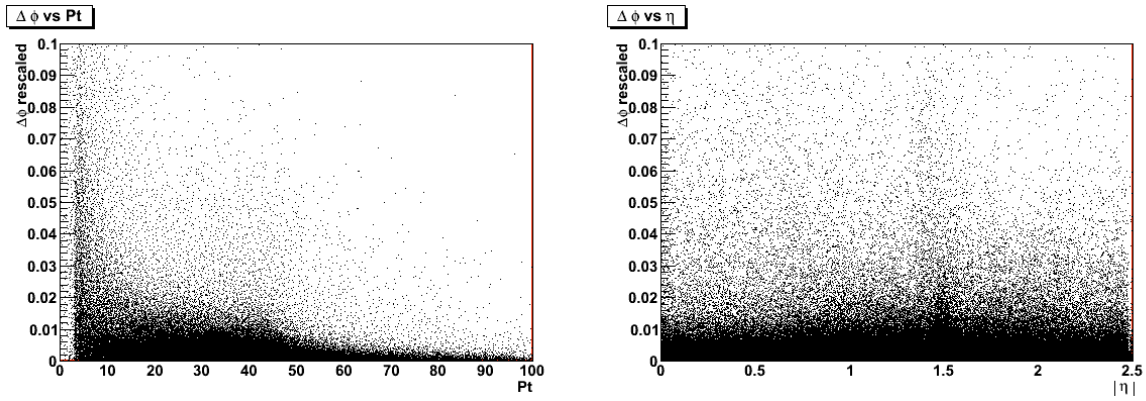


Figure 4.59 – Variation de $\Delta\varphi_{rescaled}$ en fonction de p_T (gauche), η (droite) pour des électrons

Nous arrivons aisément à obtenir une réjection de 10^5 tout en conservant une efficacité de 72.5% en utilisant les variables $E/P_{corrige}$ et $\Delta\varphi_{rescaled}$ à la place des E/P et $\Delta\varphi$ standards, et sans rajouter d'autres coupures (resserrer a_0 , ou rejeter les conversions).

4.7.3.4 Conclusion

Les données permettront l'étude précise de toutes les variables d'identification. L'accumulation d'échantillons riches de Z , J/Ψ , W donneront l'occasion d'obtenir les formes véritables des variables d'identification pour les électrons dans le détecteur. Une réoptimisation sera menée alors, en tenant probablement compte des nouvelles variables proposées dans ce chapitre.

Efficacités (%) $p_T > 17$ GeV	Avant	$+\Delta\eta < 0.005$	$+E/P_{corrigé}$	+rTRT opt.	$+\Delta\varphi_{rescaled} < 0.02$
Medium	89.17	88.93	88.93	88.93	88.93
+ <i>Blayer</i>	85.26	84.75	84.75	84.75	84.75
+ $\Delta\varphi$	81.11	80.68	80.31	80.31	80.31
+ E/P	79.24	78.85	80.31	80.31	80.31
+ <i>nTRT</i>	77.62	77.27	78.40	78.40	78.40
+ <i>rTRT</i>	74.29	73.94	74.95	73.13	73.06
+ $a_0 < 1$		73.94	74.95	73.11	73.08
+ iso.		73.22	74.95	72.56	72.54

Tableau 4.22 – Efficacités pour un échantillon $Z \rightarrow ee$ pour les différentes coupures *tight* en utilisant les nouvelles variables de track-match pour $p_T > 17$ GeV. Les coupures sur E/P et $\Delta\varphi$ sont remplacées successivement par des coupures sur $E/P_{rescaled}$ et $\Delta\varphi_{corrigé}$.

Réjection $p_T > 17$ GeV	Avant	$+\Delta\eta < 0.005$	$+E/P_{corrigé}$	+rTRT opt.	$+\Delta\varphi_{rescaled} < 0.02$
Medium	5504	7269	7269	7269	7269
+ <i>Blayer</i>	9955	14274	14274	14274	14274
+ $\Delta\varphi$	14935	20011	26715	26715	26715
+ E/P	19227	24751	26715	26715	26715
+ <i>nTRT</i>	19537	24977	26987	26987	26987
+ <i>rTRT</i>	53829	61661	70470	70470	78634
+ $a_0 < 1$		64326	74166	74166	82135
+ iso.		85528	95439	95439	106590

Tableau 4.23 – Réjections pour un échantillon JF17 pour les différentes coupures *tight* en utilisant les nouvelles variables de track-match pour $p_T > 17$ GeV. Les coupures sur E/P et $\Delta\varphi$ sont remplacées successivement par des coupures sur $E/P_{rescaled}$ et $\Delta\varphi_{corrigé}$.

Chapitre 5

Analyse des premières données à 7 TeV

A partir de Mars 2010, le LHC est entré en fonctionnement pour une période de deux ans, pour produire des collisions à 7 TeV dans le centre de masse. Dans un premier temps, les activités d'analyse consistent en une vérification de notre compréhension de la reconstruction. J'ai donc contribué aux premières analyses de données, en vérifiant notamment les prédictions des simulations sur la reconstruction des électrons, et sur les variables utilisées pour l'identification. Dans cette partie, nous allons tout d'abord comparer les données aux simulations de biais minimum au niveau des acceptances. Ensuite nous allons étudier plus en détail le trackmatch.

5.1 Etude des acceptances de reconstruction des électrons

Les données utilisées pour cette étude sont les runs enregistrés avec le filtre biais minimum. Une présélection est appliquée à ces événements. On requiert que les électrons soient *author* 1 et 3 (ce qui signifie qu'ils sont reconstruits avec la reconstruction standard). On demande aussi que l'énergie transverse des dépôts d'énergie soit $E_T > 3$ GeV, et que $|\eta_{depot}| < 2.47$ et $1.37 < |\eta_{depot}| < 1.52$. Les distributions en η et p_T pour les différentes coupures *Isem* sont données figure 5.1 pour les tous les candidats électrons, et pour ceux associés à un photon converti.

La simulation dit que ces données sont essentiellement des hadrons et des électrons issus de conversions de photons [50] tableau 5.1. Au niveau container jusque medium, l'échantillon est composé en majorité de hadrons, puis de conversions, mais peu de vrais électrons sont produits, et la plupart du temps ils sont non-isolés (figure 5.2).

	Présélection	Medium	Tight
Hadrons (%)	78.4±0.1	69.6±0.1	17.5±0.3
électrons de conversions (%)	19.7±0.1	20.2±0.2	23.4±0.3
vrais électrons (%)	1.9±0.1	10.1±0.1	59.0±0.4

Tableau 5.1 – Composition de l'échantillon de Monte-Carlo de biais minimum pour une simulation à 7 TeV, au niveau présélection, medium et tight

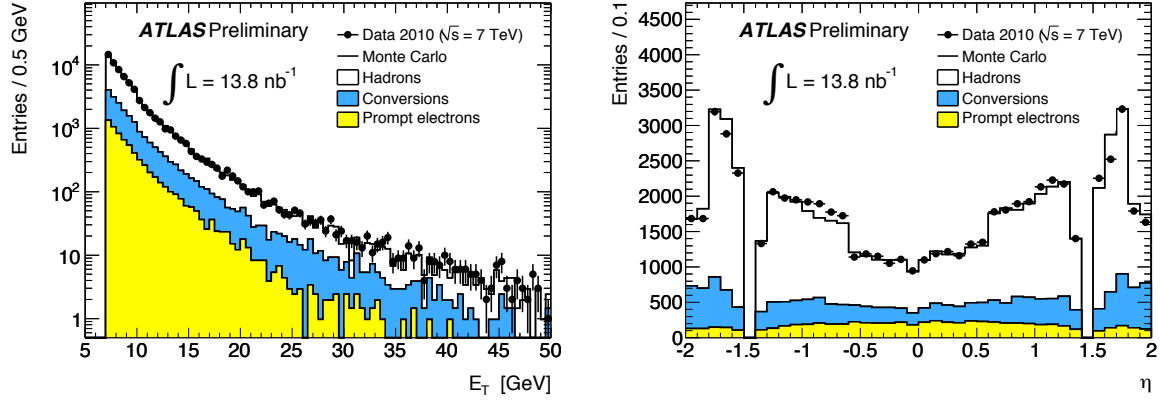


Figure 5.1 – Distributions en p_T (gauche) et η (droite) pour les données à 7 TeV et la simulation de biais minimum, et décomposition des types de candidats électrons au niveau de la reconstruction

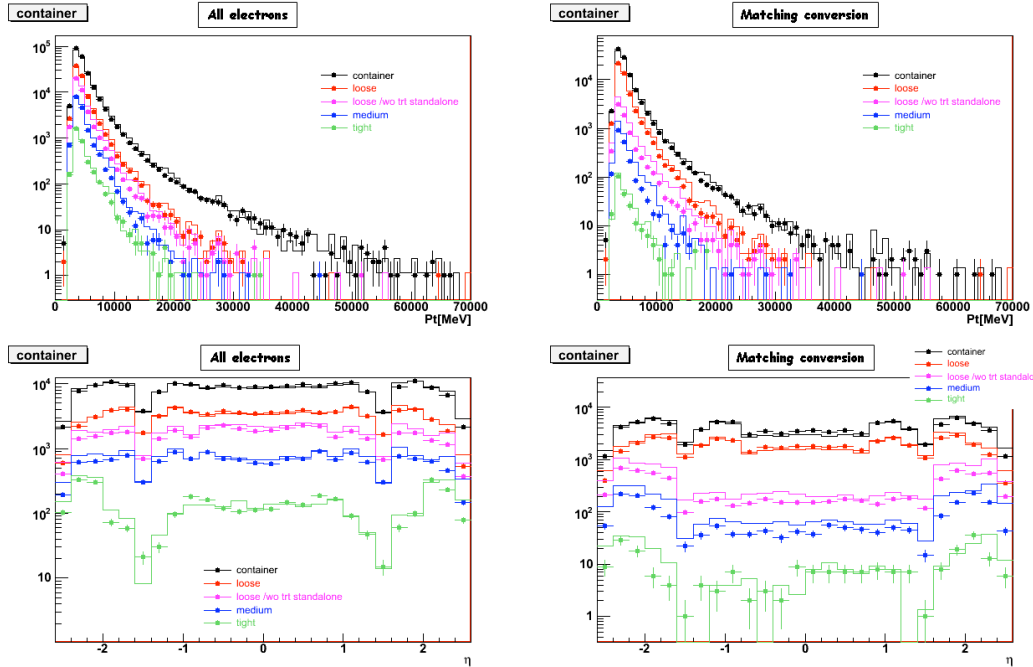


Figure 5.2 – Distributions en p_T et η pour tous les candidats électrons (gauche) et ceux associés à un photon converti (droite) pour les premières données à 7 TeV (points) et le Monte Carlo de biais minimum à 7 TeV (lignes continues)

5.1.1 Acceptance pour tous les candidats des électrons

Dans un premier temps, j'ai étudié les acceptances absolues (par rapport au conteneur) et relatives (par rapport à la coupure précédente) pour tous les candidats électrons, pour les données de biais minimum et la simulation. Les résultats sont donnés tableau 5.2.

On observe des désaccords importants pour certaines variables. Au niveau loose, les variables *hadronicleakage* (figure 5.3), R_η (figure 5.4) et *weta2* (figure 5.5) des données présentent des grandes différences avec la simulation. Ces différences se compensent mu-

Coupure isem Acceptance (%)	Données		Monte-Carlo	
	absolue	relative	absolue	relative
	LOOSE			
η	99.98		99.96	
<i>hadronicleakage</i>	64.67	64.68	63.63	63.65
<i>E277</i>	64.66	99.99	63.61	99.97
R_η	43.57	67.39	43.42	68.26
<i>weta2</i>	38.26	87.82	38.72	89.19
	MEDIUM			
f_1	38.26		38.72	
<i>wtots1</i>	30.44	79.55	30.63	79.10
$\Delta E_{max}/\sum E_{max}$	27.49	90.30	27.58	90.05
<i>nPixHits</i>	9.97	36.29	11.83	42.88
<i>nSiHits</i>	9.96	99.85	11.80	99.80
a_0	9.78	98.20	11.58	98.10
<i>trackmatch</i> $\Delta\eta$	7.64	78.14	8.86	76.56
	TIGHT			
<i>nBlHits</i>	7.64	84.82	7.24	81.71
<i>trackmatch</i> $\Delta\varphi$	5.72	88.29	6.19	85.42
<i>trackmatch</i> E/P	4.58	80.09	4.62	74.29
<i>nTRTHits</i>	4.56	99.43	4.60	99.44
<i>TRRatio</i>	1.60	35.16	1.77	35.51

Tableau 5.2 – Acceptances absolues et relatives pour les candidats électrons des données et de la simulation de biais minimum, pour toutes les coupures d'identification. Erreurs statistiques de l'ordre de 0.1%

tuellement de sorte que globalement les acceptances sont équivalentes pour le lot loose.

Pour le lot medium, on observe un désaccord de l'ordre de 1.2% au total, dû à la coupure sur le nombre de points de la trace dans les pixels (6.6% en relatif, figure 5.6) et sur le trackmatch $\Delta\eta$ (1.2%). Dans le cas des pixels la différence est due au fait que certains modules étaient inactifs pendant les prises de données, et on voit aussi un effet avec la coupure sur le Blayer qui appartient aux pixels. L'effet de trackmatch va être étudié en détail dans la section suivante. Par la suite, tous les modules défaillants ont été introduits dans la simulation.

Pour tight, la différence globale est petite, mais le détail nous indique des grands désaccords pour toutes les coupures.

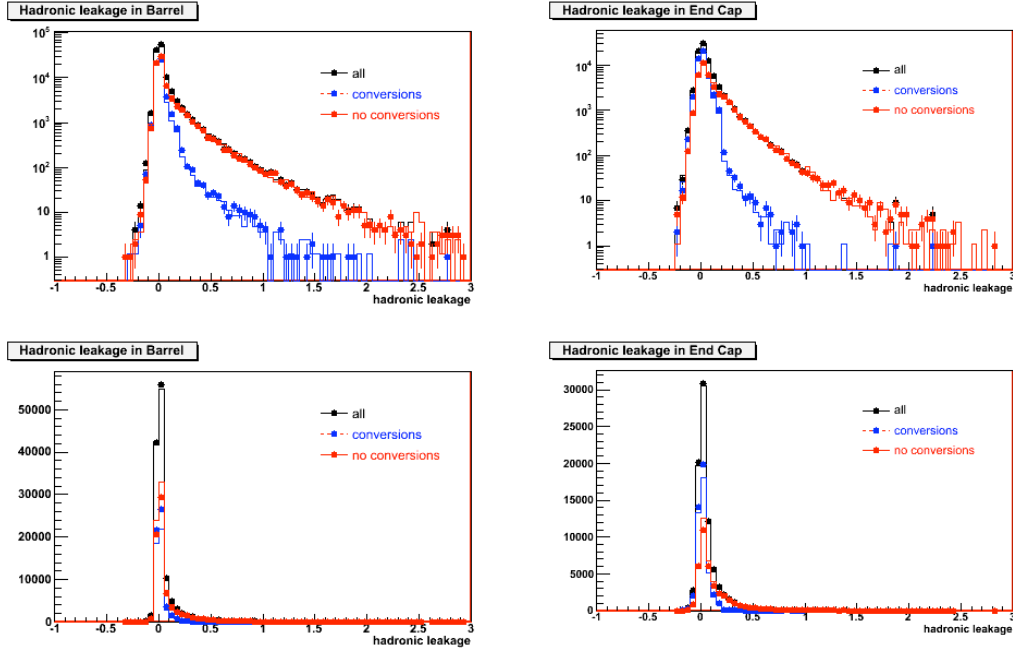


Figure 5.3 – Distributions de leakage hadronique pour les premières données à 7 TeV (points) et le Monte Carlo de biais minimum à 7 TeV (lignes continues). A gauche dans le tonneau et à droite dans les bouchons, logarithmique en haut, linéaire en bas

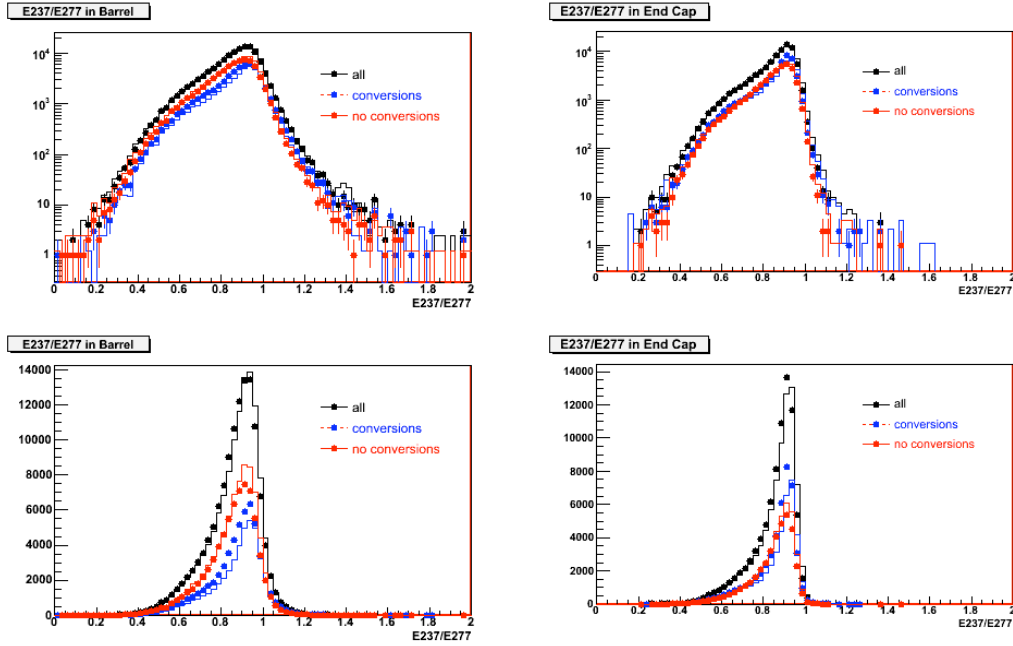


Figure 5.4 – Distributions de R_η pour les premières données à 7 TeV (points) et le Monte Carlo de biais minimum à 7 TeV (lignes continues). A gauche dans le tonneau et à droite dans les bouchons

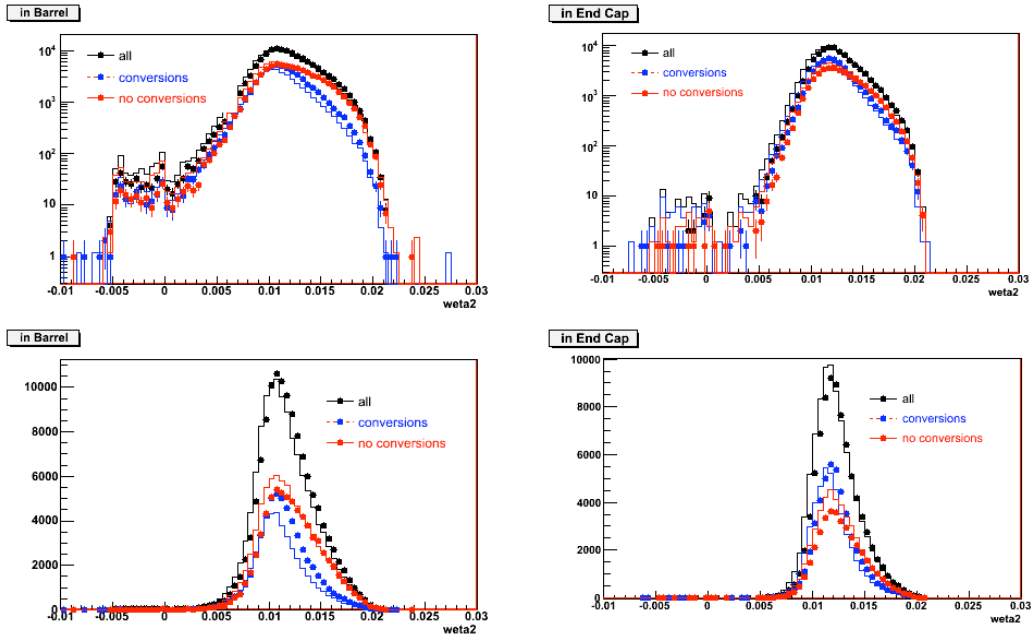


Figure 5.5 – Distributions de $weta2$ pour les premières données à 7 TeV (points) et le Monte Carlo de biais minimum à 7 TeV (lignes continues). À gauche dans le tonneau et à droite dans les bouchons, logarithmique en haut, linéaire en bas

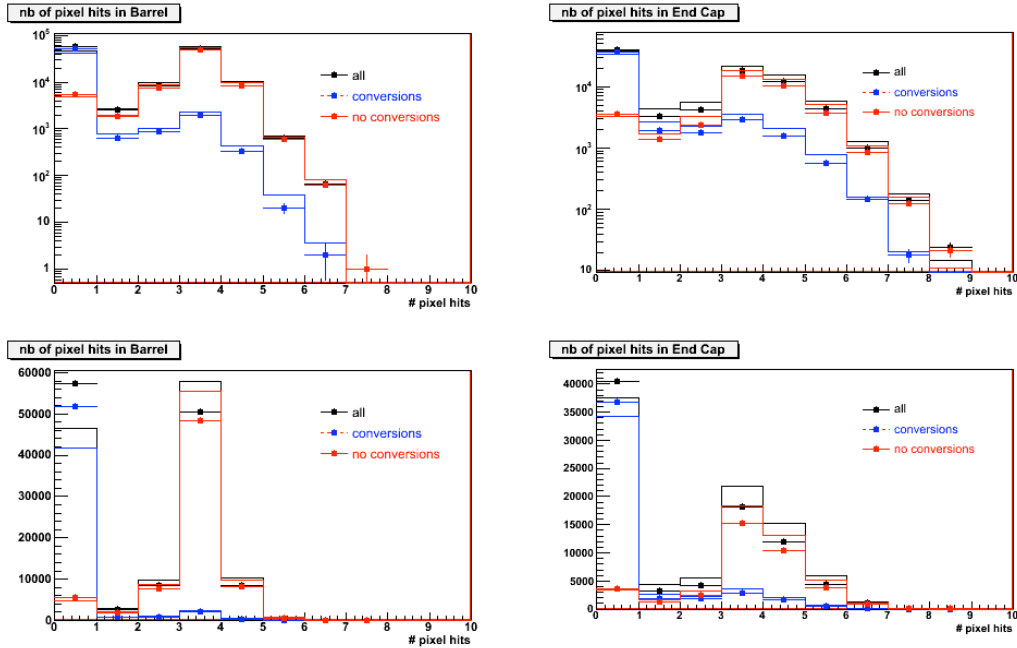


Figure 5.6 – Distributions du nombre de points mesurés dans les pixels pour les premières données à 7 TeV (points) et le Monte Carlo de biais minimum à 7 TeV (lignes continues). À gauche dans le tonneau et à droite dans les bouchons, logarithmique en haut, linéaire en bas

5.1.2 Acceptances pour les candidats électrons correspondant à une conversion

Dans la première phase de prise de données, la majorité des électrons correspondent en fait à des photons convertis. Pour chaque électron reconstruit dans les données et la

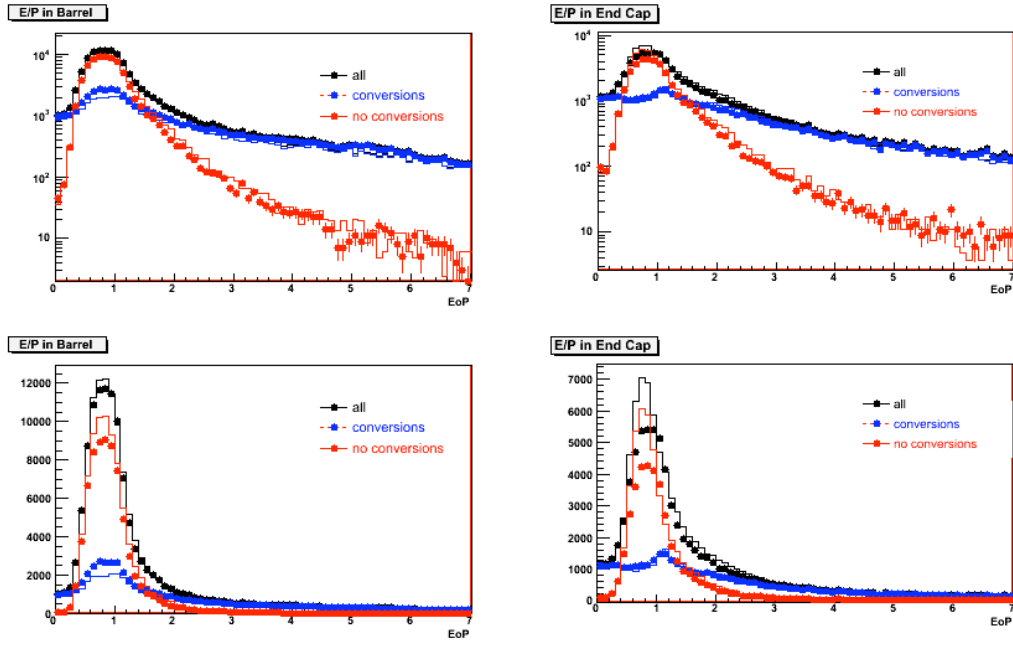


Figure 5.7 – Distributions E/P pour les premières données à 7 TeV (points) et le Monte Carlo de biais minimum à 7 TeV (lignes continues). À gauche dans le tonneau et à droite dans les bouchons, logarithmique en haut, linéaire en bas

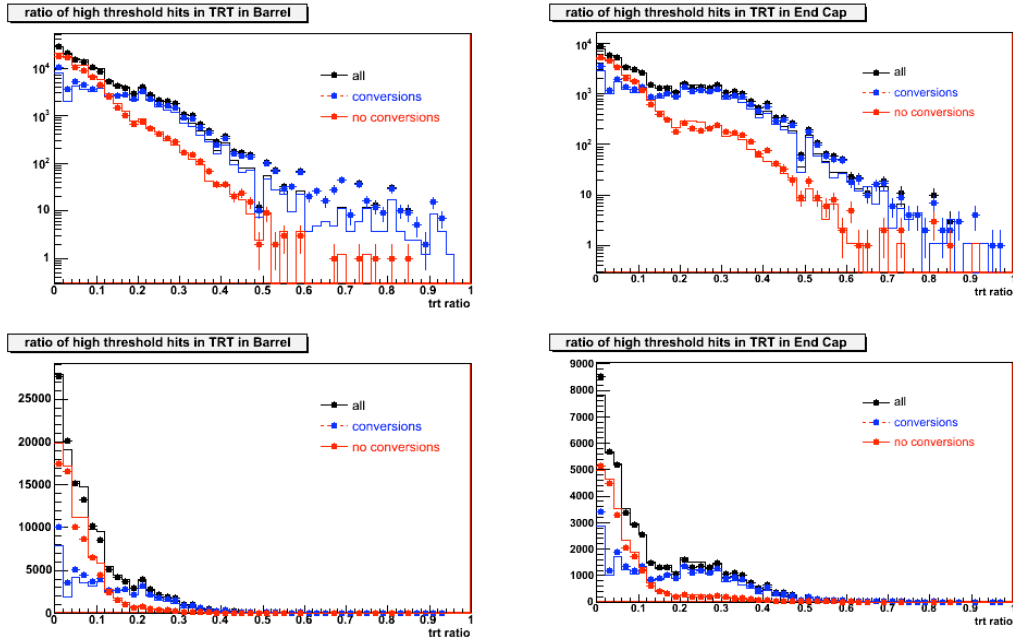


Figure 5.8 – Distributions du nombre de points à haut seuil de rayonnement de transition pour les premières données à 7 TeV (points) et le Monte Carlo de biais minimum à 7 TeV (lignes continues). À gauche dans le tonneau et à droite dans les bouchons, logarithmique en haut, linéaire en bas

simulation, on cherche si un photon converti est reconstruit dans un cône $\Delta R < 0.2$ autour

de l'électron. Si c'est le cas, on considère que le candidat est une conversion et on l'appelle ainsi. Le tableau 5.3 donne la proportion de ces objets pour les données et simulation. On constate que dans les deux cas, il y a plus de conversions dans les bouchons, ce qui est attendu car il y a plus de matériel en amont du calorimètre. On observe plus de conversions dans les données que dans la simulation au niveau du conteneur, mais après avoir appliqué les coupures loose et medium l'asymétrie est inversée.

	Données 7 TeV		Monte carlo 7 TeV	
	tonneau	bouchons	tonneau	bouchons
Conversions dans les électrons	43.6%	54.9%	36.2%	49.7%
Acceptances par rapport au conteneur				
Electrons loose	39.9%	35.7%	40.4%	36.4%
Electrons medium	7.8%	7.4%	8.9%	8.8%
Conversions loose	48.5%	44.3%	50.9%	47.4%
Conversions medium	1.1%	3.0%	1.7%	4.7%

Tableau 5.3 – *Fraction de conversions et d'électrons dans le conteneur électrons, pour les coupures loose et medium*

Conversions %		Données	Monte Carlo
Tonneau	nTRT>0 et nSCT+nPix=0	97.1	96.6
	nTRT+nSCT>0 et nPix=0	37.6	33.7
	nTRT+nSCT+nPix>0	5.2	5.1
s Bouchons	nTRT>0 et nSCT+nPix=0	95.5	95.1
	nTRT+nSCT>0 et nPix=0	67.3	64.4
	nTRT+nSCT+nPix>0	15.3	13.8

Tableau 5.4 – *Fraction de conversions dans le conteneur électron pour différents types de traces*

Le tableau 5.4 donne la fraction de conversions dans le conteneur électron, selon le type de traces, pour les données et la simulation. Pour les traces de type TRT standalone, l'accord est bon. Pour les traces ayant des points dans les couches plus internes l'accord se détériore. Ces remarques sont valables dans le tonneau comme dans les bouchons.

Le tableau 5.5 donne les acceptances relatives, par rapport à la coupure précédente, et absolues pour les électrons associés à des conversions. Les remarques sont les mêmes que pour la partie précédente, mais les désaccords entre données et simulation sont plus importantes.

CONVERSIONS				
Coupure isem Efficacité (%)	Données		Monte-Carlo	
	absolue	relative	absolue	relative
	LOOSE			
η	99.97		99.95	
<i>hadronicleakage</i>	76.27	76.29	77.61	77.26
<i>E277</i>	76.26	99.99	77.60	99.98
R_η	51.24	67.19	53.20	68.56
<i>weta2</i>	46.57	90.89	49.21	92.50
MEDIUM				
f_1	46.57		49.21	
<i>wtots1</i>	40.10	86.11	42.72	86.81
$\Delta E_{max}/\sum E_{max}$	37.76	94.17	40.26	94.24
<i>nPixHits</i>	2.84	7.52	4.56	11.34
<i>nSiHits</i>	2.82	99.10	4.52	98.96
a_0	2.63	93.25	4.24	93.79
<i>trackmatch</i> $\Delta\eta$	1.96	74.52	3.22	76.11
TIGHT				
<i>nBlHits</i>	0.56	28.40	0.89	27.71
<i>trackmatch</i> $\Delta\varphi$	0.36	65.43	0.50	55.67
<i>trackmatch</i> E/P	0.31	85.37	0.42	83.60
<i>nTRTHits</i>	0.31	98.73	0.41	98.10
<i>TRTRatio</i>	0.22	73.96	0.29	70.97

Tableau 5.5 – Efficacités absolues et relatives pour les candidats électrons associés à un photon converti, des données et de la simulation de biais minimum, pour toutes les coupures d'identification. Les erreurs statistiques sont de l'ordre de 0.1%

5.2 Etude du trackmatch

Nous allons maintenant étudier les désaccords observés entre la simulation et les données pour les variables de trackmatch. L'efficacité mesurée de $\Delta\eta$ diffère de 1.6% de celle simulée et celle de $\Delta\varphi$ de 2.9% (tableau 5.2) [51]. Les données utilisées sont les runs de 152214 à 153200 acquis avec le filtre biais minimum. Une présélection est appliquée à ces évènements. On requiert que les électrons soient *author* 1 et 3. On demande aussi que l'énergie transverse des dépôts d'énergie soit $E_T > 3$ GeV, et que $|\eta_{depot}| < 2.47$ et $1.37 < \eta_{depot} < 1.52$ (candidats loin des cracks).

5.2.1 Trackmatch $\Delta\eta$

Nous avons vu que le $\Delta\eta$ mesure la différence entre la position en η du dépôt électromagnétique au compartiment avant, et celle de la trace associée, extrapolée à ce même compartiment. Cette variable est sensible aux déplacements du calorimètre par rapport au détecteur interne dans la direction Z . La figure 5.9 montre la distribution $\Delta\eta$ pour les données et la simulation. Dans la simulation utilisée, la reconstruction tenait compte des désalignements simulés de sorte que les effets correspondants étaient corrigés. Pour les

données, l'étude de l'alignement entre calorimètre et détecteur interne est en cours, donc pour le moment aucune correction n'est appliquée. Pour les données, la distribution est décalée vers des valeurs négatives dans le tonneau A et C, et le bouchon A, tandis qu'elle est décalée vers les valeurs positives pour le bouchon C. Par ailleurs, dans les deux bouchons la distribution est élargie. Ces décalages peuvent être expliqués par le déplacement en Z du calorimètre par rapport au détecteur interne.

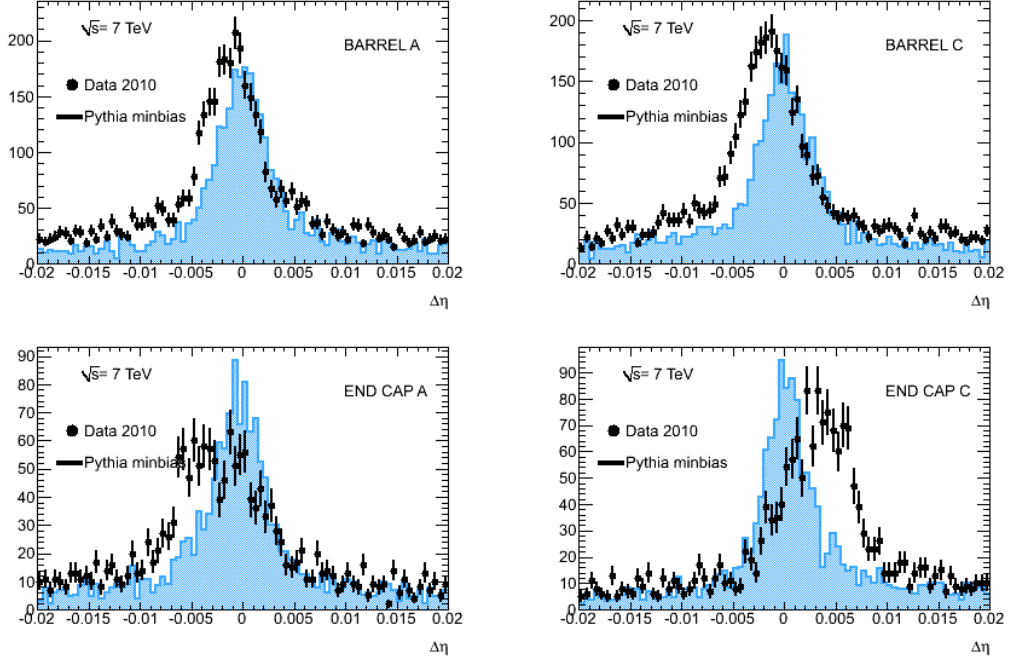


Figure 5.9 – Distribution $\Delta\eta$ pour les données et la simulation pour les différentes parties du calorimètre. En haut à droite, le bouchon

La figure 5.10 montre le déplacement moyen de $\Delta\eta$ en fonction de φ pour les données et le Monte-Carlo. Pour la simulation, $\Delta\eta$ reste constant et nul en moyenne, mais pour le signal, le décalage moyen a une dépendance non triviale en φ , particulièrement dans les bouchons. Ces hétérogénéités impliquent des non-uniformités des efficacités en η et ϕ (tableau 5.10) en η et ϕ . Appliquer la coupure tight $\Delta\eta < 0.005$ induit des variations d'efficacités jusqu'à 30% en absolu selon l'endroit dans le détecteur. Cet effet est visible sur tous les runs observés avec la même importance.

5.2.2 Trackmatch $\Delta\varphi$

La variable de trackmatch $\Delta\varphi$ est la différence entre la position en φ du dépôt électromagnétique au compartiment milieu et celle de la trace extrapolée à ce compartiment. Elle est multipliée par l'opposé de la charge de la particule considérée, de manière à ce que les queues négatives de la distribution sont majoritairement des phénomènes radiatifs (bremsstrahlung et conversions). Les queues positives correspondent quasiment exclusivement à des hadrons comme le montre la figure 5.11. Pour comprendre les différences entre données et simulation, nous avons regardé la distribution $\Delta\varphi$ pour différents quadrants

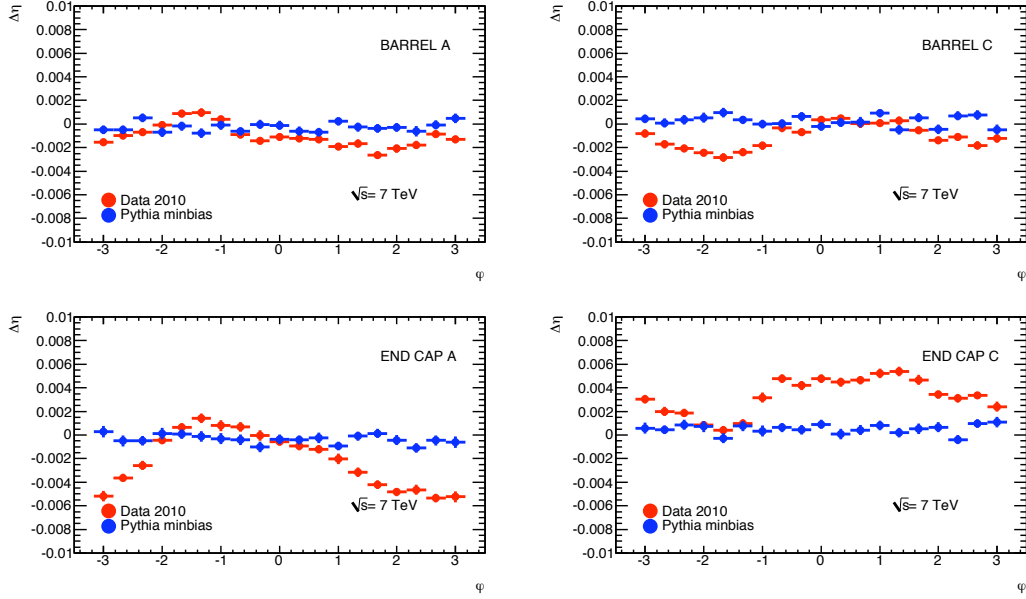


Figure 5.10 – *Profile de $\Delta\eta$ en fonction de φ pour les données (rouge) et la simulation Monte-Carlo (bleu), pour différentes parties du détecteur*

Efficacité en %				
Quadrant en φ	$[-\pi/4, \pi/4]$	$[\pi/4, 3\pi/4]$	$[3\pi/4, 5\pi/4]$	$[5\pi/4, 7\pi/4]$
DONNEES				
Bouchon C	36.6 ± 1.6	40.1 ± 1.6	61.1 ± 1.5	66.3 ± 1.5
Tonneau C	61.4 ± 1.2	61.0 ± 1.2	59.9 ± 1.2	55.9 ± 1.2
Tonneau A	61.8 ± 1.2	57.2 ± 1.2	61.2 ± 1.2	62.4 ± 1.2
Bouchon A	67.4 ± 1.5	45.6 ± 1.6	34.3 ± 1.6	65.9 ± 1.5
MONTE-CARLO				
Bouchon C	66.5 ± 1.4	66.6 ± 1.4	67.8 ± 1.4	64.8 ± 1.4
Tonneau C	60.6 ± 1.4	59.2 ± 1.4	59.7 ± 1.4	60.9 ± 1.4
Tonneau A	62.5 ± 1.4	60.6 ± 1.4	61.9 ± 1.4	60.4 ± 1.4
Bouchon A	66.5 ± 1.4	67.5 ± 1.4	64.2 ± 1.4	65.3 ± 1.4

Tableau 5.6 – *Efficacité relative de la coupure $\Delta\eta < 0.005$ en fonction de η pour les différentes parties du calorimètre électromagnétique*

du détecteur, en séparant les tonneaux et bouchons, électrons et positrons.

La figure 5.12 montre ces distributions après les coupures d'identification medium et pour les quadrants des côtés ($\frac{3\pi}{4} < \varphi < \frac{5\pi}{4}$ and $-\frac{\pi}{4} < \varphi < \frac{\pi}{4}$) en séparant les charges. On observe que les distributions sont décalées symétriquement par rapport à 0 pour les charges opposées. Pour une charge donnée, on observe aussi que l'effet est symétrique pour les côtés opposés du détecteur. Le décalage moyen est aussi plus important dans les bouchons (0.01) que dans les tonneaux (0.005). Dans les parties supérieures et inférieures du détecteur on n'observe pas un tel effet (figure 5.13).

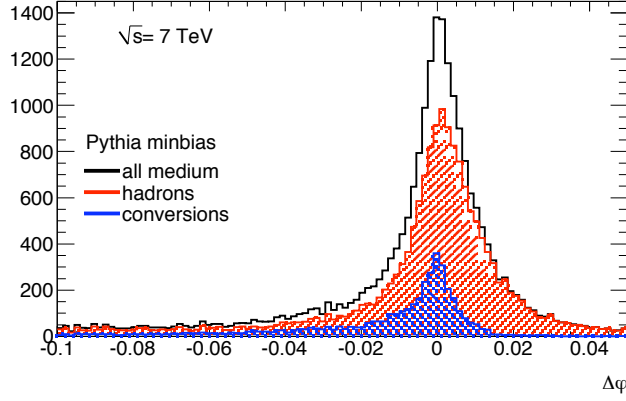


Figure 5.11 – Distribution de $\Delta\varphi$ pour un échantillon de biais minimum simulé. Les contributions des différents électrons de bruit de fond (bremsstrahlung et conversions) et des hadrons sont données

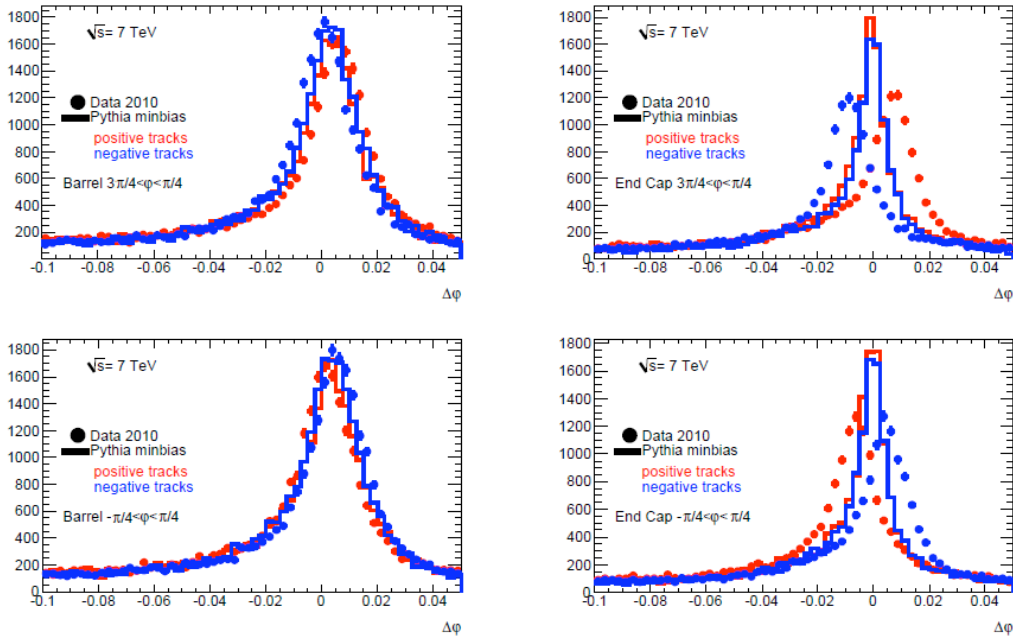


Figure 5.12 – Distribution de $\Delta\varphi$ pour les données et la simulation d'événements de biais minimum, pour les quadrants horizontaux. Les charges positives et négatives sont séparées

Cet effet peut être expliqué par un déplacement en y du calorimètre par rapport au détecteur interne, ainsi que par le *sagging* ou affaissement des électrodes du calorimètre (figure 5.14) qui n'est pas pris en compte lors de la reconstruction. Le *sagging* est un effet gravitationnel sur la forme des électrodes. Celles-ci sont attachées en deux endroits, le cylindre interne et le cylindre externe du calorimètre. Dans les parties horizontales du calorimètre elles subissent la gravitation et sont déformées vers le bas en leur centre. Par conséquent, le barycentre des dépôts électromagnétiques est décalé vers des positions supérieures quand il est reconstruit. Donc pour une particule de charge donnée, le *sagging* agrandit $\Delta\varphi$ d'un côté et le diminue de l'autre. L'observation de la séparation des charges

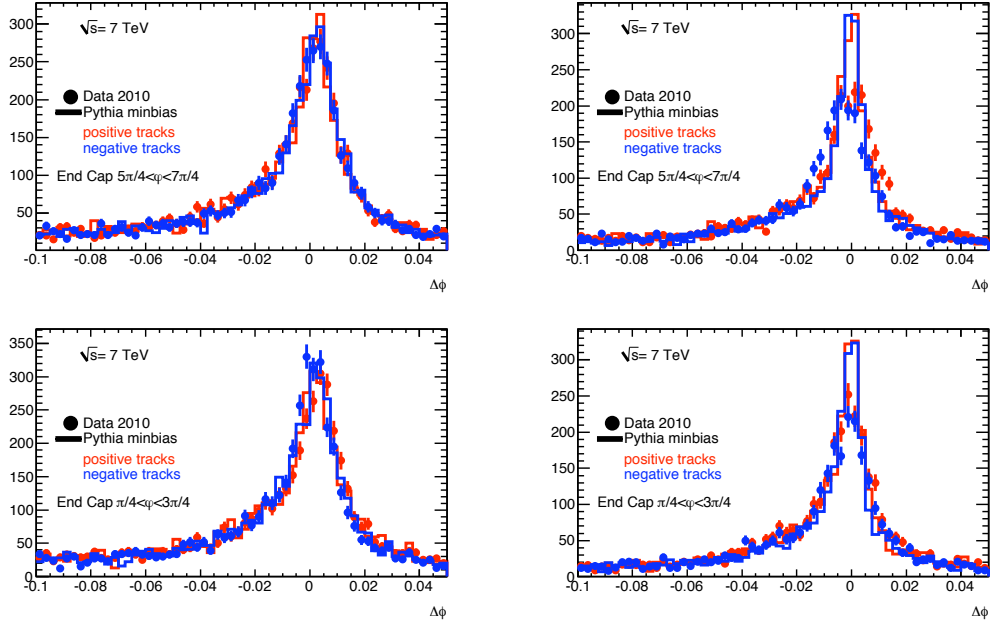


Figure 5.13 – Distribution de $\Delta\varphi$ pour les données et la simulation d'événements de biais minimum, pour les quadrants verticaux. Les charges positives et négatives sont séparées

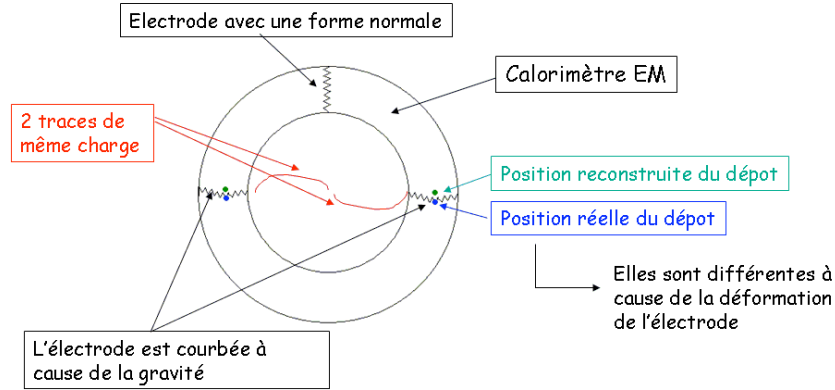


Figure 5.14 – Schéma descriptif de l'effet de sagging des électrodes et de son impact sur la reconstruction

des deux côtés du détecteur ($\varphi \approx 0$ et $\varphi \approx \pi$) est cohérente avec le sagging. Dans les bouchons l'effet est plus important que dans le tonneau, ce qui doit être compris. Il est possible que des déplacements dans la direction Y du calorimètre par rapport au détecteur interne soient responsables de cet effet supplémentaire.

Si on considère l'effet de la coupure standard $|\Delta\varphi| < 0.02$, et les contributions asymétriques des électrons de bruit de fond et des hadrons, les déplacements observés impliquent des non-uniformités d'acceptance dans le détecteur de même que des asymétries entre électrons et positrons. Le tableau 5.7 montre une simulation du décalage observé sur le Monte-Carlo. On décale artificiellement $\Delta\varphi$ de ± 0.01 et on regarde la variation d'acceptance pour les électrons de conversions et les hadrons. On constate bien qu'un décalage positif augmente la proportion de conversions et diminue la proportion de hadrons.

L'effet est opposé pour un décalage négatif.

Acceptance relative	coupure medium + $ \Delta\varphi < 0.02$	coupure medium + $ \Delta\varphi + 0.01 < 0.02$	coupure medium + $ \Delta\varphi - 0.01 < 0.02$
Photons convertis	77.8%	80.8%	66.3 %
Hadrons	86.2%	75.2%	83.4 %

Tableau 5.7 – *Effet d'un décalage de la distribution $\Delta\varphi$ sur l'acceptance des différents candidats électrons*

5.2.3 Supprimer les coupures $\Delta\eta$ et $\Delta\varphi$ des coupures tight

Tant que les effets d'inter-alignement décrits ici entre le calorimètre et le détecteur interne ne sont pas mesurés et pris en compte dans la reconstruction, il a été décidé de ne pas utiliser les variables $\Delta\eta$ et $\Delta\varphi$ dans le lot de coupures tight pour l'identification des électrons. Cela modifie l'efficacité de reconstruction des électrons de même que la réjections des faux électrons, comme le montre le tableau 5.8

	$E_T > 8\text{GeV}$		$E_T > 20\text{GeV}$	
	Efficacité Zee %	Réjection minbias	Efficacité Zee %	Réjection JF17
Tight	70.3	$(4.4 \pm 0.1) \times 10^4$	71.3	$(1.4 \pm 0.1) \times 10^5$
Tight sans $\Delta\varphi$	71.4	$(3.9 \pm 0.1) \times 10^4$	71.9	$(1.2 \pm 0.1) \times 10^5$
Tight sans $\Delta\eta$	70.6	$(3.8 \pm 0.1) \times 10^4$	71.6	$(1.1 \pm 0.1) \times 10^5$
Tight sans $\Delta\varphi$ & $\Delta\eta$	71.7	$(3.3 \pm 0.1) \times 10^4$	72.2	$(9.2 \pm 0.7) \times 10^4$

Tableau 5.8 – *Efficacités et réjections pour le lot de coupures tight sans les coupures sur $\Delta\eta$ -tight et $\Delta\varphi$ pour $E_T > 8\text{ GeV}$ $E_T > 20\text{ GeV}$ pour la simulation à 10 TeV*

5.2.4 Etude du $\Delta\varphi_{rescaled}$

On a vu au chapitre 4 qu’une variable moins sensible aux effets de matière a été construite : $\Delta\varphi_{rescaled}$. C’est la différence entre la position du candidat électron en φ dans le second compartiment du calorimètre EM et la position de la trace extrapolée depuis le péricée, en utilisant l’énergie mesurée à la place du moment de la trace. Cette différence est aussi multipliée par la charge pour que les mêmes effets physiques soient situés sur les mêmes côtés.

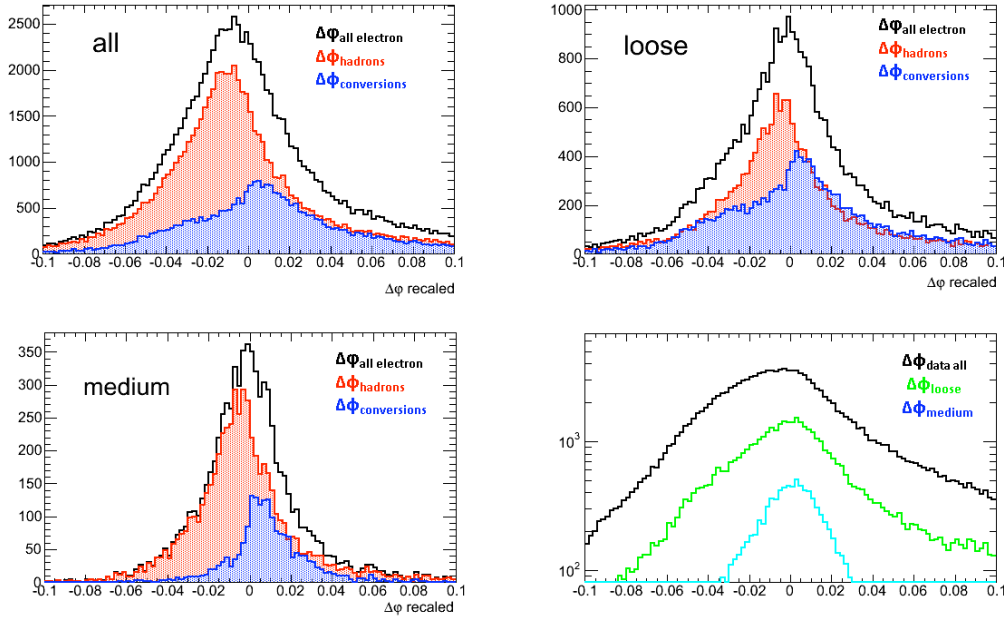


Figure 5.15 – Distribution de $\Delta\varphi_{rescaled}$ pour un échantillon de biais minimum simulé, au niveau conteneur, loose et medium. Les contributions des différents électrons de bruit de fond (bremsstrahlung et conversions) et des hadrons sont données. Les distributions $\Delta\varphi_{rescaled}$ pour les données et les différentes coupures sont données en bas à droite

La figure 5.15 donne les différentes contributions des candidats électrons au $\Delta\varphi_{rescaled}$ dans des événements simulés de biais minimum, au niveau du conteneur et pour les coupures loose et medium. Les candidats électrons dans cet échantillon sont presque tous soit hadrons, soit conversions. On constate que pour les hadrons, $\Delta\varphi_{rescaled}$ est asymétrique et décalé vers les valeurs négatives. Pour les conversions c’est l’inverse. La partie négative de la distribution correspond donc plus à des hadrons, et la partie positive à des conversions. En effet, pour des hadrons, l’énergie collectée dans le dépôt électromagnétique est une fraction de l’énergie du hadron et elle est donc généralement plus petite que l’impulsion de la trace. Par conséquent, en réévaluant le moment de la trace avec l’énergie on surestimerait la rotation de la trace et la distance en φ entre la trace extrapolée et le dépôt sera augmentée. Pour les conversions, on a le phénomène inverse. Les photons convertis dans les données de biais minimum proviennent essentiellement de désintégrations de π^0 . Les photons produits sont très proches et le dépôt électromagnétique correspond à l’énergie du π^0 , alors que l’impulsion de la trace ne correspond qu’à une fraction de l’impulsion du π^0 portée par l’électron issu d’un des photons convertis. Par conséquent en

réévaluant l'impulsion de la trace par l'énergie du dépôt on la sur-estime et sous-estime par conséquent la rotation de la trace, et $\Delta\varphi_{rescaled}$ est plus petit (partie positive de la distribution).

L'application des coupures *loose* et *medium* permet de sélectionner des candidats électrons avec un $\Delta\varphi_{rescaled}$ proche de 0, la distribution devient de plus en plus étroite : pour les hadrons et les conversions, le maximum est décalé vers 0 et la distribution est plus étroite. On sélectionne en fait des bruits de fond de plus en plus ressemblant à des vrais électrons.

Cette simulation correspond aux données à 7 TeV. On constate qu'effectivement, la distribution de $\Delta\varphi_{rescaled}$ est de plus en plus étroite et centrée à mesure qu'on applique les coupures *Isem loose* et *medium*.

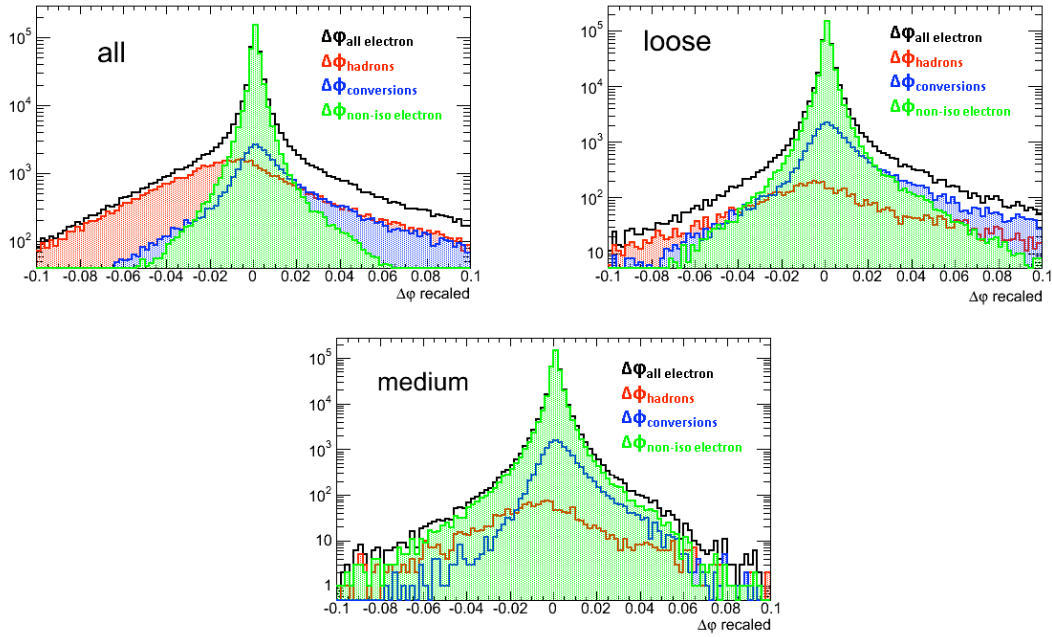


Figure 5.16 – Distribution de $\Delta\varphi_{rescaled}$ pour un échantillon de $Z \rightarrow ee$ inclusif simulé, au niveau conteneur, *loose* et *medium*. Les contributions des différents électrons de bruit de fond (bremsstrahlung et conversions) et des hadrons contenus dans cet échantillon sont indiquées

Cette étude a été réalisée aussi pour des événements simulés de $Z \rightarrow ee$ inclusifs (figure 5.16) et JF17 (figure 5.17). Dans ces échantillons, on a des vrais électrons reconstruits. Les hadrons forment les queues négatives des distributions et les conversions les queues positives. Les vrais électrons, quant à eux, ont un $\Delta\varphi_{rescaled}$ étroit et centré. L'application des coupures *Isem* permet de ne conserver quasiment que des électrons de signal, les hadrons formant alors l'essentiel des queues. Dans l'échantillon JF17, on regarde des candidats de $p_T > 20$ GeV et on constate que pour ces électrons, *isem* est très efficace pour supprimer le bruit de fond hadronique.

Les distributions intégrées (figure 5.18) pour $p_T > 4$ GeV et $p_T > 20$ GeV montrent qu'il est possible de couper de manière très étroite sur $\Delta\varphi_{rescaled}$ pour séparer les différentes contributions des hadrons, des conversions et des vrais électrons, et ce, d'autant plus facilement que p_T devient grand.

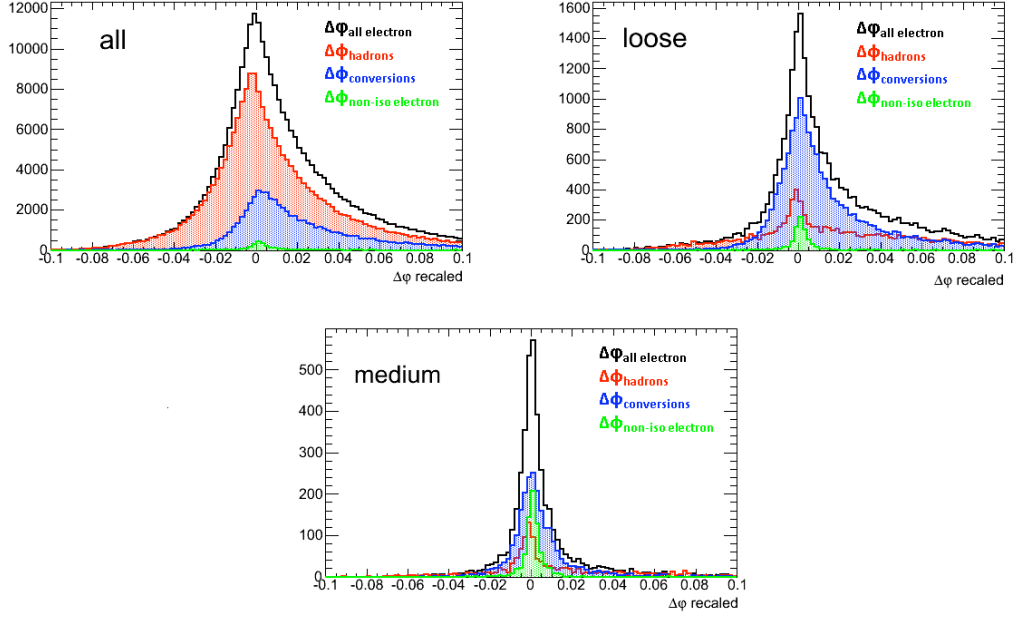


Figure 5.17 – Distribution de $\Delta\varphi_{rescaled}$ pour un échantillon de JF17 simulé, au niveau conteur, loose et medium. Les contributions des différents électrons de bruit de fond (bremsstrahlung et conversions) et des hadrons sont présentées

Effet de désalignement avec $\Delta\varphi_{rescaled}$ Pour tester sa sensibilité au désalignement entre calorimètre et détecteur interne, on regarde la distribution de $\Delta\varphi_{rescaled}$ pour différents quadrants et pour le tonneau et les bouchons séparément (figure 5.19 (a) et (b)). On retrouve bien les désaccords observés entre données et Monte-Carlo, principalement dans les bouchons où l'on retrouve l'effet de séparation des charges, de manière opposée de chaque côté. Dans le tonneau, l'effet n'est presque plus visible, mais on observe tout de même une différence dans la forme des distributions entre données et Monte-Carlo. Comme précédemment, aucun effet de séparation de charge n'est visible dans les quadrants supérieurs et inférieurs. Pour la partie basse, dans les bouchons, on voit que la distribution de $\Delta\varphi_{rescaled}$ est plus étalée que pour la simulation.

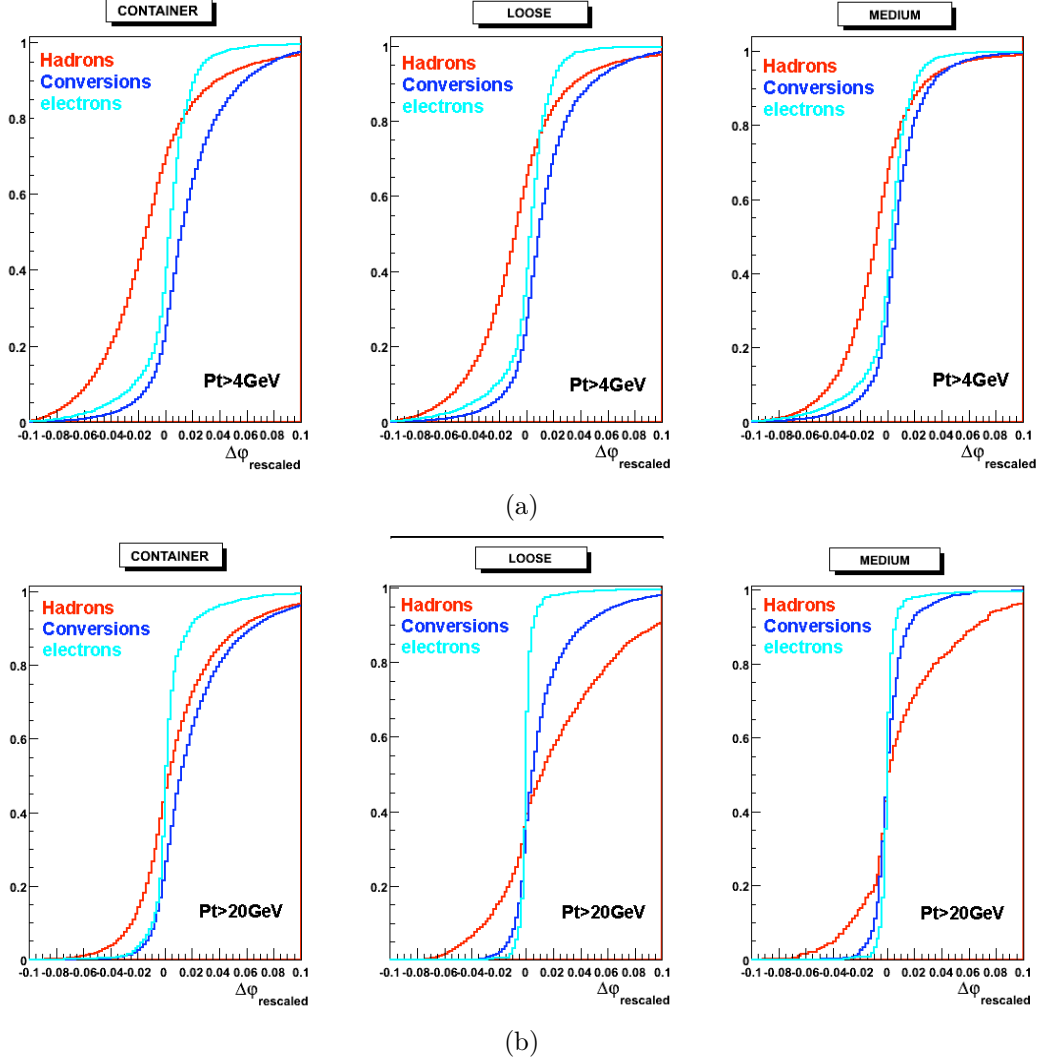


Figure 5.18 – Distribution intégrée de $\Delta\varphi_{rescaled}$ pour le conteneur, loose et medium, pour $p_T > 4\text{GeV}$ (a). Distribution intégrée de $\Delta\varphi_{rescaled}$ pour le conteneur, loose et medium, pour $p_T > 20\text{GeV}$. (b)

5.2.5 Comparaison entre $\Delta\varphi_{rescaled}$ et $\Delta\varphi_{standard}$ dans les évènements Z et W reconstruits

On compare les distributions $\Delta\varphi_{rescaled}$ et $\Delta\varphi_{standard}$ dans les données collectées afin de vérifier nos observations sur les simulations. On utilise pour cela les électrons des évènements Z et W reconstruits.

L'analyse effectuée porte sur 318 nb^{-1} pour les W et 3.5 pb^{-1} pour les Z. Pour les évènements Z, un filtre spécial sélectionne des évènements avec au moins deux candidats électrons de moment transverse supérieur à 10 GeV, parmi lesquels au moins un de moment transverse supérieur à 17 GeV. On requiert deux électrons $author=1$ ou $author=3$, bien séparés dans l'espace, ne provenant pas d'une conversion, satisfaisant les critères medium et ayant des charges opposées. On forme la masse invariante M_{ee} . Un candidat Z est déclaré si $M_{ee} > 70\text{ GeV}$.

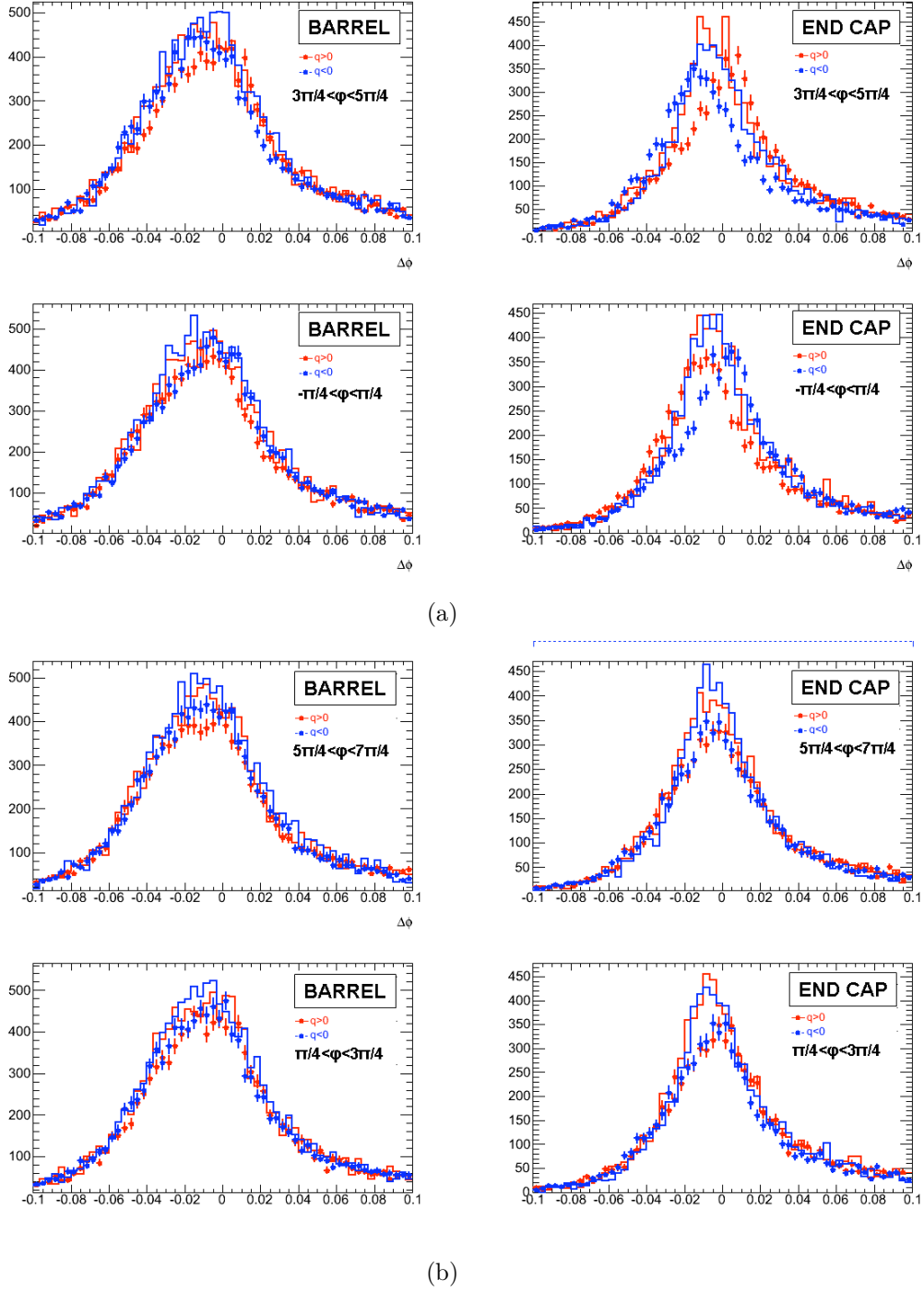


Figure 5.19 – Distribution de $\Delta\varphi_{rescaled}$ pour les données et la simulation d'évènements de biais minimum, pour les quadrants horizontaux (a), et pour les quadrants verticaux (b). Les charges positives et négatives sont séparées

Pour la reconstruction des W la méthode consiste à sélectionner les évènements avec au moins un électron de $p_T > 20$ GeV et avec énergie transverse manquante supérieure à 15 GeV. On requiert que les électrons satisfassent les critères tight.

Les figures 5.20 (a) et (b) donnent $\Delta\varphi_{rescaled}$ en fonction de $\Delta\varphi_{standard}$ pour ces évènements

nements. On constate dans les deux cas que $\Delta\varphi_{rescaled}$ est plus étroit et centré à l'origine que $\Delta\varphi_{standard}$. On retrouve bien ces observations en regardant les projections de chaque distribution pour les électrons de Z (figure 5.21). Il semble donc moins affecté par les effets de bremsstrahlung, ce qui est en accord avec les résultats de simulation décrits dans le chapitre 4.

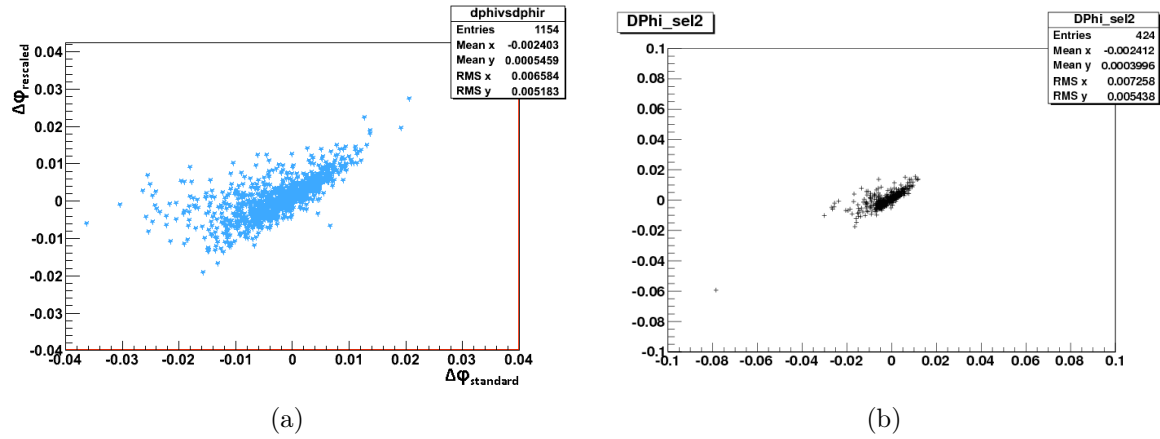


Figure 5.20 – $\Delta\varphi_{rescaled}$ en fonction de $\Delta\varphi_{standard}$ pour les électrons medium provenant des candidats Z reconstruits dans les données avec une luminosité de 3.5 pb^{-1} (a) et pour les électrons tight des W reconstruits avec 310 nb^{-1} (b)

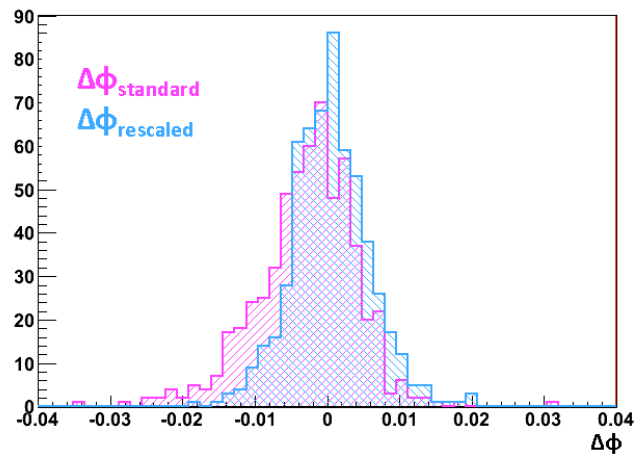


Figure 5.21 – Distribution $\Delta\varphi_{rescaled}$ et $\Delta\varphi_{standard}$ pour les électrons medium identifiés comme issus de la désintégration de Z dans les données à 7 TeV

Chapitre 6

Etude de la désintégration du boson de Higgs en quatre électrons

Le canal de désintégration du boson de Higgs $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ ($l = e, \mu$) est l'un des plus prometteurs pour la recherche du boson de Higgs au LHC, pour une masse supérieure à 120 GeV. Il a en effet un signal très clair de quatre leptons isolés sans énergie manquante, des bruits de fond réductibles faibles et un bruit de fond irréductible aisément mesurable. Dans ce chapitre, le cas particulier du $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e$ va être étudié.

Au début de cette thèse, j'ai pris part au "challenge" d'analyse pour l'élaboration de la note CSC. Le but était que plusieurs groupes valident les résultats, et établissent une base commune pour l'analyse. C'est au cours de cette campagne d'analyse que l'efficacité de reconstruction des électrons est apparue être le paramètre le plus important pour augmenter la signification d'un signal Higgs, surtout à basses masses.

Dans un premier temps, les caractéristiques générales de ce canal de désintégration vont être exposées. Puis les résultats de l'analyse CSC vont être exposés comme point de départ pour ce qui suit. Cette analyse a été réalisée pour des simulations de collisions à 14 TeV dans le centre de masse et une luminosité instantannée de $10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. L'impact des améliorations réalisées sur la reconstruction et l'identification des électrons vont être présentées ici. Les circonstances de fonctionnement du LHC ont amené à établir ensuite de nouvelles analyses pour des collisions à 10 TeV, puis 7 TeV et des luminosités réduites, et certaines perspectives vont être présentées pour l'étude du canal de désintégration du boson de Higgs en quatre électrons, notamment sur les méthodes de mesure des bruits de fond.

6.1 Caractéristiques générales du canal de désintégration $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$

6.1.1 Caractéristiques du signal

Le canal de désintégration du boson de Higgs en quatre leptons possède la signature expérimentale la plus propre à partir de 120 GeV pour la détection et l'étude du boson de Higgs avec 4 leptons isolés dans l'état final (diagramme de Feynman 6.1). Cette par-

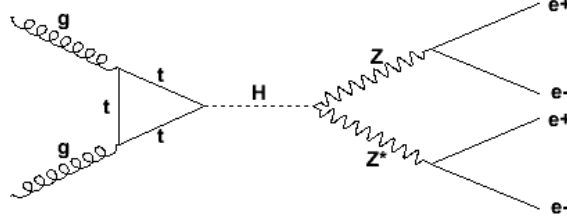


Figure 6.1 – *Diagramme de Feynman de la désintégration du boson de Higgs en ZZ^* en quatre électrons. Le boson de Higgs est ici produit par fusion de gluon, processus le plus probable au LHC*

ticularité fait qu'il est appelé "golden channel" pour la découverte du boson de Higgs pour une masse supérieure à 120 GeV. Une bonne résolution en énergie et une bonne linéarité pour les électrons reconstruits permettent d'obtenir un signal clair de résonnance dans la masse invariante des quatre électrons sur un bruit de fond continu. La largeur de désintégration du boson de Higgs est proportionnelle à m_H^3 [21] :

$$\Gamma(H \rightarrow ZZ) = \frac{G_\mu M_H^3}{16\sqrt{\pi}} \delta_Z \sqrt{1-4x} (1-4x+12x^2), \quad x = \frac{M_Z}{M_H} \quad (6.1)$$

Par conséquent, plus la masse du boson de Higgs est élevée, plus la largeur de la résonnance devient grande et la distribution s'étale, si bien qu'à 1 TeV la largeur est de 500 GeV, rendant l'analyse difficile. La figure 6.2 donne la distribution de masse invariante des quatre leptons pour différentes masses du boson de Higgs, sur les différents bruits de fond, et on observe bien l'étalement de la distribution quand m_H augmente.

Pour $m_H < 190$ GeV, l'un des deux Z est hors de sa couche de masse et la probabilité de désintégration du boson de Higgs dans ce canal diminue. Le rapport d'embranchement diminue par conséquent. On observe une chute du rapport d'embranchement dans la région $m_H \approx 160$ GeV, quand les deux W du canal de désintégration $H \rightarrow W^+W^-$ deviennent réels (figure 6.3).

6.1.2 Bruits de fond

6.1.2.1 Bruit de fond irréductible

Le seul bruit de fond irréductible pour ce canal est la production QCD de ZZ^* (diagramme 6.5). Ce processus a des caractéristiques très similaires au signal en produisant quatre leptons isolés dans l'état final, mais il ne présente pas de résonnance dans la distribution de masse invariante des quatre leptons. La figure 6.2 montre le spectre de ce bruit de fond pour $30 fb^{-1}$ à 14 TeV. Avant 180 GeV, le spectre est plat et d'environ 1 événement par GeV. Lorsque les deux Z deviennent réels, le bruit de fond irréductible augmente de façon importante (environ 7 événements par GeV). Puis il décroît lentement pour retrouver son niveau initial de 1 événement par GeV vers 450 GeV. L'importance de ce bruit sur le signal varie avec la masse du Higgs. La région entre 170 et 270 GeV est la plus affectée en terme de rapport $S/\sqrt{B}$.

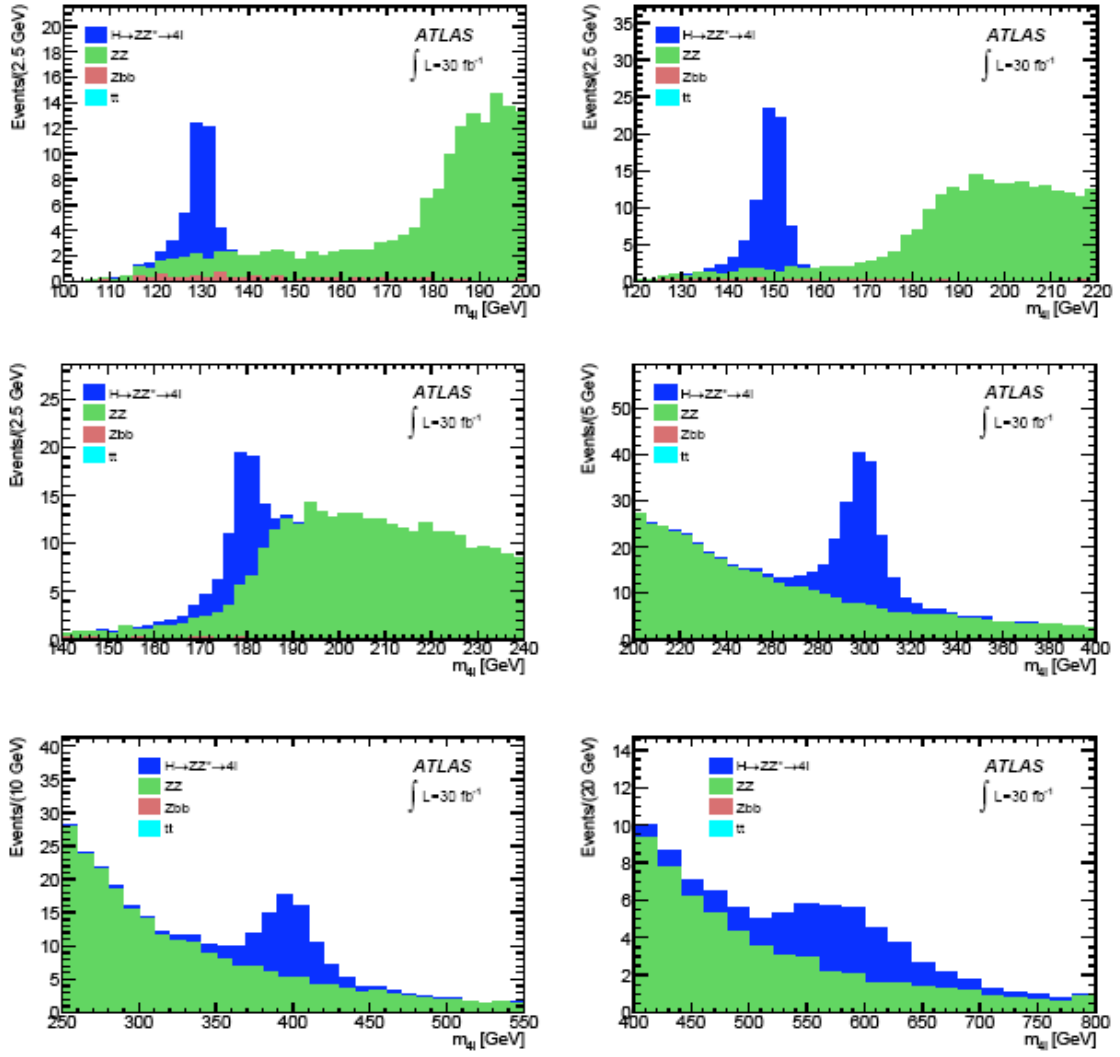


Figure 6.2 – Distribution de masse invariante des 4 leptons pour des désintégrations de boson de Higgs en ZZ^* (bleu) sur les bruits de fond irréductibles (vert) et réductibles, pour différentes masses possibles, à 14 TeV et pour une luminosité de 30fb^{-1} [39], pour des masses de 130, 150, 180, 300, 400 et 600 GeV, d'en haut à gauche au bas à droite respectivement

6.1.2.2 Bruits de fond réductibles

Il y a plusieurs sources de bruit de fond réductibles. Les productions de $gg \rightarrow Zb\bar{b} \rightarrow 2l\bar{b}\bar{b}$ et $gg, qq \rightarrow t\bar{t}$ simulent le signal quand les quarks se désintègrent semi-leptoniquement. Ils peuvent produire des leptons non-isolés dans leur état final. La suppression de ces bruits dépend de la capacité à identifier et rejeter les leptons non-isolés, dans notre cas les électrons non-isolés.

Les bosons vecteurs Z inclusifs $q\bar{q} \rightarrow Z + X$, où le Z est produit en association avec des quarks peuvent simuler un électron. Là encore, la suppression de ce fond dépend de notre capacité à rejeter les hadrons, et des performances de reconstruction et d'identification

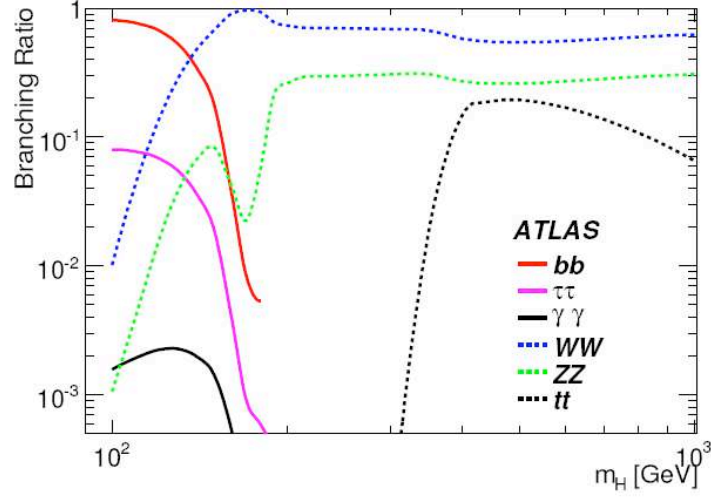


Figure 6.3 –

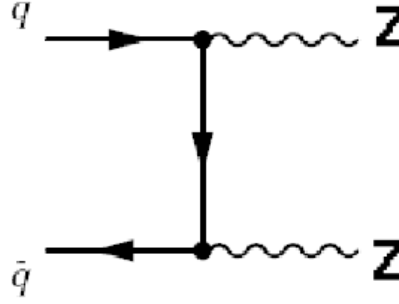


Figure 6.4 – Diagramme de Feynman du bruit de fond irréductible ZZ^*

des électrons.

Les bruits de fond réductibles sont importants principalement à basse masse, car les hadrons QCD produisent des faux électrons de p_T assez bas (figure 6.2).

6.1.3 Génération des simulations

Les échantillons de signal utilisés sont simulés exclusivement avec Pythia. Les sections efficaces LO incluent les productions par fusion de gluons comme par fusion de bosons vecteurs. Les sections efficaces NLO sont prises en compte en appliquant des facteurs correctifs. Un filtre est appliqué à la génération pour sélectionner les évènements avec quatre électrons vrais avec $p_T > 5$ GeV et $|\eta| < 2.5$.

Les bruits de fond sont simulés avec différents générateurs Monte-Carlo. Le fond QCD $ZZ^{(*)}$ est généré avec PYTHIA, le fond $t\bar{t}$ avec MC@NLO, $Zb\bar{b}$ avec AcerMC3.1, et le fond de Z inclusifs avec Pythia. A 7 TeV, des échantillons de ce fond Z inclusifs ont été aussi produits avec MC@NLO, et une étude comparative entre Pythia et MC@NLO sera présentée en fin de chapitre.

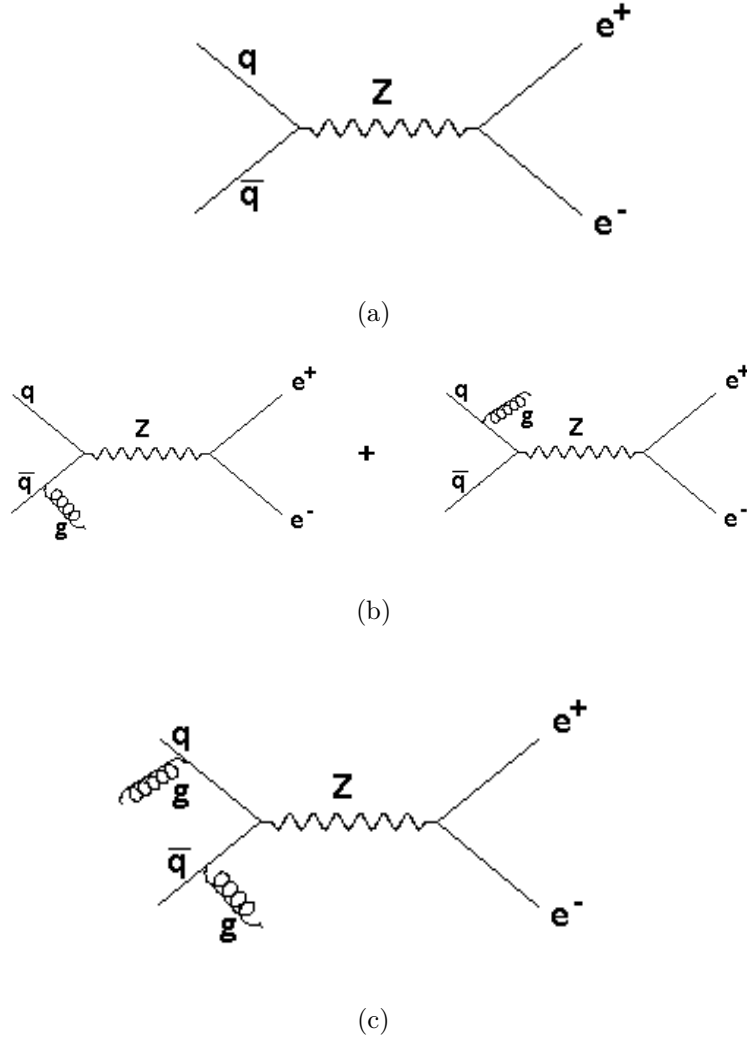


Figure 6.5 – Diagrammes de Feynman à l'ordre des arbres (a), NLO (b) et NNLO (c) de la production de bosons Z inclusifs

6.2 Sélection des évènements $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e$

L'analyse présentée ici est un point de départ à ce qui va suivre, état des lieux de l'analyse CSC effectuée au début de cette thèse. Afin de sélectionner les évènements de signal et de diminuer les contributions des différents bruits de fond, la sélection suivante est appliquée :

- 1. **Présélection** : on demande au moins 4 électrons *loose* reconstruits avec $p_T > 7$ GeV et $|\eta| < 2.5$. Au moins deux de ces électrons doivent avoir $p_T > 20$ GeV.
- 2. **Cinématique** :
 - on forme des paires d'électrons de charges opposées
 - pour $m_H < 200$ GeV on requiert que les électrons soient medium, pour $m_H > 200$ GeV, les critères loose sont suffisants
 - on applique l'isolation calorimétrique

- 3. **Reconstruction des masses invariantes du Z et du $Z^{(*)}$** :
 - pour la masse du Z, on choisit les deux électrons de charges opposées dont la masse invariante est la plus proche de la valeur de $m_Z = 91.187$ GeV tabulée. La figure 6.6 donne la distribution de masse invariante obtenue pour les événements de signal pour $m_H = 130$ GeV, et pour le bruit de fond ZZ. Les distributions sont similaires, bien que celle du bruit de fond soit plus étroite, car le Z est probablement plus réel que celui issu de la désintégration du boson de Higgs à cette masse. Les queues correspondent donc à des Z produits hors couche de masse.
 - pour le deuxième Z, on choisit les deux électrons de charge opposée qui ont les plus hauts p_T si $m_H < 200$ GeV. Si $m_H > 200$ GeV alors le Z est réel et on choisit la paire dont la masse invariante est la plus proche de la masse du Z tabulée. Les valeurs de coupures sur la masse des deux Z sont données tableau 6.1. La figure 6.7 donne la distribution de masse invariante des deux électrons sélectionnés. Pour le fond ZZ, le deuxième Z est la plupart du temps réel, et la distribution de masse invariante forme la distribution du Z réel, contrairement au cas du signal, où le second Z est virtuel et ne forme pas de résonance.

Les coupures appliquées sur les masses invariantes des paires d'électrons sont de plus en plus strictes à mesure que la masse augmente car les Z produits sont plus probablement réels. A partir de 200 GeV ils sont tous les deux totalement sur leur couche de masse et la coupure la plus stricte est appliquée dans tous les cas.

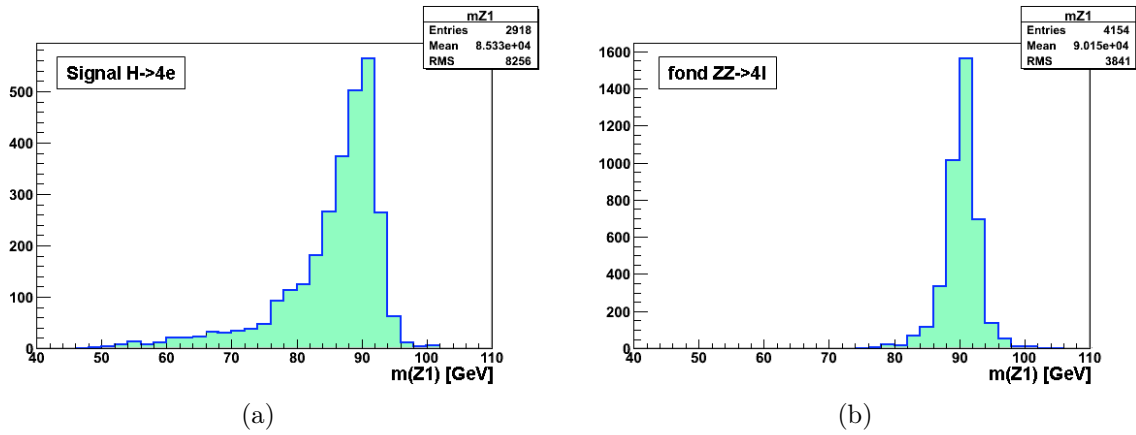


Figure 6.6 – Distribution de masse invariante des électrons de plus haut p_T pour reconstruire la masse du Z réel, pour le signal $H4e$ (a) pour une simulation avec $m_H = 130$ GeV et le bruit de fond $ZZ \rightarrow 4e$ (b)

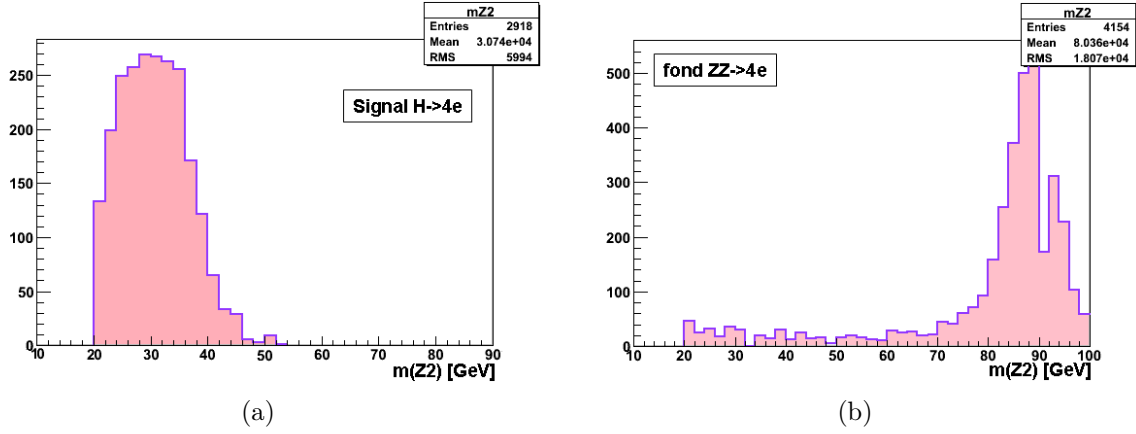


Figure 6.7 – Distribution de masse invariante des deux électrons sélectionnés pour reconstruire la masse du second Z, virtuel, pour le signal $H4e$ (a) pour une simulation avec $m_H = 130$ GeV et le bruit de fond $ZZ \rightarrow 4e$ (b)

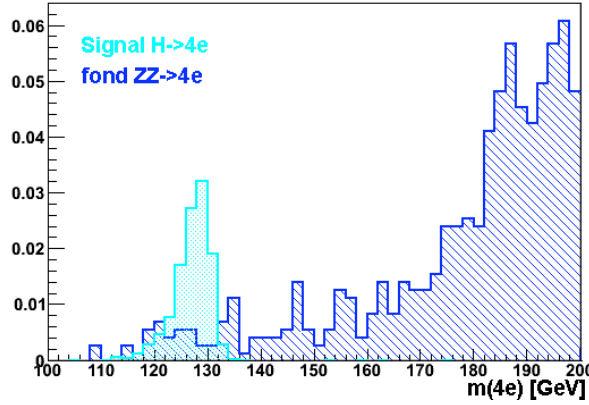


Figure 6.8 – Distribution de masse invariante des quatre électrons sélectionnés, pour le signal $H4e$ (bleu clair) pour une simulation avec $m_H = 130$ GeV et le bruit de fond $ZZ4e$ (bleu foncé)

- 4. **Reconstruction de la résonance du boson de Higgs** : on forme ensuite la masse invariante des quatre électrons sélectionnés, et on coupe à 2σ autour de cette masse reconstruite. La valeur des coupures appliquées en fonction de la masse générée du boson de Higgs sont données tableau 6.1. La fenêtre de masse acceptée est plus grande à mesure que la masse augmente car la largeur du Higgs augmente avec la masse. Les distributions de masse invariante sont données figure 6.8 pour un boson de Higgs de 130 GeV et le bruit de fond ZZ . Les quatre électrons du Higgs forment une résonance, tandis que le fond ZZ forme un continuum qui augmente quand la masse invariante se rapproche de $2 \times m_Z$, quand les deux bosons vecteurs sont sur couche de masse, et qui diminue lentement ensuite.
- 5. On applique ensuite l'isolation des traces dans le détecteur interne et une coupure sur la signification du paramètre d'impact $d_0\sigma(d_0)$. Cette coupure vise à réduire les électrons issus des événements $Zb\bar{b}$ et $t\bar{t}$, originaires de vertex déplacés contrairement à ceux issus de la désintégration du boson de Higgs.

Masse H (GeV)	fenêtre de masse Z1 (GeV)	fenêtre de masse Z2 (GeV)	résolution sur la masse H (GeV)
120	± 15	> 15	2.0
130	± 15	> 20	2.2
140	± 15	> 30	2.2
150	± 15	> 30	2.3
160	± 15	> 30	2.4
165	± 15	> 35	2.5
180	± 12	> 40	2.8
200	± 12	> 60	3.9
300	± 12	> 12	8.4
400	± 12	> 12	16.5
500	± 12	> 12	33.8
600	± 12	> 12	52.2

Tableau 6.1 – Coupures appliquées sur les masses invariantes reconstruites des électrons formant les résonances des deux Z et du boson de Higgs pour les différentes masses possibles étudiées

Les efficacités de sélection pour le signal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e$ et les bruits de fond principaux pour cette analyse sont donnés tableau 6.2. Après application de toute la sélection, l'efficacité résiduelle est de $12.5 \pm 0.3(\%)$. On s'aperçoit que la présélection fait perdre déjà 37.7%, puis les coupures de qualité font perdre 32.2%. Ces pertes sont en grande partie dues aux efficacités d'identification pour les électrons loose (87.96%) et medium (77.29%).

Efficacité de sélection (%)	Signal	Fond ZZ	$Zb\bar{b}$	$t\bar{t}$
Trigger	94.7 ± 0.3	96.6	91.4	75.1
Pré-sélection	57.0	13.8	2.6	10.1
Qualité et p_T	24.7	7.3	1.1×10^{-1}	6.8×10^{-3}
Coupure sur m_Z	17.1	6.9	4.7×10^{-2}	1.6×10^{-3}
Isolation calo	17.1	6.9	4.7×10^{-2}	1.6×10^{-3}
Isolation traces	16.5	6.8	1.3×10^{-2}	2.6×10^{-4}
Paramètre d'impact $d_0/\sigma(d_0)$	15.1	6.2	5.6×10^{-3}	2.6×10^{-4}
Fenêtre m_H	12.5	5.2×10^{-2}	1.6×10^{-3}	$< 6 \times 10^{-4}$

Tableau 6.2 – Efficacités de reconstruction pour le signal et taux d'acceptation des bruits de fond ZZ, $Zb\bar{b}$ après les différentes étapes de reconstruction

Les pertes d'efficacité sont aussi dues à la coupure de présélection sur p_T de 7 GeV. On remarque que le pic de masse invariante pour le signal est décalé vers des valeurs plus faibles que la valeur générée à cause des effets de matière.

6.3 Impact des améliorations de la reconstruction des électrons sur l'analyse H4e

Au chapitre 4 les améliorations apportées à la reconstruction et à l'identification des électrons ont été détaillées. L'impact de ces améliorations sur la reconstruction du boson de Higgs dans le canal en quatre électrons va être présenté ici.

L'étape 5 (isolation des traces et paramètre d'impact) de l'analyse présentée dans la partie précédente ne sera pas étudiée dans ce qui suit. On applique une coupure sur la masse invariante des quatre électrons sélectionnés à 2σ autour de la masse générée du boson de Higgs.

Les tableaux 6.3 à 6.6 présentent les efficacités de reconstruction des événements de signal Higgs avec la reconstruction des électrons de base, CSC, pour différentes masses possibles $m_H = 120, 130, 150$ et 200 GeV. Puis ils présentent les efficacités avec le trackmatch amélioré, c'est à dire en ajoutant les électrons identifiés comme photons dans le conteneur électrons, en supprimant la coupure $E/P > 10$ au niveau de la reconstruction, et en sélectionnant de préférence les traces non-TRTstandalone. On observe des améliorations d'autant plus importantes que la masse du boson de Higgs est faible avec 32.1% de gain après analyse à 120 GeV, 28% à 130 GeV, 28.4% à 150 GeV et 29.9% à 200 GeV.

En appliquant en plus le trackmatch avec le $\Delta\varphi_{rescaled}$, on améliore encore la reconstruction de 5.0% à 120 GeV, 5.7% à 130 GeV, 3.4% à 150 GeV et 4.7% à 200 GeV.

Efficacité de sélection (%)	avant	trackmatch amélioré	trackmatch $\Delta\varphi_{rescaled}$
4e loose dans $ \eta < 2.5$	61.5±0.7	79.4±0.7	87.2±0.7
4e avec $p_T > 7$ GeV dont 2 avec $p_T < 20$ GeV	47.1±0.7	62.7±0.7	69.1±0.6
m_Z, m_{Z^*}	18.9±0.5	25.0±0.5	26.8±0.5
$m_{4e} - 130 < 4.4$ GeV (2σ)	15.0±0.5	19.2±0.5	20.3±0.5

Tableau 6.3 – Efficacité de reconstruction pour le signal Higgs pour $m_H = 130$ GeV de référence (CSC), pour le trackmatch amélioré et le nouveau trackmatch avec $\Delta\varphi_{rescaled}$

Efficacité de sélection (%)	avant	trackmatch amélioré	trackmatch $\Delta\varphi_{rescaled}$
4e loose dans $ \eta < 2.5$	60.1±0.7	77.5±0.7	84.9±0.7
4e avec $p_T > 7$ GeV dont 2 avec $p_T < 20$ GeV	41.8±0.7	55.2±0.7	60.5±0.7
m_Z, m_{Z^*}	13.2±0.5	18.2±0.5	19.3±0.6
$m_{4e} - 120 < 4.0$ GeV (2σ)	10.6±0.5	14.0±0.5	14.7±0.6

Tableau 6.4 – Efficacité de reconstruction pour le signal Higgs pour $m_H = 120$ GeV de référence (CSC), pour le trackmatch amélioré et le nouveau trackmatch avec $\Delta\varphi_{rescaled}$

La figure 6.9 donne les distributions de masse invariante avant et après amélioration pour les électrons du Z, du Z^* reconstruits. On observe l'augmentation de la statistique. Pour le Z réel, on observe une distribution plus piquée autour de 90 GeV.

Efficacité de sélection (%)	avant	trackmatch amélioré	trackmatch $\Delta\varphi_{rescaled}$
4e loose dans $ \eta < 2.5$	64.1 $\pm$ 0.7	83.5 $\pm$ 0.5	90.0 $\pm$ 0.4
4e avec $p_T > 7$ GeV dont 2 avec $p_T < 20$ GeV	56.0 $\pm$ 0.7	74.6 $\pm$ 0.6	81.2 $\pm$ 0.5
m_Z, m_{Z^*}	23.6 $\pm$ 0.6	31.4 $\pm$ 0.6	33.0 $\pm$ 0.6
$m_{4e} - 150 < 4.6$ GeV (2σ)	18.3 $\pm$ 0.5	23.5 $\pm$ 0.5	24.3 $\pm$ 0.6

Tableau 6.5 – Efficacité de reconstruction pour le signal Higgs pour $m_H = 150$ GeV de référence (CSC), pour le trackmatch amélioré et le nouveau trackmatch avec $\Delta\varphi_{rescaled}$

Efficacité de sélection (%)	avant	trackmatch amélioré	trackmatch $\Delta\varphi_{rescaled}$
4e loose dans $ \eta < 2.5$	64.9 $\pm$ 0.8	84.9 $\pm$ 0.7	91.3 $\pm$ 0.7
4e avec $p_T > 7$ GeV dont 2 avec $p_T < 20$ GeV	60.9 $\pm$ 0.8	82.2 $\pm$ 0.7	89.1 $\pm$ 0.6
m_Z, m_{Z^*}	34.5 $\pm$ 0.5	45.2 $\pm$ 0.5	47.8 $\pm$ 0.5
$m_{4e} - 200 < 7.8$ GeV (2σ)	27.8 $\pm$ 0.5	36.1 $\pm$ 0.5	37.8 $\pm$ 0.5

Tableau 6.6 – Efficacité de reconstruction pour le signal Higgs pour $m_H = 200$ GeV de référence (CSC), pour le trackmatch amélioré et le nouveau trackmatch avec $\Delta\varphi_{rescaled}$

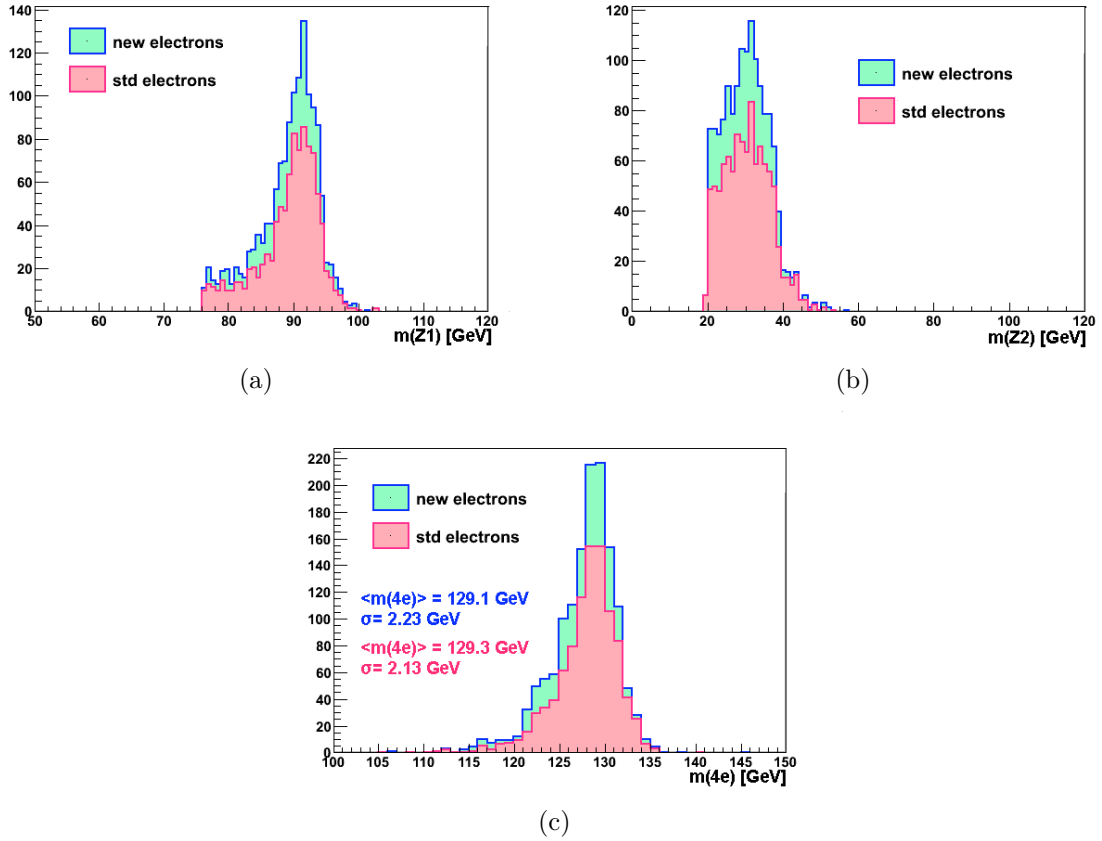


Figure 6.9 – Distributions de masses invariantes des Z (a), Z^* (b) et du Higgs (c) pour une masse générée de 130 GeV, avant et après amélioration du trackmatch

La distribution de masse invariante des quatre électrons montre une amélioration de la statistique, mais certains évènements ajoutés ont une masse sous-estimée. De fait, la valeur moyenne de la distribution est diminuée de 0.2 GeV, et la largeur est augmentée de 0.1 GeV (valeur obtenue par ajustement). Ceci peut être expliqué par le fait que les améliorations apportées visent à récupérer des électrons ayant beaucoup rayonné dans le détecteur interne, et donc avec une énergie reconstruite légèrement sous-estimée.

Il a été vérifié que le niveau de reconstruction de "faux" évènements $H \rightarrow 4e$ reste au niveau de 0.2%. Par conséquent il s'agit d'un gain effectif de statistique.

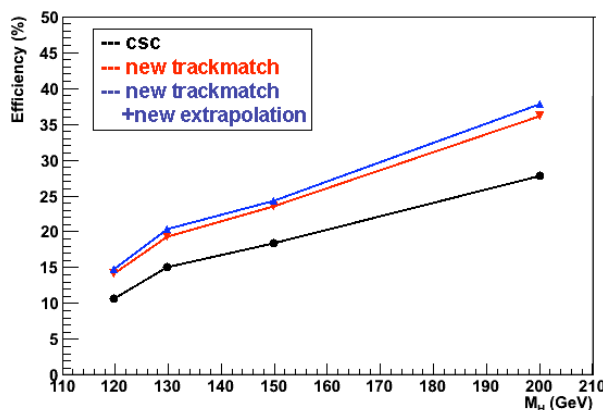


Figure 6.10 – Distribution de masse invariante des quatre électrons sélectionnés, pour le signal $H4e$ (gauche) et le bruit de fond $ZZ4e$ (gauche)

La figure 6.10 résume les gains d'efficacité obtenus sur le signal Higgs dans les quatre cas étudiés.

Bruits de fond (%)	ZZ4l		Zbb	
	avant	trackmatch amélioré	avant	trackmatch amélioré
4e loose dans $ \eta < 2.5$ 4e avec $p_T > 7$ GeV	4.44 ± 0.05	6.00 ± 0.06	1.28 ± 0.02	1.21 ± 0.02
dont 2 avec $p_T < 20$ GeV	3.06 ± 0.04	4.53 ± 0.05	0.075 ± 0.05	0.100 ± 0.006
m_Z, m_{Z^*}	1.54 ± 0.03	2.17 ± 0.03	0.0007 ± 0.0005	0.0010 ± 0.0006
$m_{4e} - 130 < 4.4$ GeV (2σ)	0.010 ± 0.03	0.013 ± 0.03	0	0

Tableau 6.7 – Fraction de bruit de fond passant la sélection dans l'hypothèse d'un signal Higgs pour $m_H = 130$ GeV de référence (CSC), pour le trackmatch amélioré

L'impact des améliorations du trackmatch sur les fonds ZZ et $Zb\bar{b}$ est donné tableau 6.7. On observe une légère augmentation du fond ZZ de 0.003% et pas d'impact sur le fond $Zb\bar{b}$, très faible à 130 GeV.

6.4 Modification possible de la sélection des électrons pour la reconstruction du signal Higgs

6.4.1 Diminuer les seuils en p_T

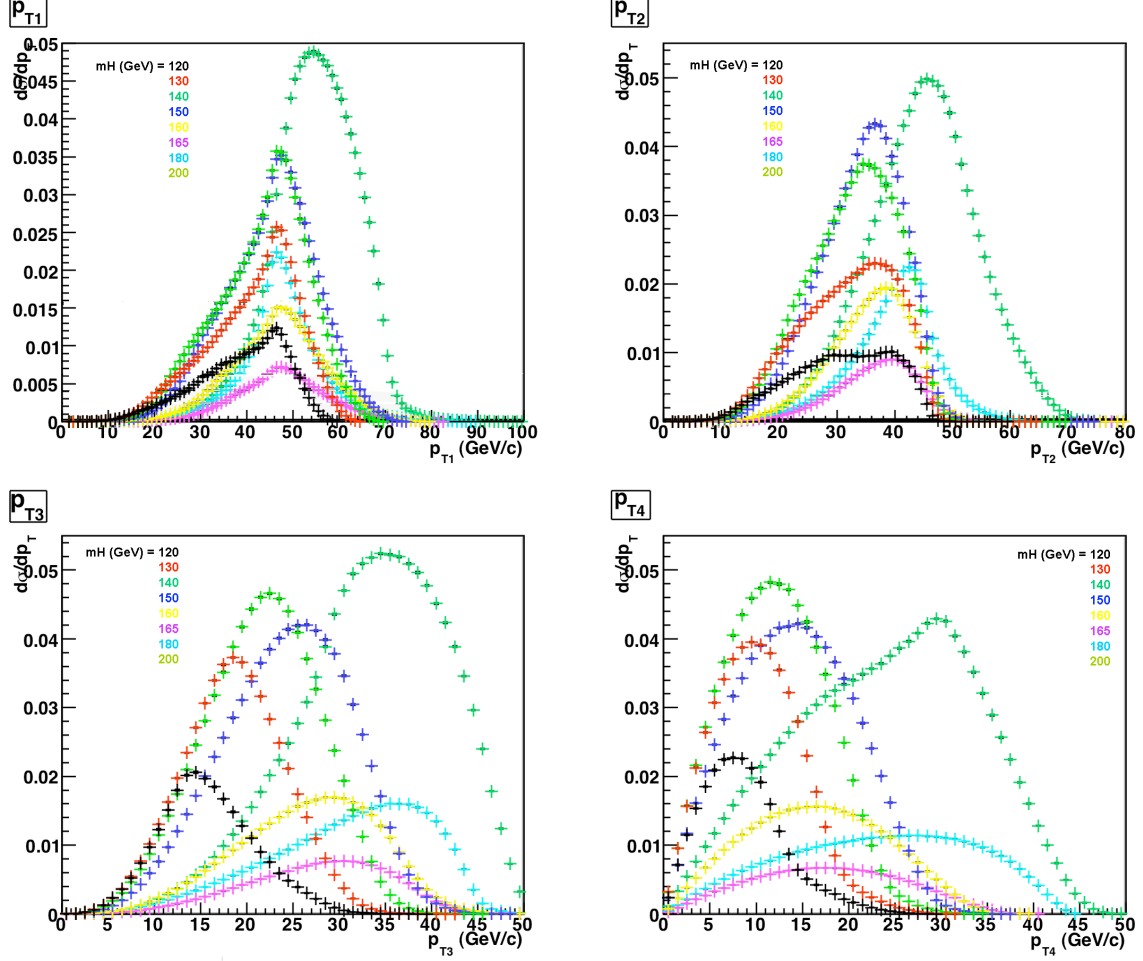


Figure 6.11 – spectre en p_T des quatre électrons classés par ordre de p_T décroissant pour différentes masses possibles du boson de Higgs

Si on examine les spectres en p_T des quatre électrons générés issus de la désintégration du boson de Higgs (figure 6.11), on s'aperçoit qu'appliquer une présélection sur $p_T > 7$ GeV fait perdre des électrons du p_T le plus bas, et ce, d'autant plus que m_H est faible. On coupe en plein coeur de la distribution. La même coupure sur le second électron par p_T croissant coupe des électrons générés dans les queues de la distribution. Ce sont autant d'évènements Higgs qui ne sont pas reconstruits, principalement à basse masse.

De même, la coupure à 20 GeV sur les électrons de plus haut p_T coupe en plein dans la distribution en p_T du troisième électron reconstruit, et coupe les queues du quatrième.

Il conviendrait donc de relâcher ces coupures. Le tableau 6.8 donne les efficacités résultantes pour un Higgs de 130 GeV et les taux des bruit de fond si on applique comme

critère de sélection $p_T > 5$ GeV pour les deux électrons de plus bas p_T , $p_T > 10$ GeV pour le troisième, et $p_T > 15$ GeV pour le quatrième électron. Cette modification permet d'améliorer le signal de 13.8% en augmentant légèrement le bruit de fond, déjà très bas à 130 GeV.

Efficacité de sélection (%)	analyse reco améliorée H130	Nouvelle présélection en p_T		
		H130	ZZ4l	Zbb
4e loose dans $ \eta < 2.5$	79.3±0.7	79.3±0.7	6.00±0.06	1.21±0.02
Sélection des électrons	63.3±0.7	76.6±0.7	5.22±0.05	0.41±0.01
m_Z, m_{Z^*} medium	25.3±0.6	29.3±0.6	2.23±0.04	0.0017±0.0007
$m_{4e} - 130 < 4.4$ GeV (2σ)	19.5±0.5	22.2±0.6	0.021±0.003	0.0003±0.0003

Tableau 6.8 – Efficacité de reconstruction pour le signal Higgs pour $m_H = 130$ GeV si l'on relâche les coupures en p_T : 2 électrons avec $p_T > 5$ GeV, 1 avec $p_T > 10$ GeV et 1 avec $p_T > 15$ GeV

6.4.2 Alléger les coupures d'identification

Pour optimiser les efficacités de reconstruction, on peut aussi relâcher les coupures d'identification à loose au lieu de medium. Les résultats sont donnés par le tableau 6.9. On observe une amélioration de 50.3% d'efficacité pour le signal à 130 GeV, un doublement du bruit de fond irréductible, et une légère augmentation du bruit de fond $Zb\bar{b}$.

Efficacité de sélection (%)	analyse reco améliorée H130	électrons loose		
		H130	ZZ4l	Zbb
4e loose dans $ \eta < 2.5$	79.3±0.7	79.3±0.7	6.00±0.06	1.21±0.02
Sélection des électrons 4loose	63.3±0.7	63.3±0.7	4.53±0.05	0.10±0.06
m_Z, m_{Z^*}	25.3±0.6	41.3±0.6	3.56±0.04	0.0017±0.0002
$m_{4e} - 130 < 4.4$ GeV (2σ)	19.5±0.5	29.3±0.6	0.043±0.005	0.0002±0.0008

Tableau 6.9 – Efficacité de reconstruction pour le signal Higgs pour $m_H = 130$ GeV si l'on relâche les coupures d'identification de medium à loose (CSC)

Dans cette partie, le bruit de fond $Z \rightarrow ee + QQ$ où Q sont des quarks n'a pas été étudié car il n'était pas encore pris en compte dans les analyses. Sa contribution au bruit de fond dépend principalement de la qualité de l'identification et son importance avait été négligée.

6.5 Prévisions à 7 TeV et $1fb^{-1}$ (2010-2011)

Au redémarrage du LHC en 2009, il a été décidé que la machine fonctionnerait pendant deux années pour produire des collisions à 7 TeV dans le centre de masse, avec la luminosité la plus élevée possible, afin de ne pas avoir de problèmes avec les inter-connexions avant l'arrêt pour réparations. Le but est d'obtenir $1 fb^{-1}$ de données au cours de ces deux années de fonctionnement. Il a fallu ré-évaluer les prédictions des analyses Monte-Carlo à 7 TeV au lieu de 14 TeV. En même temps, les optimisations de l'identification des électrons ont été implémentées à ce moment dans le programme egamma.

Dans cette partie, l'impact de ces optimisations sur les efficacités de sélection des évènements Higgs en quatre électrons va être donné. Ensuite, une étude va être présentée sur la mesure du bruit de fond issu des évènements $Z \rightarrow ee$ inclusifs.

6.5.1 Sélection des évènements à 7 TeV

La sélection des évènements utilisée ici est différente de la précédente [52]. La logique globale est similaire, mais réagencée :

- **1. Présélection** : on sélectionne quatre électrons medium de $p_T > 7$ GeV et $|\eta| < 2.5$;
- **2. Cinématique** : on sélectionne des paires d'électrons de charges opposées. Parmi ces paires, on sélectionne une première qui forme la masse invariante la plus proche de la masse tabulée du boson vecteur Z dans une fenêtre donnée. La deuxième paire est celle qui forme la masse invariante la plus grande supérieure à un seuil donné pour $m_H < 200$ GeV, ou la plus proche du Z si $m_H > 200$ GeV. Les fenêtres de masse varient en fonction de la masse du boson de Higgs que l'on cherche à reconstruire et elles sont données tableau 6.1 ;
- **3. Isolation calorimétrique** : on requiert, pour chaque électron, que la fraction de la somme de l'énergie transverse contenue dans un cône $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\varphi^2} = 0.3$ sur l'énergie transverse de l'électron soit inférieure à 30% ;
- **4. Isolation des traces** : on requiert que la somme des impulsions transverses des traces contenues dans un cône $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\varphi^2} = 0.2$ sur l'impulsion transverse de la trace de l'électron soit inférieure à 15% ;
- **5. Coupure sur le paramètre d'impact** : la signification du paramètre d'impact $d_0/\sigma(d_0) < 6$;
- **6. Masse invariante des 4 électrons** : une coupure sur la masse invariante des quatre électrons est appliquée. Elle dépend de la masse du boson de Higgs recherché et est donnée tableau 6.1.

Les valeurs des efficacités sont données tableau 6.10

On observe globalement une augmentation de l'efficacité avec la masse, ce qui est dû au fait que les électrons du second Z (virtuel éventuellement) ont des p_T de plus en plus grands. A 300 GeV, on observe une baisse de l'efficacité pour l'étape de reconstruction des masses invariantes des Z, car la coupure sur la masse invariante du second Z devient plus stricte. Cette coupure plus stricte est motivée par le fait qu'il est sur sa couche de masse pour ces énergies.

6.5.2 Peut-on détecter un signal de $H \rightarrow ZZ^{(*)}$ avec $1 fb^{-1}$ 7TeV ?

A une énergie de 7 TeV dans le centre de masse et avec une luminosité de $1 fb^{-1}$ il ne sera pas possible de détecter ce mode final. Le tableau 6.11 [40] donne le nombre d'évènements de signal et de bruit attendus à 7 TeV pour cette luminosité intégrée, pour

Efficacité (%)				
m_H (GeV)	Présélection	Cinématique	Isolation Calo.	Isolation traces
120	29.9±0.6	16.7±0.6	12.8±0.5	12.0±0.5
130	34.7±0.6	22.5±0.6	18.1±0.6	17.1±0.6
140	38.9±0.6	26.9±0.6	22.3±0.6	21.2±0.6
150	40.1±0.7	28.3±0.6	24.2±0.6	23.0±0.6
165	43.8±0.7	35.2±0.6	30.7±0.6	29.4±0.6
180	46.6±0.7	41.5±0.7	35.7±0.6	33.9±0.6
200	47.1±0.7	42.1±0.7	37.0±0.6	35.6±0.6
300	52.8±0.7	40.6±0.7	39.6±0.7	38.5±0.6
400	57.9±0.7	45.1±0.7	44.3±0.7	43.6±0.7
500	62.9±0.7	48.6±0.7	47.5±0.7	46.8±0.7
600	63.7±0.7	50.2±0.7	40.0±0.7	48.4±0.7

Tableau 6.10 – *Efficacité de reconstruction des évènements de signal Higgs pour les différentes étapes de sélection et différentes masses possibles de 120 à 600 GeV*

les canaux de désintégration en muons ou en électrons, ou croisés ($2e2\mu$). Un quart de ces évènements sont des désintégrations en 4 électrons. On constate (figure 6.12 [52]) que pour les canaux muonique et électronique confondus à 1 fb^{-1} aucune limite d'exclusion n'est possible.

m_H (GeV)	Nombre d'ev. de signal à 1 fb^{-1}	Nombre d'ev. de bruit à 1 fb^{-1}
130	0.453	0.109
150	1.063	0.102
170	0.290	0.186
200	3.211	1.496
300	1.798	0.726
400	1.524	0.513

Tableau 6.11 – *Nombre d'évènements de signal et de bruit de fond attendus à 1 fb^{-1} à 7 TeV pour différentes masses possibles du boson de Higgs [40] dans ses modes de désintégration en 4 leptons (μ ou e)*

L'enjeu majeur pour les deux années à suivre sera l'estimation des différents bruits de fond et la bonne maîtrise de l'identification des électrons et de leurs bruits de fond. La normalisation du bruit de fond ZZ sera estimée par extrapolation de la mesure de $Z \rightarrow ee$. Une mesure du bruit de fond $Z \rightarrow ee$ inclusif, avec production de quarks lourds sera aussi possible. Ces deux bruits de fond reposent alors sur l'étude de l'échantillon Z inclusif.

6.5.3 Mesure du bruit de fond Z+X

La production de bosons vecteurs Z inclusifs se désintégrant en paire d'électrons est une source de bruit de fond de deux natures. Premièrement, des quarks légers peuvent

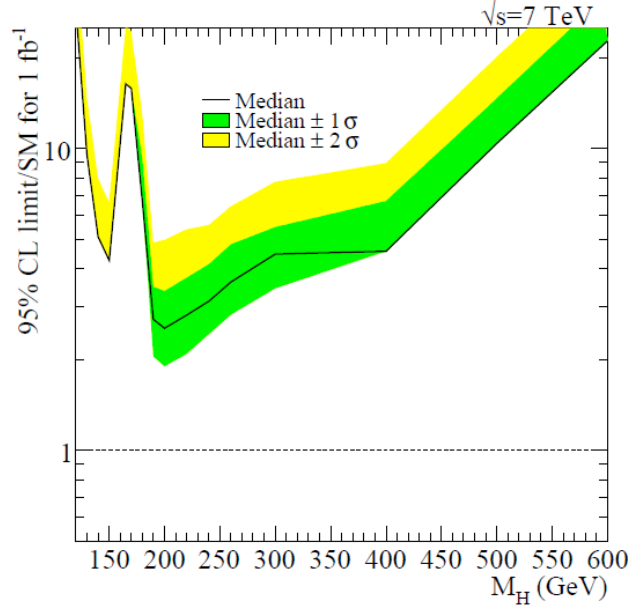


Figure 6.12 – Sensibilité attendue au boson de Higgs à 7 TeV et 1 fb^{-1} pour le mode de désintégration $H \rightarrow 4l$, $l = \mu, e$ [52]

être produits en association et simuler des signaux électrons. Le rejet de ces évènements dépend de la capacité à séparer les hadrons des candidats électrons. La deuxième source de bruits est la production de quarks lourds, b et c , se désintégrant semi-leptoniquement et produisant des électrons non-isolés. C’est un bruit de fond plus dangereux car les deux électrons sont réels.

Ces bruits sont d’autant plus dangereux pour des masses du boson de Higgs inférieures à 200 GeV, où l’un des deux Z est virtuel et ne présente pas de résonance dans sa distribution de masse invariante. Les candidats électrons produits par les quarks, par désintégration ou dans un jet, ne donneront pas lieu à une résonance dans leur distribution de masse invariante par évènement.

Cette étude se situe dans le prolongement de l’étude [53].

6.5.3.1 Prévisions des Monte-Carlo Pythia et MC@NLO : Systématiques associées

Deux générateurs Monte-Carlo ont été utilisés pour étudier les bruits de fond $Z \rightarrow ee+qq$ ou QQ : Pythia et MC@NLO, dans le but de comparer les résultats. MC@NLO diffère de Pythia par l’introduction, entre autre, des diagrammes Next-to-Leading-Order. La sélection appliquée est la suivante :

- les candidats électrons sont sélectionnés avec $p_T > 7 \text{ TeV}$ et $|\eta| < 2.5$;
- on applique la sélection de base pour reconstruire les $Z \rightarrow ee$: on demande 2 électrons medium, de charges opposées et ayant une masse invariante dans l’intervalle $m_Z \pm 15 \text{ GeV}$;

- on recherche deux autres candidats électrons dans le meme événement. S'ils existent, on calcule leur masse invariante sans appliquer de coupure de qualité. On supprime les paires où les deux électrons sont proches dans l'espace avec $\Delta R < 0.1$.

On classe ensuite les candidats électrons supplémentaires suivant leur origine :

- q si ils proviennent d'un méson ou d'un hadron formé de quarks légers u,d,s ;
- Q si ils proviennent d'un méson ou d'un baryon formé de quarks lourds

	PYTHIA	MC@NLO
Generated event (2e within $ \eta < 2.5$)	3 282301	3840308
q $\rightarrow$ e	565419	461 350
q $\rightarrow$ e loose	43379 (7.6%)	39739 (8.6%)
Q $\rightarrow$ e	3863	2105
Q $\rightarrow$ e loose	1580 (41%)	704 (33%)

Tableau 6.12 – Comparaison entre Pythia and MC@NLO pour les échantillons $Z \rightarrow ee$ inclusifs. Plus de quarks légers et lourds sont reconstruits comme électrons dans Pythia que dans MC@NLO. Les quarks légers sont mieux rejetés par loose dans MC@NLO à l'inverse des quarks lourds.

Le tableau 6.12 donne les comparaisons entre les deux Monte-Carlo. On observe que plus de quarks légers et lourds simulants des électrons sont produits dans Pythia. La réjection des faux électrons venant de quarks légers est meilleure dans Pythia, par contre elle est moins bonne dans le cas des quarks lourds. On constate aussi que le rapport q/Q est plus grand dans MC@NLO (219 pour 146) que dans Pythia.

Quarks légers Pour les quarks légers, les hadrons reconstruits comme électrons ont des p_T mesurés légèrement plus grands pour MC@NLO que pour Pythia, et sont moins centraux (figure 6.13). En observant les distributions des variables loose (figure 6.14), on constate que les hadrons de MC@NLO ont un comportement ressemblant a celui des électrons : R_{had} est plus centré sur 0, R_η plus proche de 1 avec moins de queues. Pour $weta2$, les différences sont moins importantes entre les deux simulations. Les coupures les plus discriminantes pour ces hadrons sont celles sur le leakage hadronique qui suppriment 80% des hadrons, et celle sur R_η qui supprime 50% de ce qui reste. On s'aperçoit que R_{had} devient de plus en plus discriminant à mesure que p_T augmente car le bruit électronique devient moins important.

On retrouve ces différences sur les figures 6.17 et 6.18 indiquant que la réjection de hadrons est moins bonne dans MC@NLO que dans Pythia.

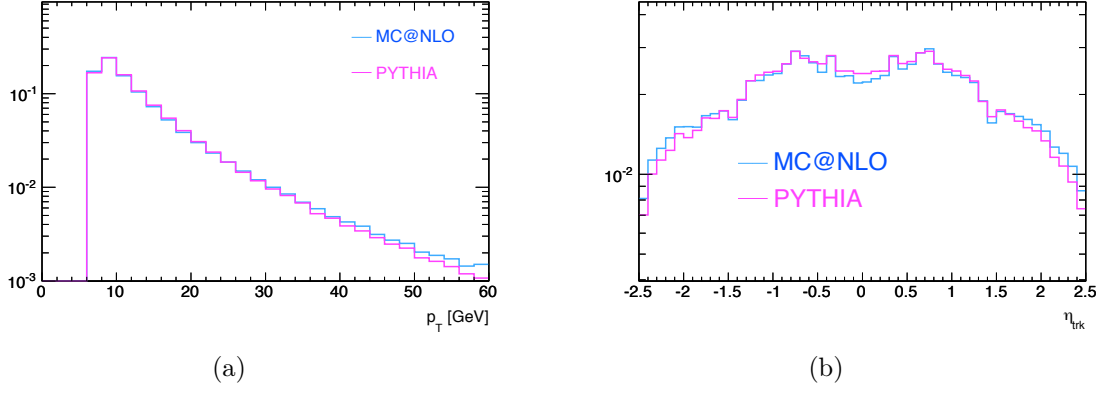


Figure 6.13 – Distribution de p_T (a) et η (b) pour les quarks légers de Pythia (rose) et MC@NLO (bleu)

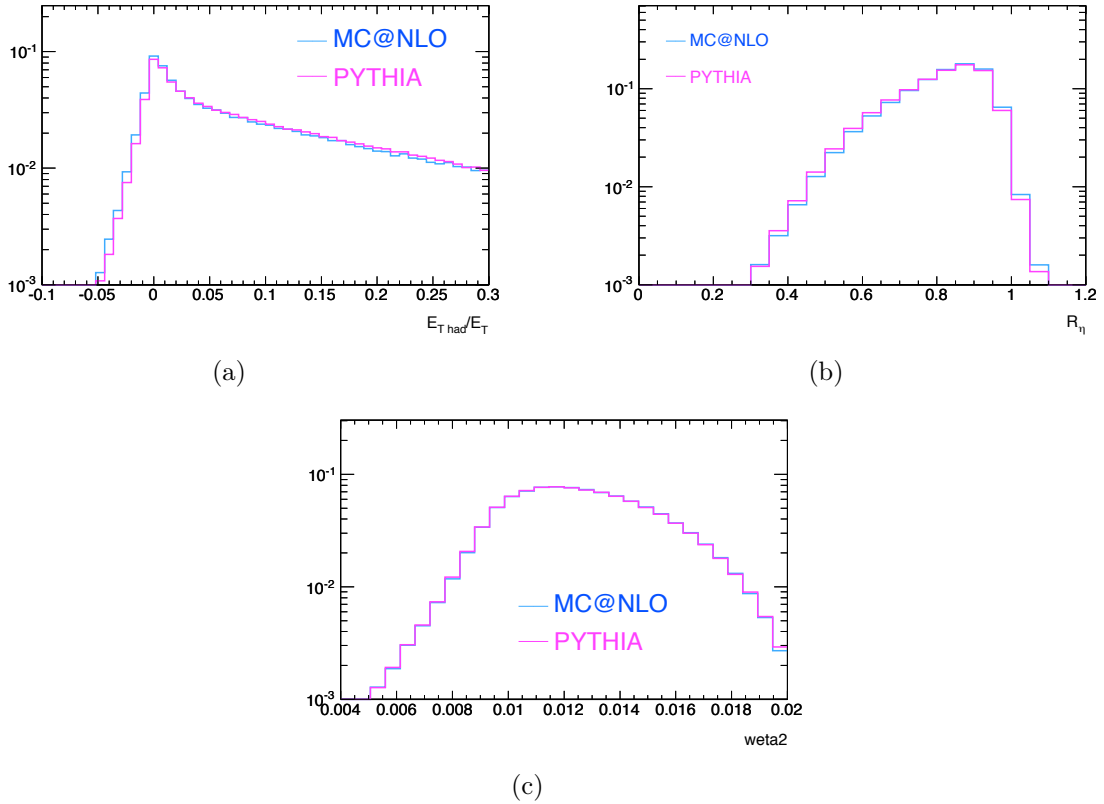


Figure 6.14 – Distribution des variables loose R_{had} (a) et R_η (b) et $weta2$ (c) pour les quarks légers de Pythia (rose) et MC@NLO (bleu)

Quarks lourds Pour les quarks lourds, les distributions ressemblent plus à des électrons isolés, car ce sont en fait des électrons issus de la désintégration semi-leptonique des quarks b et c. En revanche, ils sont moins isolés. Globalement, plus de quarks lourds sont générés avec Pythia et à plus grand p_T . La statistique est cependant très faible avec seulement quelques milliers de candidats en tout. Leurs distributions en η semblent comparables. Au niveau des critères loose, les candidats électrons produits dans l'acceptance par Pythia ont un comportement ressemblant plus à des électrons isolés que ceux produits par MC@NLO

quand on regarde les distributions des variables loose figure (6.16). La réjection de ces candidats est par conséquent meilleure dans MC@NLO que dans Pythia (figure 6.17 et 6.18).

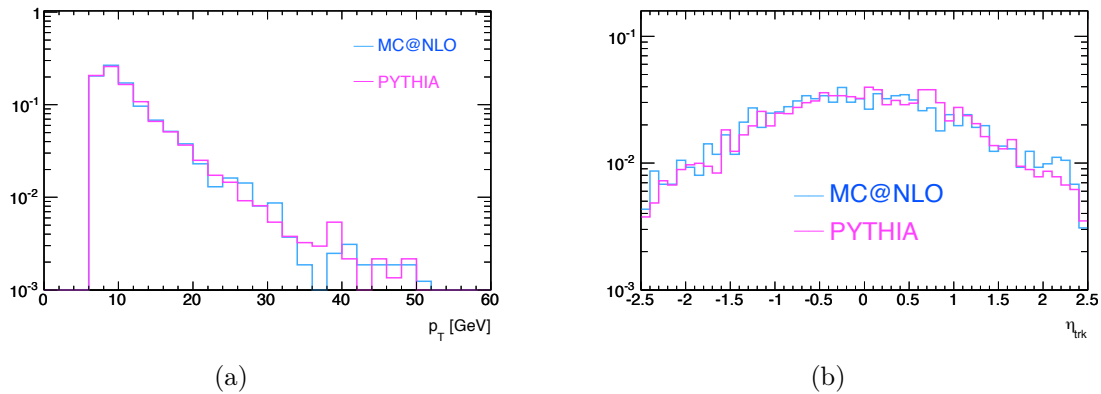


Figure 6.15 – Distribution de p_T (a) et η (b) pour les quarks lourds de Pythia (rose) et MC@NLO (bleu)

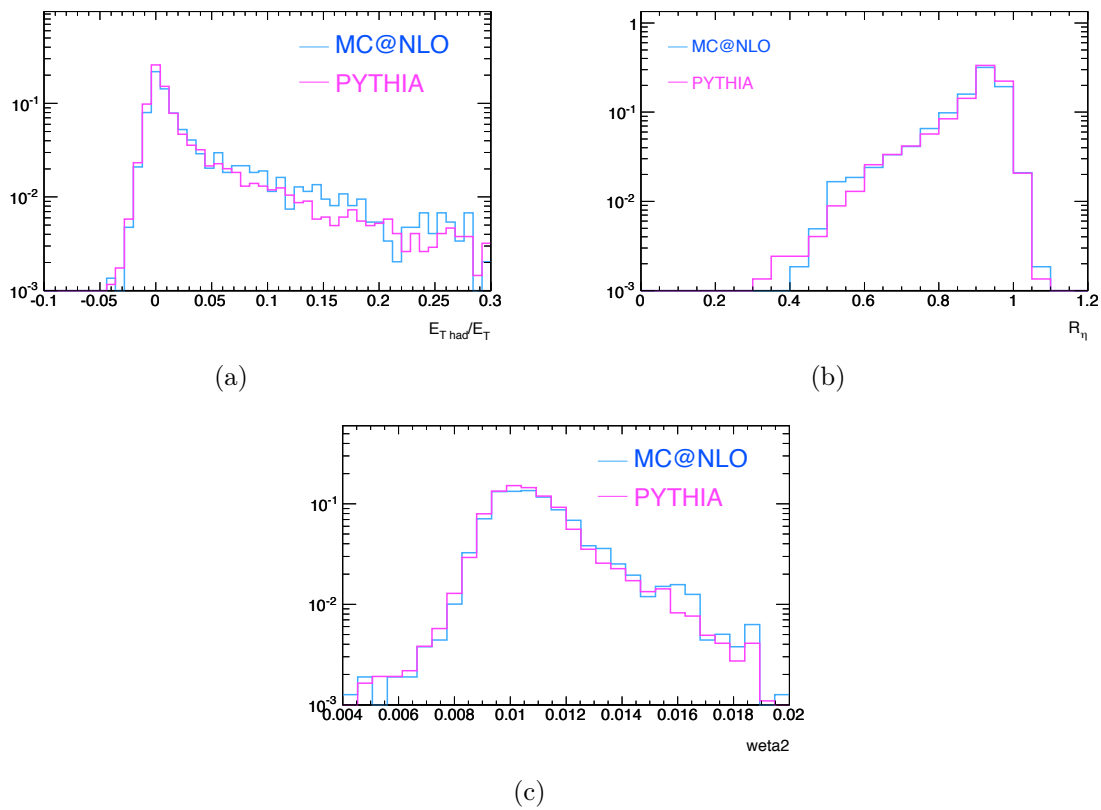


Figure 6.16 – Distribution des variables loose R_{had} (a) et R_η (b) et $weta2$ (c) pour les quarks légers de Pythia (rose) et MC@NLO (bleu)

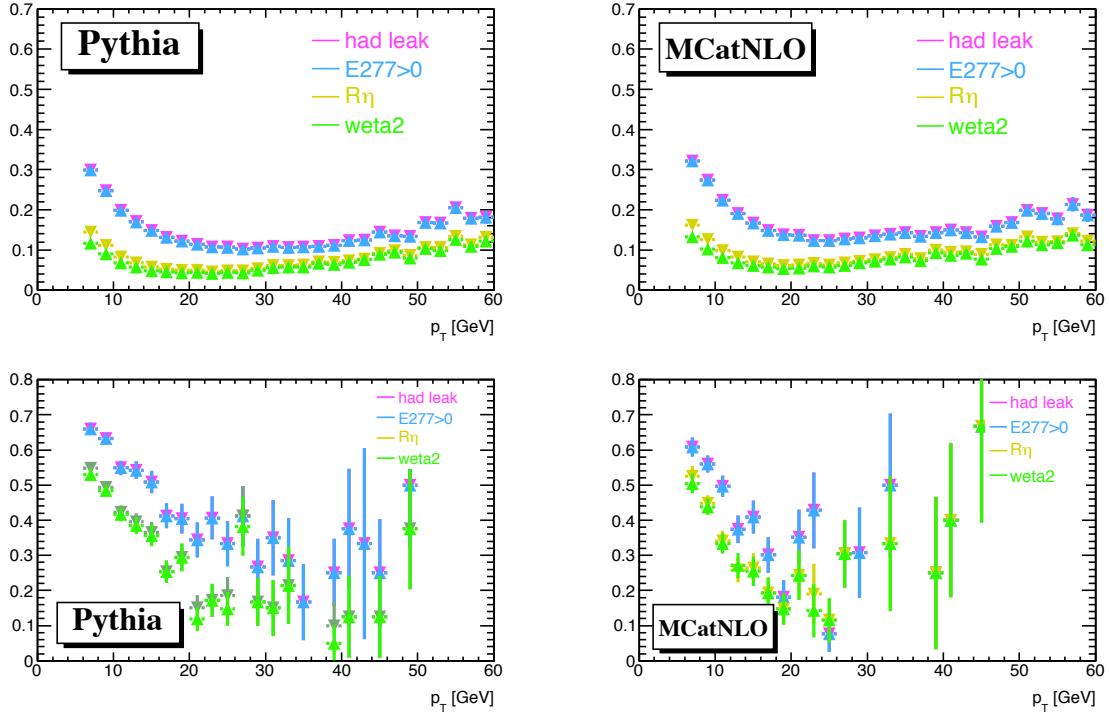


Figure 6.17 – Taux de hadrons sélectionnés comme électrons après chaque coupure loose en fonction de p_T pour Pythia (gauche) et MC@NLO (droite), pour les quarks légers en haut et les quarks lourds en bas

Retour aux évènements $Z \rightarrow ee + X$. Pour ce qui est des évènements $Z \rightarrow ee + X$, on constate (tableau 6.13) que plus de Z sont reconstruits dans Pythia que dans MC@NLO (24.7% pour 21.9%). Les figures 6.19 et 6.20 donnent les distributions en p_T et η des électrons générés issus de la désintégration des bosons Z . On s’aperçoit que pour Pythia, les électrons générés sont plus centraux avec une gamme de p_T globalement plus étendue que pour MC@NLO. A la reconstruction on voit que plus d’électrons de bas p_T sont reconstruits dans Pythia que dans MC@NLO.

	PYTHIA	MC@NLO
$Z \rightarrow ee$ reconstruits tels que étape 2 de la sélection	810538 (24.7%)	842638 (21.9%)
$Z \rightarrow ee + qq$	2598	1417
$Z \rightarrow ee + qq(\text{loose})$	13 (0.5%)	5 (0.4%)
$Z \rightarrow ee + QQ$	5	2
$Z \rightarrow ee + QQ(\text{loose})$	2	0

Tableau 6.13 – Comparaison entre Pythia and MC@NLO pour les échantillons $Z \rightarrow ee$ inclusifs. Plus d’évènements $Z \rightarrow ee$ sont reconstruits dans Pythia, avec plus de paires faux électrons supplémentaires. Les coupures loose permettent de réduire de deux ordres de grandeur ce type d’évènements

Au niveau du container, le fond $Z \rightarrow ee + qq$ est 500 fois plus important que le fond $Z \rightarrow ee + QQ$ dans Pythia, et 700 fois pour MC@NLO, Après application des coupures

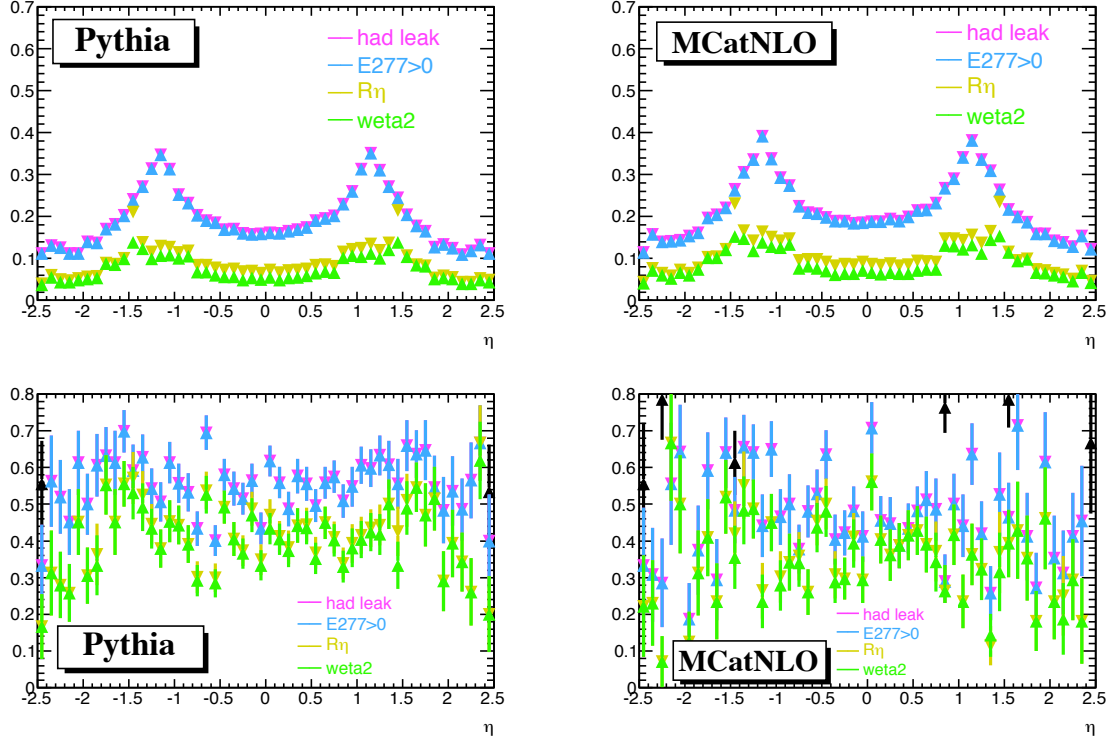


Figure 6.18 – Taux de hadrons sélectionnés comme électrons après chaque coupure loose en fonction de η pour Pythia (gauche) et MC@NLO (droite), pour les quarks légers en haut et les quarks lourds en bas

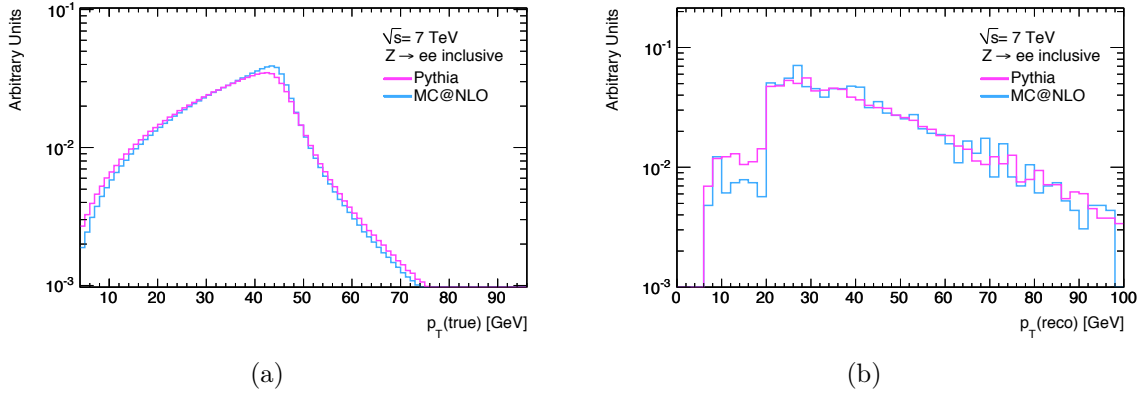


Figure 6.19 – Distribution de p_T pour les électrons isolés issus de la désintégration des Z au niveau générateur (a) et reconstruit (b) pour Pythia (rose) et MC@NLO (bleu)

loose, le fond $Z \rightarrow ee + QQ$ reste moins important mais les deux sont alors d'un ordre de grandeur comparable. Appliquer les coupures medium fait disparaître tout le fond.

Les figures 6.21 donnent les distributions de masse invariante pour les deux candidats électrons supplémentaires pour leurs différentes provenances au niveau du conteneur. On constate que les paires reconstruites dans MC@NLO forment des masses plus petites que dans Pythia (figure 6.22).

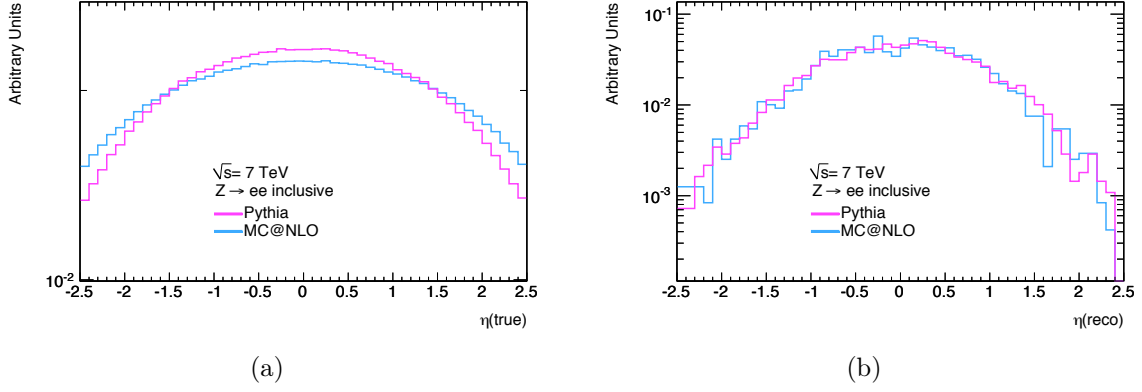


Figure 6.20 – Distribution de η pour les électrons isolés issus de la désintégration des Z au niveau générateur (a) et reconstruit (b) pour Pythia (rose) et MC@NLO (bleu)

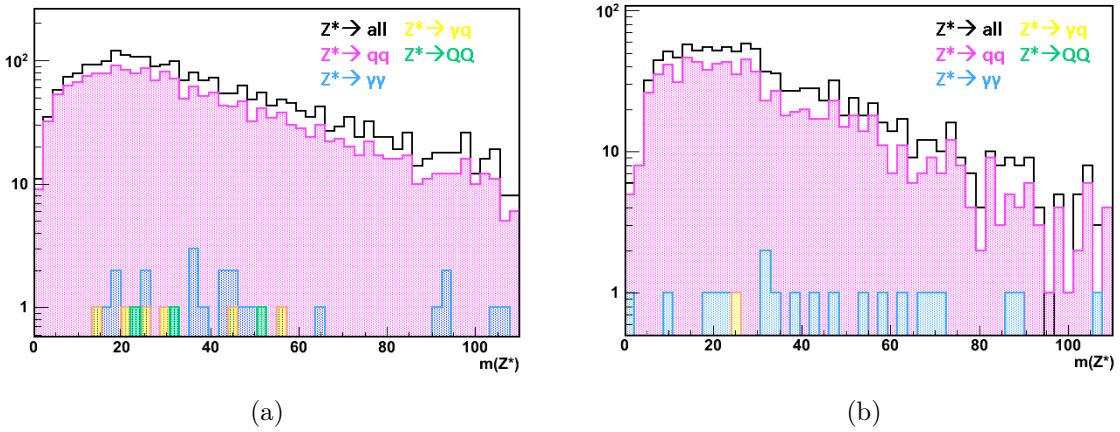


Figure 6.21 – Distributions de masse invariante pour les deux électrons supplémentaires reconstruits de différentes origines dans les événements Z inclusifs simulés pour Pythia (a) et MC@NLO (b)

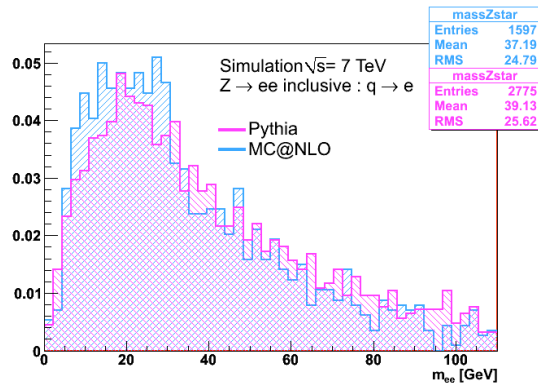


Figure 6.22 – Distributions de masse invariante pour les deux électrons supplémentaires reconstruits dans les événements Z inclusifs simulés pour Pythia (rose) et MC@NLO (bleu)

Les figures 6.23 à 6.24 donnent les distributions de p_T , η et des variables loose pour les électrons sélectionnés pour former la deuxième paire (pour le Z^*), pour les différents

types de bruit possibles et pour les électrons issus du Z réel. Bien que les bruits issus de la production de photons convertis ne soient pas l'objet de cette étude, on constate qu'ils peuvent constituer une source de bruit de fond importante et qu'il faudrait étudier à l'avenir.

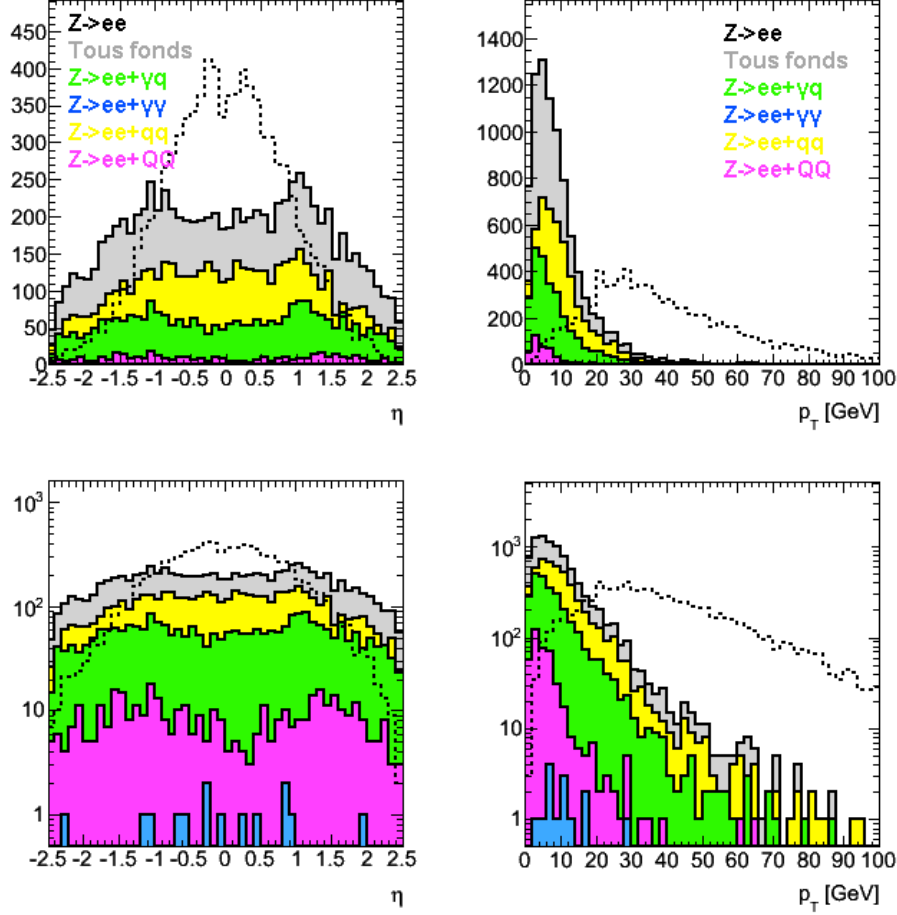


Figure 6.23 – Distribution de p_T et η pour les différents types d'électrons sélectionnés par la reconstruction des événements $Z \rightarrow ee + xx$, avec $x = \gamma, q$ et Q . En haut les distributions sont données en échelle linéaire et en bas en échelle logarithmique.

6.5.3.2 Comparaison avec les données

Les données actuelles peuvent permettre d'établir des comparaisons préliminaires sur les formes des distributions, notamment pour la variable R_η particulièrement discriminante. De plus cette variable offre une très bonne séparation entre électrons de signal et de fond (figure 6.24) et sera utilisée pour sélectionner des événements de bruit de fond, afin de l'estimer et le maîtriser le mieux possible. La figure 6.25 donne la distribution de cette variable pour les hadrons de Pythia, pour des échantillons de biais minimum (Monte-Carlo associé aux données collectées jusqu'ici) et pour les données pour deux intervalles de p_T . Dans le tonneau l'accord est bon entre les données et le biais minimum mais il y a des différences avec les hadrons des événements $Z \rightarrow ee + X$. Dans les bouchons, les

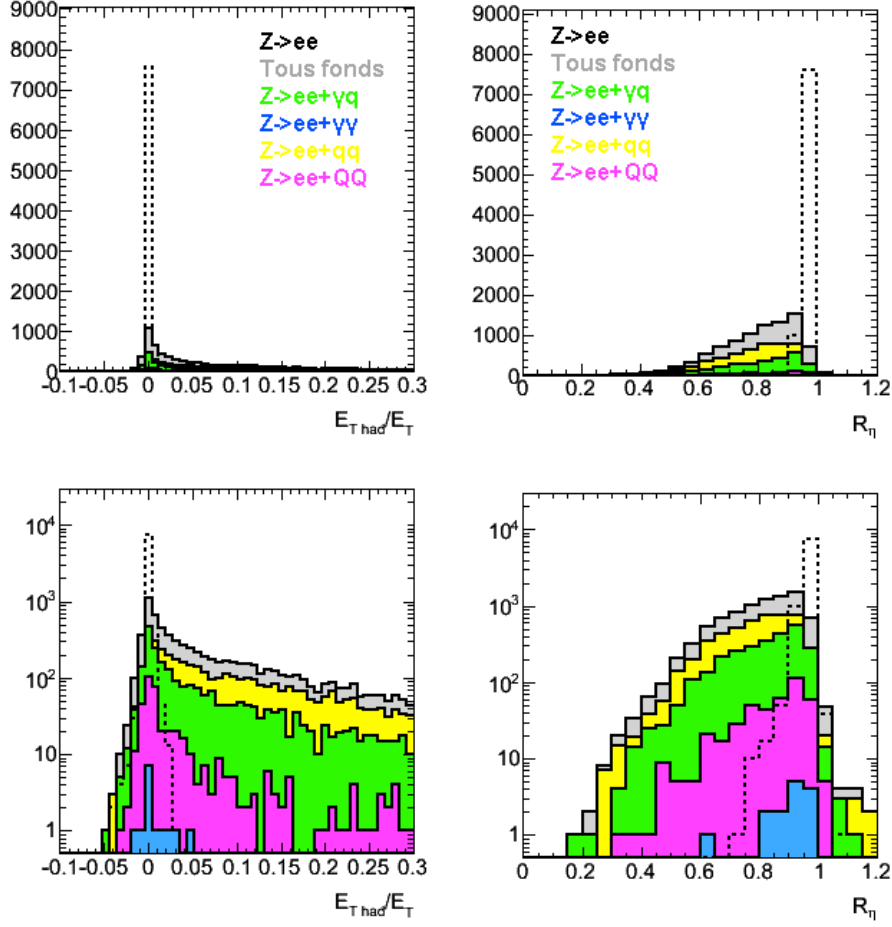


Figure 6.24 – *Distribution de R_{had} et R_{η} pour les différents types d'électrons sélectionnés par la reconstruction des événements $Z \rightarrow ee + xx$, avec $x = \gamma, q$ et Q . En haut les distributions sont données en échelle linéaire et en bas en échelle logarithmique.*

hadrons du biais minimum ressemblent plus à ceux de $Z \rightarrow ee + X$ mais les deux sont en désaccord avec les données. Les hadrons n'ont pas la même origine dans les deux cas et leurs cinématiques sont différentes, ce qui explique les différences entre les deux types d'événements.

6.5.4 $Z+X$ avec les premières données : Bilan avec 3.1 pb^{-1}

A titre d'exemple, nous présentons ici quelques résultats sur la statistique actuelle d'événements Z détectés, en regardant ceux qui sont accompagnés de clusters électromagnétiques.

L'analyse porte sur 3.1 pb^{-1} . Un filtre spécial sélectionne des événements avec au moins deux candidats électrons de moment transverse supérieur à 10 GeV, parmi lesquels au moins un est de moment transverse supérieur à 17 GeV. On requiert deux électrons $author=1$ ou $author=3$, bien séparés dans l'espace, ne provenant pas d'une conversion, satisfaisant les critères medium et ayant des charges opposées. On forme la masse invariante M_{ee} . Un candidat Z est déclaré si $M_{ee} > 70 \text{ GeV}$. On exclut les dépôts EM incidents aux

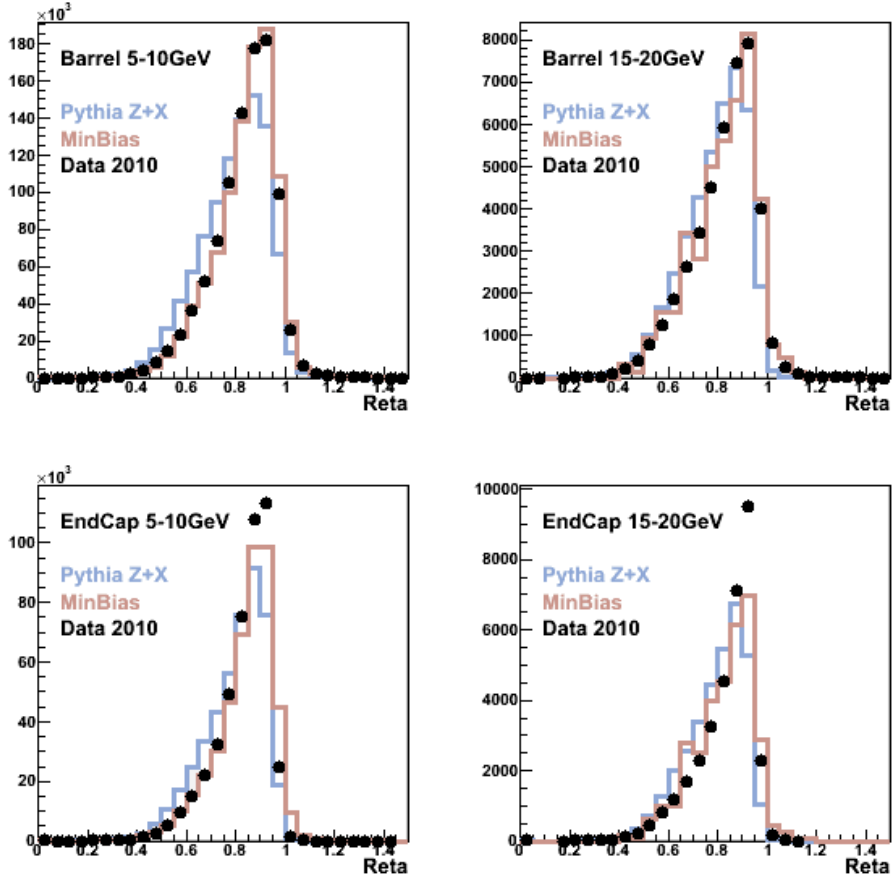


Figure 6.25 – Distribution R_{eta} pour le tonneau (haut) et les bouchons (bas) pour différentes gammes de p_T (droite et gauche), pour les données 2010, les hadrons de Pythia $Z \rightarrow ee + X$, et les hadrons de simulation d'évènements de biais minimum

endroits ou des OTX¹ défectueux sont détectés. Dans les événements ayant un candidat Z, on recherche des clusters électromagnétiques supplémentaires ayant un moment transverse supérieur à 5 GeV. Avec ces conditions, on obtient un échantillon de 580 candidats Z dont 74 sont accompagnés d'un candidat électron (dont 6 loose et 2 medium) (tableau 6.14), 15 sont accompagnés de deux candidats électrons et 8 de trois candidats électrons. La figure 6.26 donne la masse invariante e^+e^- pour les événements ainsi reconstruits. .

Données 3.1 pb^{-1}	conteneur	loose	medium
$Z \rightarrow ee$ reconstruits ($m_{ee} > 70 \text{ GeV}$)	580		
1 électron additionnel	74	6	2
2 électrons additionnels	15	0	0
3 électrons additionnels	8	0	0

Tableau 6.14 – Caractéristiques des événements Z reconstruits avec 3.1 pb^{-1} de données à 7 TeV

1. OTX : Optical Transmission , fibres optiques servant à la transmission des signaux des FEB

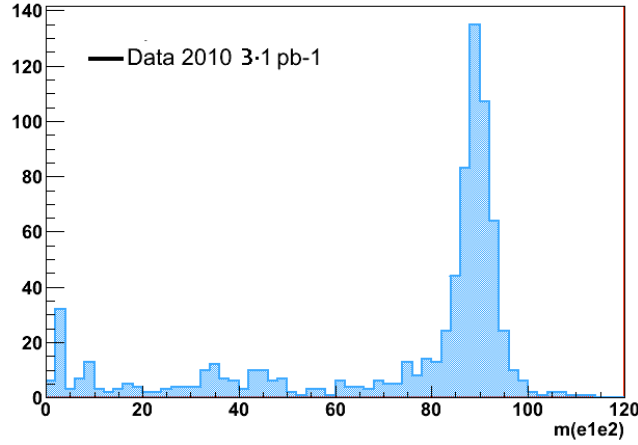


Figure 6.26 – Masse invariante des deux électrons medium pour les candidats évènements Z reconstruits avec les données à 7 TeV, avec une luminosité intégrée de 3.1 pb^{-1} . Au delà de 70 GeV, 580 évènements Z sont reconstruits.

Les figures 6.27 à 6.29 donnent les distributions pour les variables discriminantes R_η , w_{tot} et $\Delta E/\Sigma E$ des électrons issus de la désintégration du boson Z et pour les électrons supplémentaires, dans les simulations Pythia et MC@NLO, et dans les données. Outre les différences entre les deux générateurs Monte-Carlo, on observe une différence avec les données pour R_η et w_{tot} , différences observées aussi dans les évènements de biais minimum (chapitre 5) et les électrons de W et de J/Ψ . En particulier, la fraction d'énergie déposée dans le coeur de la gerbe (R_η) dans le compartiment milieu est plus petite que les prédictions Mont-Carlo.

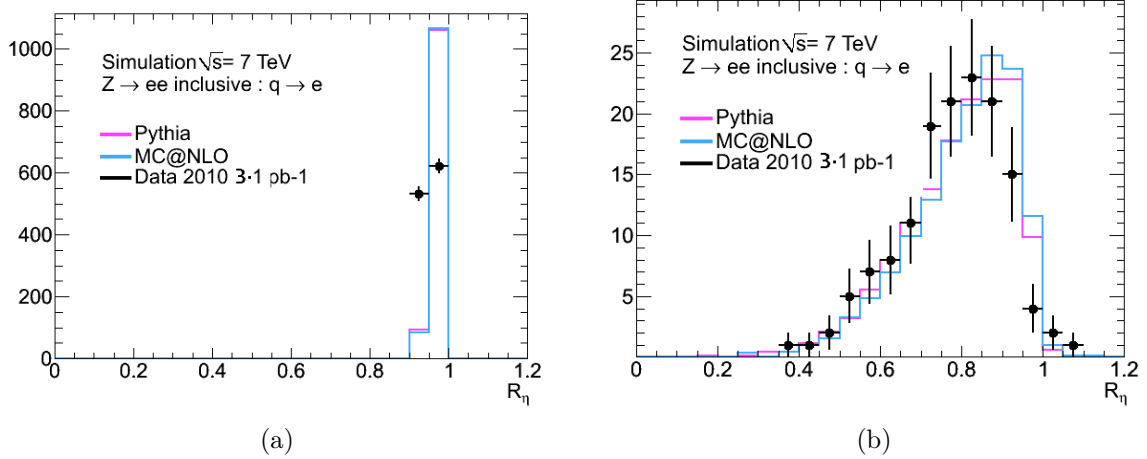


Figure 6.27 – Distributions R_η pour les électrons medium identifiés comme provenant de la désintégration d'un Z (a) et pour les électrons supplémentaires détectés (b), dans les simulations Pythia, MC@NLO et dans les données à 7 TeV (3.1 pb^{-1})

De même, la largeur totale de la gerbe dans le compartiment avant est plus grande dans les données que dans les simulations.

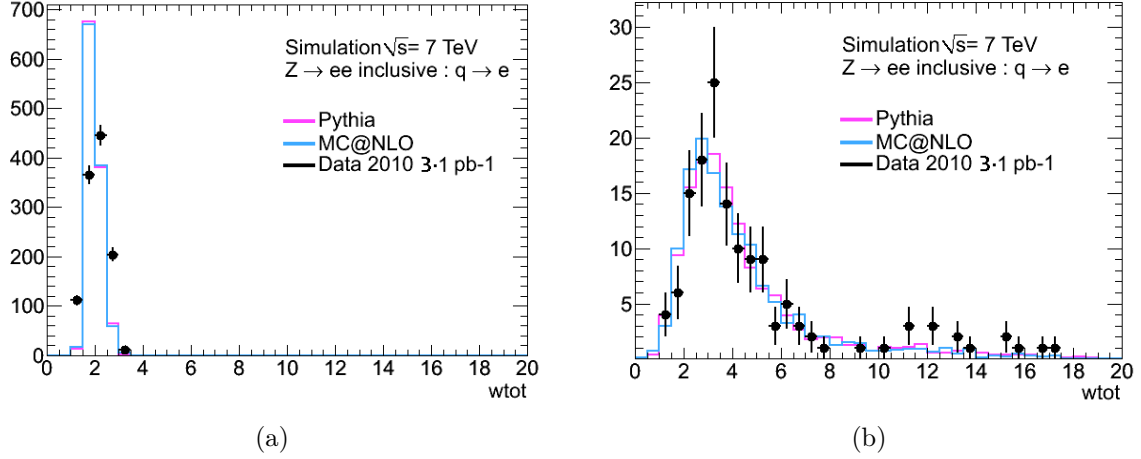


Figure 6.28 – Distributions w_{tot} pour les électrons *medium* identifiés comme provenant de la désintégration d'un Z (a) et pour les électrons supplémentaires détectés (b), dans les simulations *Pythia*, *MC@NLO* et dans les données à 7 TeV (3.1 pb^{-1})

Pour $\Delta E/\Sigma E$, l'accord est assez bon. On observe toutefois un léger décalage de la distribution vers les petites valeurs pour les électrons issus de la désintégration du Z.

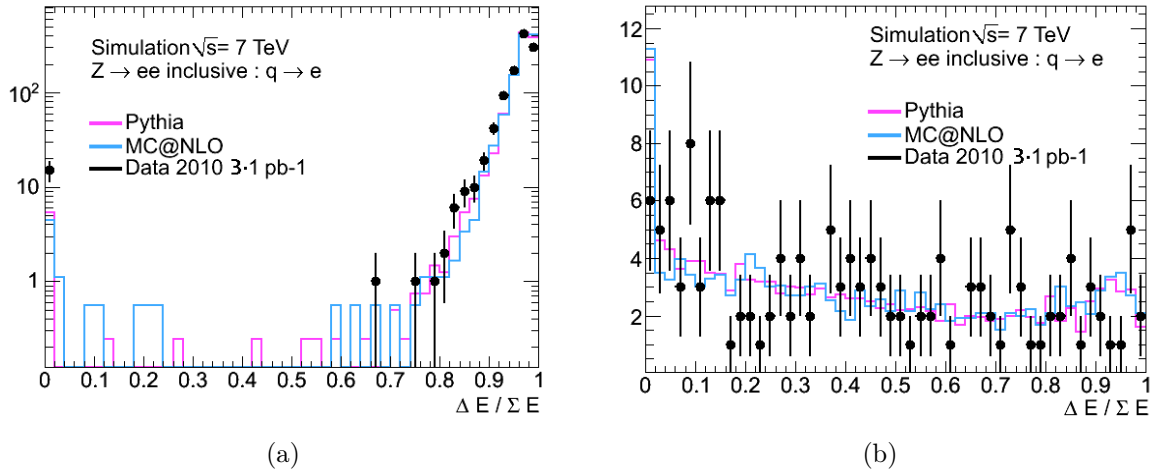
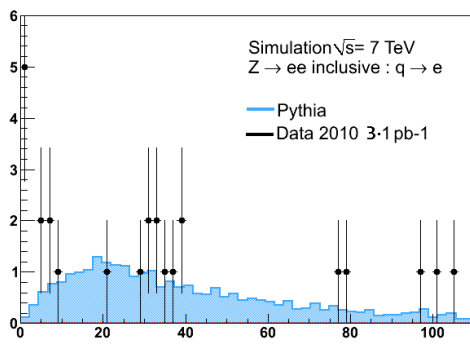


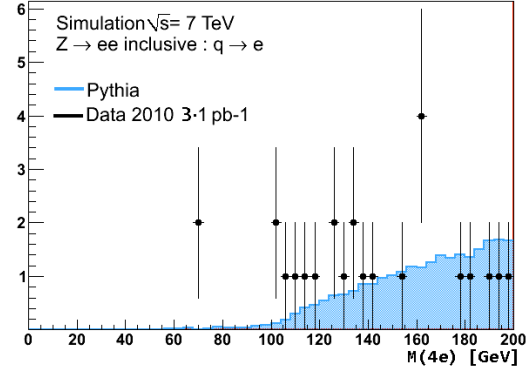
Figure 6.29 – Distributions $\Delta E/\Sigma E$ pour les électrons *medium* identifiés comme provenant de la désintégration d'un Z (a) et pour les électrons supplémentaires détectés (b), dans les simulations *Pythia*, *MC@NLO* et dans les données à 7 TeV (3.1 pb^{-1})

Les premiers évènements avec plus de deux candidats électrons supplémentaires inaugurent les analyses de bruit de fond au boson de Higgs. La figure 6.30 (a) donne la masse invariante pour les paires d'électrons supplémentaires. Dans le cas où on a plusieurs combinaisons possibles, on sélectionne la paire qui forme la masse invariante la plus élevée. La figure 6.30 (b) donne la distribution de masse invariante pour les quatre électrons. La statistique est trop faible pour pouvoir conclure.

Dans les deux années à venir de fonctionnement du LHC à 7 TeV, l'enjeu pour le canal de désintégration du boson de Higgs en quatre électrons sera l'estimation la plus



(a)



(b)

Figure 6.30 – Distributions de masse invariante pour les deux candidats électrons supplémentaires (a) et pour les quatre électrons sélectionnés (b) dans les événements $Z \rightarrow ee$ inclusifs, pour les collisions à 7 TeV (3.1 pb^{-1}), comparées aux prédictions de Pythia

fine possible des différents bruits de fond. Aucun signal ne sera détectable dans cette période.

Pour le bruit de fond $Z \rightarrow ee + X$ où X sont des paires de candidats électrons issus de jets ou de désintégration de quarks lourds, on a observé des différences entre les prédictions théoriques de deux Monte-Carlo : Pythia et MC@NLO. Pour l'instant le nombre d'événements $Z \rightarrow ee$ collectés dans les données est trop petit pour faire une comparaison dans les mêmes conditions entre les données et les simulations, et pouvoir discriminer entre elles pour connaître celle qui donne les prédictions les plus justes. Il faudra donc réaliser cette étude avec une statistique plus grande afin de pouvoir estimer ce bruit de fond le plus exactement et le contrôler.

La première étape nécessaire consiste à comprendre les décalages des variables décrivant l'extension latérale des gerbes pour les électrons. Cela nécessite une plus grande statistique et aussi des études des Monte-Carlo pour comprendre ce qui est mal simulé.

6.6 Perspectives à 7 TeV en combinant les canaux $H \rightarrow WW, ZZ, \gamma\gamma$

La combinaison des modes de désintégration du boson de Higgs $H \rightarrow WW, ZZ, \gamma\gamma$ pour des collisions de 7 TeV dans le centre de masse et pour une luminosité intégrée de 1fb^{-1} [56] peut permettre d'étendre la limite d'exclusion du boson de Higgs pour des masses comprises entre 135 et 188 GeV. Cet interval de masse dépend particulièrement du canal en WW . Au dessus de 200 GeV, la limite est essentiellement donnée par le canal en $ZZ^{(*)}$ (figure 6.31). Cette étude ne comprend pas les modes de désintégration en $b\bar{b}$ ou $\tau\tau$, qui pourraient permettre d'améliorer la sensibilité à basse masse. On observe qu'avec une luminosité de 1fb^{-1} , il sera possible d'exclure la région en masse entre 140 et 190 GeV environ.

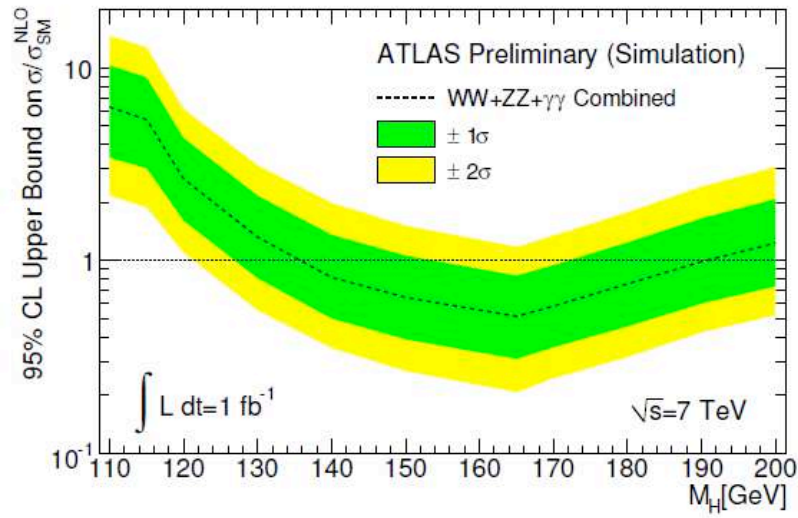


Figure 6.31 – Limites d'exclusion du boson de Higgs attendues à 7 TeV et 1fb^{-1} pour la combinaison des modes de désintégration du boson de Higgs $H \rightarrow WW \rightarrow ll\nu\nu$, $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ et $H \rightarrow \gamma\gamma$ [56]

Conclusion

Le LHC a démarré au printemps 2010 pour produire des collisions à 7 TeV dans le centre de masse, permettant aux expériences comme ATLAS de démarrer leurs programmes de physique. J'ai eu l'opportunité durant cette thèse d'aborder plusieurs aspects du travail dans une collaboration telle que ATLAS. La plus grande partie de ce travail fut effectuée sur des simulations, mais j'ai eu la chance, à la fin, de pouvoir le vérifier avec les premières données acquises.

A la base, mon but était de travailler sur la recherche du boson de Higgs dans le canal de désintégration en quatre électrons, canal très prometteur sur une large région en masse avec son signal clair de quatre électrons isolés. Les critères principaux limitant le potentiel de découverte dans ce canal étant les efficacités de reconstruction et d'identification des électrons, mon travail s'est orienté sur l'étude des électrons. La majeure partie de cette thèse a donc consisté à contribuer à l'amélioration de la reconstruction et de l'identification des électrons, en optimisant ce que était déjà en place, mais aussi en proposant de nouvelles variables moins dépendantes de l'effet bremsstrahlung, qui complique l'identification des électrons. Ce travail fut effectué exclusivement sur des simulations à cause du démarrage tardif du LHC.

Les premières données à 7 TeV sont arrivées au printemps de cette dernière année, et j'ai pu contribuer aux premières comparaisons entre données et simulations Monte-Carlo. Cela a permis de mettre en évidence des effets géométriques dans le calorimètre, et aussi d'alignement entre le calorimètre et le détecteur interne.

J'ai finalement participé à l'élaboration des méthodes d'analyse du bruit de fond $Z \rightarrow ee + X$ au signal $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4e$, dont les prédictions diffèrent selon les simulations et qu'il faudra étudier en détail avec les données. J'ai aussi contribué à l'observation des premiers événements de type $Z \rightarrow ee + X$ dans les données.

Résumé

Cette thèse a pour objet l'étude de la désintégration du boson de Higgs dans le canal en $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4e$ dans le détecteur ATLAS. Cette étude a commencé alors que le LHC n'était pas en fonctionnement et a donc porté principalement sur des simulations. Il est apparu rapidement qu'un des enjeux était les performances de reconstruction et d'identification des électrons.

Ce travail porte donc principalement sur l'étude de la reconstruction des électrons, tout d'abord sur l'évaluation de l'impact de certains effets liés au rayonnement bremsstrahlung, puis sur l'amélioration de la reconstruction, et enfin sur l'optimisation de l'identification. Une optimisation des coupures d'identification des électrons a été effectuée afin de les rendre plus robustes et en harmonie avec le système de déclenchement, en prévision des premières données du LHC à 7 TeV. Cela a permis de gagner en efficacité de reconstruction des électrons tout en maintenant la réjection nécessaire des bruits de fond (hadrons, quarks lourds, photons convertis). En vue d'améliorer la reconstruction et l'identification, de nouvelles variables ont été proposées pour l'association entre trace et dépôt électromagnétique, moins sensibles à l'effet bremsstrahlung et plus discriminantes avec les bruits de fond.

En parallèle, l'impact de ces améliorations sur les performances de l'analyse $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4e$ a été évalué à 40%. Il a été aussi proposé de modifier les coupures de sélection des événements à quatre électrons afin d'optimiser le rapport signal sur bruit.

Enfin, le démarrage du LHC a permis l'étude des premiers électrons issus d'événements de biais minimum, et de désintégrations de bosons Z . La comparaison des variables caractéristiques (forme de gerbe, trace) des électrons a montré des désaccords par rapport aux simulations, et a permis de mettre en évidence des effets de désalignement entre le calorimètre électromagnétique et le détecteur interne de traces. Dans le même temps, l'accumulation de données a permis l'observation des premiers événements $Z \rightarrow ee$ accompagnés d'électrons supplémentaires, ce qui inaugure les analyses des bruits de fond au signal $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4e$.

Abstract

This thesis aims to study the decay of the Higgs boson in the $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4e$ channel in the ATLAS detector. This study began when the LHC was not in operation and therefore focused mainly on simulations. It became soon clear that the main issue was the performance of the electron reconstruction and identification, as the reconstruction efficiency of the Higgs boson in this channel depends on the 4th power of the electron reconstruction efficiency.

This work therefore focuses on the study of the electron reconstruction, first on assessing few impacts of the bremsstrahlung effect, then the reconstruction improvement, and the identification optimization. Optimization of electron identification cuts has been done to make them more robust and consistent with the trigger system in anticipation of the first data from LHC at 7 TeV. This enabled to get a better identification efficiency while maintaining the necessary rejection of backgrounds (hadrons, heavy quark, photon conversions). To improve further the reconstruction and identification, new variables have been proposed for the association between the trace and the electromagnetic cluster, less sensitive to the bremsstrahlung effect and discriminant with respect to the background.

In parallel, the impact of those improvements on the $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4e$ analysis has been studied. It has also been proposed to modify the selection cuts for the events with four electrons so that the signal over background ratio gets improving.

Finally, the LHC startup has allowed to perform the first study of real electrons from minimum bias events and from Z bosons decays. The studies of the characteristic variables (shower, track) have shown discrepancies with respect to the Monte-Carlo predictions, and indicated misalignments effect between the electromagnetic calorimeter and the inner tracker. In the same time, with the data accumulating, the first events $Z \rightarrow ee$ with additional electrons have been observed, which inaugurates the Higgs background studies era.

Remerciements

Ainsi donc s'achève ce travail, par des remerciements. La thèse c'est un achèvement, et à ce stade, on ne peut s'empêcher de s'arrêter pour regarder en arrière et on se rend compte que ce ne sont pas seulement ces trois années qui nous ont amené là, mais une succession d'évènements et de rencontres, qui font ce qu'on est à ce jour, conclusion d'une scolarité.

Je voudrais d'abord remercier Mr Guy Wormser, directeur du laboratoire, pour son accueil pendant ces 3 années, et pour avoir bien voulu présider à ma soutenance. Je voudrais ensuite remercier les membres du jury : Ketevi Assamagan, Stathes Paganis, Yves Sirois, Lydia Fayard et RD Schaffer. Une particulière attention à Stathes et Yves pour avoir accepté de rapporter sur ma thèse. Un énorme merci à mes directeurs de thèse Lydia et RD, pour m'avoir transmis de votre savoir, de vos méthodes. Merci pour vos encouragements, votre exigence, votre rigueur, qui font de ce travail ce qu'il est. Merci aussi pour vous, Lydia pour ta bonne humeur (je passe la mauvaise sous silence), ton dynamisme, RD pour ta bonne humeur imperturbable et ton flegme bien anglo-saxon tout aussi imperturbable. Vous vous complétez tellement bien.

Un grand merci aussi à Daniel Fournier, chef du groupe pendant presque toute ma thèse, pour m'avoir accueilli, et surtout pour tes idées aussi simples que géniales. Tu m'auras appris beaucoup aussi, et notamment que les idées les plus simples sont souvent les meilleures et les plus puissantes.

Je tiens à remercier toutes les personnes avec qui j'ai été amenée à travailler au CERN : Thomas Koffas, Guillaume Unal (pour tes conseils, et la somme de connaissance que tu représentes), Mauro Donega. Daniel Froidevaux, merci pour tes conseils, tes remarques, et ta sympathie. Merci aussi à l'équipe "Sheffield", Christos, many thanks for your co-operation, it was a pleasure to work with you on that tool and the Z+x study. Stathes, thanks for your advises, and your kindness, Nicolas Kerschen (même si tu n'es plus à Sheffield), merci pour ta patience, pour tes réponses rapides et efficaces aux mails et pour ta sympathie. Merci aussi à tous ceux avec qui j'ai eu le plaisir de travailler dans la ECAL team, Marco, toujours souriant, et pour le duo de choc que vous formez avec Lydia (surtout au resto après un verre), Walter, Mauella, Fabien, Paolo, Jérôme, Trisha, et ... Toine je suis pas sûre... :-).

Je tiens évidemment à remercier les membres du groupe ATLAS au LAL. C'est la partie ardue de ces remerciements, l'enjeu étant de n'oublier personne, et essayer d'y mettre une certaine logique. Alors c'est parti. Merci à tous pour votre accueil. Merci à Claire, Mathieu B., JB de Vivie, Sara, Jean-François G., Sophie, Abdenour, Wu, Pierre Petroff, Adrien, Xifeng, JB. Sauvan, Stefan Simion, Zhiqing, Rei, Dirk. Mention spéciale au "gang $\gamma\gamma$ " : Henso, Nansi, Mark et Louis les "Henso? t'es où" ou "Henso, Nansi, je vous paie un mini coca" vont me manquer :-). Merci Caro pour ta bonne humeur et ton dynamisme, merci Dudu pour toujours être dispo quand on a besoin de parler, Merci Laurent S. pour ta sympathie, tes conseils. Merci Luc pour les blagues. Merci Seb et François... pour votre geekitude (j'ai pas pu m'empêcher) et JBB pour ta bonne humeur sifflotante et chantante. Merci Marumi pour ce stage, pour m'avoir soutenu au cern et à NPAC. Merci Patrick pour ton soutien, ta confiance, pour m'avoir écouté, désolée de t'avoir fait une réputation de faire pleurer les filles au magistère :-), et surtout merci pour

tes conseils. Merci Ilija, tu m'as beaucoup énervée au début, mais j'ai compris que tu as juste l'esprit de contradiction et de provocation;-). Merci Po pour les "séances de psy", les discussions et le soutien quand nécessaire, merci Mathieu H. pour ton soutien aussi et ta gentillesse. Une attention spéciale à mon voisin de bureau, Niko, comment je vais faire moi ? Sur qui je vais me défouler ? Qui je vais pouvoir embêter ? Merci de pas avoir craqué quand je posais plusieurs fois les mêmes questions sur les pointeurs, mais c'est de la faute du prof de c++ que j'ai eu au magistère, il était trop occupé avec la blonde de la promo :D.

Une grand merci aussi aux "anciens" : Iro, Matthieu, Francesco ... tu nous manques !! Dimitris ... pareil. Moriond c'était super en ta compagnie, tu es vraiment un super mec, et notre dernière descente restera un super souvenir. Bon courage aux petits nouveaux : Narei, Driss et Lam. J'espère que je n'ai oublié personne

J'aimerais aussi remercier les dames du service mission pour leur disponibilité, leur écoute, leur accueil. Merci à Geneviève pour un tas de trucs, comment survivrait-on sans toi ? Merci Hélène pour ta confiance et ta sympathie, pour les week-ends de portes ouvertes avec les petits et les grands, j'ai adoré. Merci de m'avoir appris quelques "tours" de physique bien rigolos.

Passons maintenant à la partie rétrospective. Je voudrais remercier ici quelques figures marquantes de ma scolarité, d'abord Mr. Barbieux, j'ai la conviction que vous aurez un jour ce document entre les mains. Merci pour tout ce que vous m'avez appris, et pour m'avoir permis de me la couler douce pendant quelques années jusqu'au bac. Merci Mr Verriez pour vos cours de math récréation d'où on sortait la tête pleine sans s'être rendu compte qu'on l'avait remplie. Merci à Mme Leyrich/Gaignard, car sans vous et cette étrange histoire je n'en serais pas là. Ça m'a valu de me faire remonter sévèrement les bretelles par mon père, et de refaire dare-dare le programme de physique, mais c'est là que j'ai aimé. Pour ceux qui n'ont pas cru en moi, et surtout qui ne m'ont pas cernée, un anti-merci. J'étais peut être pas l'élève standard, et alors... j'ai jamais perdu le nord. Je voudrais aussi remercier mes professeurs à l'Université de Valenciennes, qui étaient formidables, merci pour votre confiance et votre soutien. Merci pour les cours boostés rien que pour nous.

Un gros merci aux enseignants du magistère, pour la qualité de leurs cours (certains souriront à la lecture de cette phrase), leur soutien, leur générosité. Merci à Mr Cordier pour vous être battu pour que le magistère soit de ce niveau. Merci Hervé Bergeron pour m'avoir fait confiance pour les TP de cumulatifs. Merci Corinne pour ton soutien en tout temps, et pour ta confiance, merci pour ton réconfort et ta disponibilité. Merci Elias pour Gros Minet d'abord, pour ta jovialité, t'avoir eu comme prof, puis avoir travaillé avec toi fut un réel plaisir. Merci Carole pour ta confiance, ton soutien, tes conseils et ta gentillesse. J'ai adoré travailler avec toi. Merci aussi à Alain, désolée de ne pas avoir faits tes TP pendant 3 ans. Merci pour ta bonne humeur, ta gentillesse et ta générosité, et pour les doctoriales.

Reste maintenant la famille et les amis. Tout d'abord, merci à mes potes, ici comme ailleurs. Steph et Cécile, même si on ne se voit pas souvent, vous aurez toujours la même place dans mon coeur. Marion pour toutes ces années, et pour être là, toujours dispo en cas de besoin. Merci Hakim pour ta gentillesse, pour ta bonne humeur, et pour ne pas

me tenir rigueur de ne pas rentrer souvent. A travers toi, j'ai aussi une pensée pour tous ceux du faubourg que je n'ai pas vu malheureusement depuis un bail. Au passage, une dédicace à Alice et Tania, on se connaît depuis peu, mais cet été sans vous aurait été mortel. Alors merci pour les fous rires entre deux séances de rédaction, et j'espère que notre amitié naissante perdurera.

Merci à ma bande de potes d'ici (DZK forever, bon ok, c'est nul mais s'il fallait que je le sorte c'est maintenant, au moins pour faire rire David) : David, Guylaine, Seb (merci pour ton soutien cette dernière année, et pour tes blagues, qu'elles soient nulles ou non, elles me font mourir de rire), Toine et Thom (votre "bonne" foi est irremplaçable). Vous êtes géniaux, je suis heureuse de vous avoir, de pouvoir compter sur vous.

Merci à Nouari, oui je ne t'ai pas cité avant car tu es avant tout un ami. Merci pour cette année, pour le squash, pour les fous rires, pour tes bêtises, ton humour, celui au raz des paquerettes, comme le plus élaboré (même si j'étais parfois à l'ouest). Tu m'as souvent aidée à évacuer la pression. Je sais aussi que j'ai pu être ch*** mais tu n'as rien à m'envier à ce niveau :D. Merci de m'avoir supportée, pour ton soutien, pour ton amitié.

Une attention spéciale pour Tarek. Tu m'as soutenue quand j'étais au plus mal, quoi qu'il advienne, tu m'as encouragée, et savoir que je peux toujours compter sur toi en toute circonstance ça n'a pas de prix. Je ne pourrais jamais te remercier assez pour tout. Merci pour ta patience, pour m'avoir supportée, pour le din, tes qualités humaines, les voyages, les souvenirs et tout ce qu'on a partagé.

Je finis par ma famille. Merci d'avoir toujours été là, de m'avoir fait confiance même si je vous ai parfois fait peur. Merci Bernard et Claire pour votre amour, Claire pour toujours me soutenir, me comprendre, me défendre et pour tes câlins. Merci Kevin, la cohabitation c'était génial, tu as changé ma vision du monde, et c'est bien, merci pour les encouragements. Bon courage pour ta thèse, et éclate toi. Merci Tati Jeanine car je sais que tu me soutiens, et que tu penses à moi, même si on ne se voit pas souvent. Merci aux autres membres de la famille, je pense à vous et je vous aime. Merci aussi à pépé Jules, je sais que tout ça compte beaucoup pour toi et que tu as beaucoup travaillé pour nous offrir cette situation. Merci à mes parents, sans vous je n'en serais pas là. Merci papa pour m'avoir fait grandir au *Science et Vie*, *Pour la science* and co., fer à souder à la main. J'espère qu'au final tu m'auras pardonnée de ne pas avoir fait cette prépa, mais c'était pas pour moi (à Wallon tout du moins). Merci maman pour ta confiance, toute ton attention, ta patience, ton amour, toutes tes qualités, désolée pour le stress que j'ai pu te causer, mais c'était pour la bonne cause au final, je t'aime très fort. Une pensée pour mes frangins, j'espère que vous êtes fiers là haut, c'est aussi pour vous tout ça. Pour finir, merci Rabbi pour m'avoir permis de réaliser mon rêve de gosse : le LHC et le Higgs, et pour m'avoir menée jusqu'ici.

Bibliographie

- [1] REVIEW OF PARTICLE PHYSICS, Particle Data Group, 2008
- [2] M. E. Peskin, D. V. Schroeder. An Introduction to Quantum Field Theory. Addison-Wesley Advanced Book Program 1995
- [3] C.S. Wu. Experimental Test Of Parity Conservation In Beta Decay. PhysRev 105-1413
- [4] M. Gell-Mann. The Eigthfold Way : A Theory of Strong Interaction Symmetry. CTSL-20 (1961)
- [5] Y. Ne'eman. Derivation of Strong Interactions from a Gauge Invariance. Nucl. Phys. 26 (1961) 222
- [6] H. Becquerel. Sur les Radiations Invisibles Emises par les Corps Phosphorescents. Compt. Ren. 122 (1896) 501
- [7] H. Becquerel. Sur les Quelques Propriétés Nouvelles des Radiations Invisibles Emises par Divers Corps Phosphorescents. Compt. Ren. 122 (1896) 559
- [8] H. Becquerel. Sur les Propriétés Différentes des Radiations Invisibles Emises par les Sels d'Uranium, de du Rayonnement de la Paroi Anticathodique d'un Tube de Crookes, Compt. Ren. 122 (1896) 762
- [9] E. Fermi. Versuch einer Theorie der β -Strahlen. Z. Phys. 88 (1934) 161 ; Nuovo Cim. 11 (1934) 1
- [10] R.P. Feynman, M. Gell-Mann. Theory of the Fermi Interaction. Phys. Rev. 109 (1958) 193
- [11] S.L. Glashow. Partial-Symetries of Weak Interactions. Nucl. Phys. 22 (1961) 579
- [12] S. Weinberg. A Model of Leptons. Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264
- [13] A. Salam. Weak and Electromagnetic Interactions. Elementary Particle Theory (1968)
- [14] K. Nishijima. Charge Independence Theory of V Particles. Progr. of Theor. Phys 13 (1955) 285
- [15] P.W. Higgs. Broken Symmetries and Masses of Gauge Bosons. Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 508
- [16] F. Englert, R. Brout. Broken Symmetry and the Mass of the Gauge Vector Mesons. Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 321

- [17] G.S. Guralnik, C.R. Hagen, T.W.B. Kibble. Global Conservation Laws and Massless Particles. *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964) 585
- [18] M. Goldhaber, L. Grodzins, and A. W. Sunyar. Helicity of Neutrinos. *PhysRev* 1091015
- [19] G. Bhattacharyya. A Pedagogical Review of Electroweak Symmetry Breaking Scenarios. Saha Institute of Nuclear Physics, India SINP/TNP/2009/23 arXiv :0910.5095v1 [hep-ph]
- [20] N. Nelipa. *Physique des particules élémentaires*, Editions Mir (1978).
- [21] A. Djouadi. The Anatomy of Electro-Weak Symmetry Breaking, Tome I : The Higgs boson in the Standard Model, arXiv :hep-ph/0503172v2 [hep-ph] 3 Mai 2005
- [22] J.H. Christenson et al. Evidence for the 2π Decay of the K_2^0 Meson. *Phys. Rev. Lett.* 13, 138 (1964).
- [23] A. Hoecker. From slides : Indirect constraints on Higgs mass. Higgs Hunting 2010 à Orsay.
- [24] Robert Harlander. Higgs production : higher orders and finite top mass. Rencontres Moriond EW 2010, La Thuile
- [25] B. Kilminster. From slides : Higgs searches at the Tevatron. Fermilab, ICHEP 2010
- [26] A. Djouadi. The Higgs at the Tevatron : the production rates and their uncertainties. Rencontres Moriond EW 2010, La Thuile
- [27] R. Thorne. PDFs, constraints and searches at the LHC. Higgs Hunting 2010 à Orsay
- [28] S. Dawson. Finding the Source of Electroweak Symmetry Breaking : Theoretical Summary. Higgs Hunting 2010 à Orsay
- [29] F. Margaroli. SM benchmarks at Tevatron. Higgs Hunting 2010, Orsay
- [30] C. Ochando. Higgs at LHC, overview on W/Z. Higgs Hunting 2010, Orsay
- [31] S. Myers. LHC Commissioning and First Operation. ICHEP 2010
- [32] M. Lamont. Summary of the LHC beam commissioning workshop held at Evian (19-20 january 2010)
- [33] The ATLAS Collaboration. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. 2008 JINST 3 S08003
- [34] D. Banfi, M. Delmastro and M. Fanti. Cell response equalisation of the ATLAS electromagnetic calorimeter without the direct knowledge of the ionisation signal. *J. Instrum.* 1 (2006) P08001
- [35] W.E. Cleland and E.G. Stern. Signal processing considerations for liquid ionization calorimeters in a high rate environment. *NIM A* 338 1994
- [36] J. Colas et al. Electronics calibration board for the ATLAS liquid argon calorimeters. *NIM A* 593 (2008)269-291

- [37] B. Banfi. Electron and photon reconstruction and identification with the ATLAS detector. ATL-SLIDE-2008-166
- [38] The Atlas Collaboration. ATLAS detector and physics performance. Technical design report. Vol. 1. CERN-LHCC-99-014
- [39] The Atlas Collaboration. Expected performance of the ATLAS experiment : detector, trigger and physics. arXiv :0901.0512 CERN-OPEN-2008-020
- [40] S. Horvat. HSG2 related studies with $10pb^{-1}$ at 7 TeV by. Higgs Working Group meeting December 4th 2009.
- [41] Thèse de Sébastien Binet, Environnement logiciel et étalonnage de l'échelle en énergie des jets dans l'expérience ATLAS, 2006, Université Blaise Pascal
- [42] G. Barrang et al. GAUDI : A software architecture and framework for building HEP data processing applications. CHEP 2000 Conference, Padova , ITALIE (07/02/2000)
- [43] M. Aharrouché et al. Response Uniformity of the ATLAS Liquid Argon Electromagnetic Calorimeter. arXiv :0709.1094v1 [physics.ins-det]
- [44] L. Neukermans, P. Perrodo and R. Zitoun, ATLAS Note ATL-LARG-2001-008, 2001.
- [45] D. Prieur. ATLAS Note ATL-LARG-2005-001, 2005.
- [46] A. Salzburger. The ATLAS Track Extrapolation Package. ATL-SOFT-PUB-2007-005, 2007
- [47] T. Koffas. Séminaire LAL : From track to Electrons
- [48] R. Frühwirth et al. Application of Kalman Filtering to Track and Vertex Fitting, Nucl. Inst. Meth.,A 262, 1987.
- [49] J.R. Dormand and P.J. Price. A family of embedded Runge-Kutta formulae. J. Comp. Appl. Math.,6, 1980.
- [50] The ATLAS Collaboration. Observation of inclusive electrons in the ATLAS experiment at $\sqrt{s}=7$ TeV, ATLAS-CONF-2010-073
- [51] Ahmad et al. W to $e\nu$ and Z to ee observations supporting note. ATL-COM-PHYS-2010-297
- [52] The ATLAS Collaboration. Atlas sensitivity prospects for the Standard Model Higgs boson in the decay channel $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$ at $\sqrt{s}=10$ and 7 TeV. ATL-PHYS-INT-2010-062
- [53] C. Anastopoulos et al. A technique for measuring the $pp \rightarrow Z + X$ background to the $H \rightarrow 4l$ channel for the discovery of the Higgs Boson at the LHC. ATL-PHYS-COM-2009-400
- [54] Electron performance in the ATLAS experiment, ATL-COM-PHYS-2010-208
- [55] A. Hocker, P. Speckmayer, J. Stelzer, F. Tegenfeldt, and H. Voss, TMVA, toolkit for multivariate data analysis with ROOT. CERN-2008-001.

- [56] The ATLAS Collaboration. ATLAS Sensitivity Prospects for Higgs Boson Production at the LHC Running at 7 TeV. ATL-COM-PHYS-2010-373