



HAL
open science

Identification des électrons dans la partie avant du calorimètre électromagnétique d'ATLAS au LHC et analyse des premières données

Eve Chareyre

► **To cite this version:**

Eve Chareyre. Identification des électrons dans la partie avant du calorimètre électromagnétique d'ATLAS au LHC et analyse des premières données. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2010. Français. NNT : . tel-00554891

HAL Id: tel-00554891

<https://theses.hal.science/tel-00554891>

Submitted on 11 Jan 2011

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

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



THESE de DOCTORAT
de L'UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE

Spécialité physique des particules

La physique de la particule à la matière condensée (ED389)

**Identification des électrons dans la partie avant du
calorimètre électromagnétique d'ATLAS au LHC et
analyse des premières données**

présentée par

Eve CHAREYRE

pour obtenir

Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE

Thèse soutenue le 13 septembre 2010 devant la Commission d'examen

M.	Philippe	Schwemling	Directeur de Thèse
MME	Ursula	Bassler	Rapporteur
MME	Lucia	Di Ciaccio	Examinateur
MME	Lydia	Iconomidou-Fayard	Rapporteur
M.	Michael	Joyce	Président du jury
M.	Fabrice	Hubaut	Examinateur



THESE de DOCTORAT
de L'UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE

Spécialité physique des particules

La physique de la particule à la matière condensée (ED389)

**Identification des électrons dans la partie avant du
calorimètre électromagnétique d'ATLAS au LHC et
analyse des premières données**

présentée par

Eve CHAREYRE

pour obtenir

Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE

Thèse soutenue le 13 septembre 2010 devant la Commission d'examen

M.	Philippe	Schwemling	Directeur de Thèse
MME	Ursula	Bassler	Rapporteur
MME	Lucia	Di Ciaccio	Examinateur
MME	Lydia	Iconomidou-Fayard	Rapporteur
M.	Michael	Joyce	Président du jury
M.	Fabrice	Hubaut	Examinateur

(...)
"Quien no ha visto Sevilla,
no ha visto maravilla.
Pero quien no ha visto Granada,
no ha visto nada en toda su vida."

Remerciements

9 années d'études, 7 déménagements, 4 villes fréquentées, 840 personnes rencontrées, 178 heures d'enseignements données sans oublier les 9000 heures passées devant des programmes qui ne marchent pas ! Bilan de cette thèse : positif, étonnant et humainement très enrichissant. Soutenir cette thèse relève pour moi d'une succession de hasards. Moi qui voulais être interprète, finis par faire des sciences. Moi qui voulais faire des maths, finis par faire de la physique. Moi qui voulais faire un master professionnel, finis par faire un master recherche. Moi qui disais "tout sauf Paris", finis par monter dans le grand Nord. Moi qui voulais avoir une vie de famille jeune, fis...une thèse ! Pourtant malgré toutes ces contradictions et aussi mon "cerveau de rat" (dixit Monsieur Ravel enseignant en prépa), quelle satisfaction d'avoir été jusque là, d'avoir tout appris à l'université et d'avoir réussi à survivre chez les parigots !

Je tiens en priorité à remercier Philippe Schwemling pour avoir accepté d'encadrer cette thèse au dernier moment. Merci pour ta compréhension, ta patience, ta rigueur et tes grandes qualités humaines (ne jamais se fier aux apparences !). Malgré ton emploi du temps plus que surchargé, tu t'es toujours montré disponible y compris quand tu n'étais pas au labo. Merci d'avoir su me ménager durant la première année quand mes problèmes personnels ont empiété sur mon travail. Je te remercie vraiment de m'avoir laissée enseigner pendant ces trois années. C'est dans ces moments là que j'ai trouvé vraiment ce pour quoi j'étais faite. Merci d'avoir corrigé une vingtaine de fois (au moins) cette thèse. J'ai bien cru que je ne la finirais jamais !

Je tiens à remercier infiniment Frédéric Derue pour sa très grande disponibilité avec les thésards. Fred, merci de tous tes encouragements, ta gentillesse, ton aide pendant ces trois années. Merci de m'avoir redonnée confiance et d'avoir toujours su mettre en valeur mon travail. Je n'ai jamais hésité à te poser pleins de questions et j'ai toujours apprécié que tu me donnes l'illusion que j'étais une bonne thésarde ! Merci pour tout.

Un grand merci à tous les membres du jury qui ont accepté d'assister à cette thèse. Merci à Ursula Bassler et à Lydia Fayard, mes deux rapporteurs, pour avoir corrigé méticuleusement ce manuscrit. C'est en grande partie grâce à toi, Ursula, que j'ai pu faire cette thèse. Merci de t'être acharnée à me trouver une bourse de thèse et de m'avoir dirigée sur Philippe. Merci Lydia du temps que tu as pris à discuter de mon analyse et des modifications que je pourrais y faire. Merci de ta bonne humeur. Merci à Lucia Di Ciaccio et à Fabrice Hubaut qui se sont déplacés d'Annecy et de Marseille et qui ont également passé du temps à lire ce manuscrit. Enfin merci à Michael Joyce qui a présidé ce jury d'une thèse aux antipodes de son domaine de recherche !

Merci infiniment à tout le groupe ATLAS du LPNHE pour l'excellente ambiance qui y règne ! Je vous suis très reconnaissante de l'accueil chaleureux dont j'ai bénéficié pendant ces trois années. J'ai apprécié la disponibilité de chacun d'entre vous surtout durant les quelques semaines avant la soutenance. Merci aux femmes "warriors" de cette équipe : Irena, Lydia, Melissa et Sophie pour votre bonne humeur, votre professionnalisme et aussi pour toutes les discussions autres que sur la physique. Ca fait du bien de voir que l'on peut avoir un vie de famille tout en faisant de la recherche ! Irena et Sophie merci encore d'avoir corrigé des chapitres.

Merci Bertrand pour m'avoir tant faite rire et ça fait vraiment du bien parfois! Didier tu as été un excellent directeur adjoint. Merci de ta disponibilité à tout moment. José et Sandro, merci pour le "boostage" avant la soutenance et pour les explications sur les BDTs et les distributions de partons. Merci aux deux Giovanni pour votre bonne humeur permanente. C'est agréable de travailler avec vous. Enfin je n'oublie pas Witek, Tristan et Marco qui contribuent aussi à la bonne ambiance de ce groupe.

Des millions de merci à Nguyet Trinh qui m'a beaucoup aidée durant le dernier mois de cette thèse. Tu as été en or Nguyet, je n'oublierai pas ton aide précieuse la veille de rendre mon manuscrit alors que je commençais vraiment à céder à la panique. Merci aussi pour tous tes encouragements et merci d'avoir supporté mes plaintes.

Un très grand merci à Arnaud Robert alias monsieur TMVA qui m'a tout appris sur les analyses multivariées de A à Z et m'a enseignée l'art de toujours garder son calme devant les codes qui ne compilent pas! Merci pour tout Arnaud!

Pendant ces trois années, j'ai largement apprécié l'excellente complicité entre tous les thésards qui a été déterminante au bon déroulement de toutes les thèses.

Je tiens à remercier mes différents colocataires de bureau : Signore Pietro, l'homme de la situation, bien que très râleur. Merci Pietro de m'avoir sauvée à plusieurs reprises de mes codes qui ne compilaient pas et bien évidemment de m'avoir supportée pendant deux ans. C'est vrai que l'on parle fort et que l'on s'agite beaucoup dans le sud! Merci aussi de m'avoir initiée au langage familier italien! Merci à monsieur Florent Fayette, mon professeur de fortran qui s'est surpassé par son calme et ... sa phobie des tisanes qui sentent le médicament. Je n'oublie pas mes deux petits colocataires actuels de bureau : Olivier (fan du club de rugby toulousain) et Simon (digne représentant de l'Alsace). Je vous souhaite plein de courage pour la thèse et l'après thèse.

Merci à tous les anciens thésards : Jérémie, Rui, Jenifer, Taïa et Alejandro (mon partenaire de Tango). Un sacré mélange international! Je pense à ceux qui soutiendront cette année ou l'année prochaine : Stefania (à ton tour!), Jonathan, Heberth, Yuan Li mais aussi Miss Francesca, Timothée, Arnaud et Augustin. Soyez toujours positifs!

Vive la promo 2010! Aldée ce fut un plaisir de représenter avec toi la touche féminine de cette promo. Simon et Nils je n'oublierai pas les soirées mémorables aux JJC's. Enfin maître François, tu as été un super psychologue pour moi. Merci de m'avoir toujours écoutée et conseillée. Tu as aussi été courageux au milieu de tous ces provinciaux ;).

Un grand merci à l'ensemble du personnel administratif (Souad, Annick, Jocelyne ...). Merci de votre très grande disponibilité et de votre bonne humeur permanente. Merci à toi Vera pour toutes ces rigolades autour d'un café et pour la semaine inoubliable à Moriond. Je n'oublie pas le service mécanique avec qui j'ai partagé d'excellentes discussions et pleins de fous-rires. Ça fait du bien de se vider la tête parfois!

Merci à toi Michael pour les 2 déménagements (c'était pas de ma faute!) mais surtout pour ton amitié. Cette thèse ne se serait pas aussi bien déroulée sans nos soirées apéros et nos sorties à la Belète. Si je suis à l'autre bout de la Terre l'an prochain, je regretterai toutes ces soirées.

Un grand merci à mes amies d'enfance : Aurélie, Emilie, Agathe, Charlotte toujours fidèles depuis 25 ans!

Merci aux pichous nîmois : Alex, Benoît, Alice et Marion pour toutes ces soirées sangria à la fêria de Nîmes et les expéditions au fin fond de l'andalousie dans une Ford fiesta ;).

Merci aux "gones" lyonnais pour ces 3 années à la Doua dans la promo Cohen Tannoudji. Ça me manque! Merci à vous Harry, Dorian et Claire pour avoir tant été là. J'ai été peu présente cette année. Je suis désolée d'avoir annulé toutes nos soirées pour cause de rédaction de chapitre. En tout cas merci de votre compréhension.

Enfin merci à mes astrophysiciens préférés : Cécile, Lionel, Anand et Massimo pour tous nos

repas du monde.

Merci à mes deux fidèles acolytes physiennes Raph et Leila sans qui je n'aurai jamais tenu le coup. Je n'oublierai jamais tout ce que vous avez fait pour moi. Je vous ai beaucoup sollicitées et vous avez toujours répondu présentes. Merci.

Je finis par les personnes les plus importantes dans ma vie : ma famille. Merci à tous les membres de la famille Chareyre-Gonzalès pour leur soutien et leurs encouragements durant toutes ces années. Merci à mes cousins/cousines : Anaïs, Coline, Julie, Lucile, Mona, Simon et Tom. Même très loin du sud vous compterez toujours beaucoup pour moi. Merci à tous mes oncles et tantes et à ma super mamie à qui je raconte tous mes soucis. J'ai été très touchée que vous soyez tous venus à cette soutenance.

Merci du fond du coeur à mes parents qui m'ont toujours encouragée et donnée l'opportunité de faire les études que je voulais et où je voulais. Merci papou de m'avoir appris à avoir l'esprit révolutionnaire et à être sociable avec tout le monde! Je tiens de toi ma tchache! Merci mamou d'avoir toujours canalisé mon stress et calmé mes angoisses. Tu m'as toujours beaucoup gâtée et toujours soutenue dans mes projets de voyages et de stage à l'autre bout du monde. Allez courage à 30 ans j'arrête de bouger. Promis!

Je termine par la personne la plus antagoniste que j'ai rencontrée dans ma vie mais pourtant tant complémentaire! A croire que les contraires s'attirent! Merci Nicolas d'avoir fait partie intégrante de ce périple thésien avec les bons et les mauvais moments. Le voyage continue et les meilleurs moments sont devant nous à l'autre bout du monde avec 3 f...

Table des matières

1	La physique des hautes énergies	23
1.1	Introduction	23
1.2	Les particules élémentaires du Modèle Standard	24
1.3	Le Modèle Standard, une théorie unifiant trois interactions	25
1.3.1	Le groupe de symétrie de jauge	25
1.3.2	L'électrodynamique quantique (QED)	26
1.3.3	La théorie de Glashow-Salam-Weinberg ou le modèle électrofaible	27
1.3.4	Lagrangien du Modèle Standard	28
1.3.5	La chromodynamique quantique (QCD)	30
1.3.6	Le mécanisme de Higgs	31
1.4	La matrice CKM	34
1.5	Les paramètres libres du Modèle Standard	36
1.6	Les succès du Modèle Standard	37
1.7	Les faiblesses du Modèle Standard	37
1.8	La nouvelle physique	39
1.8.1	Modèles supersymétriques	39
1.9	Autres modèles exotiques	43
1.9.1	La technicouleur	43
1.9.2	Les quarks auraient-ils une sous-structure ?	43
1.9.3	Les fermions excités	44
1.9.4	Le modèle de "little Higgs"	44
	Introduction	23
2	Le LHC et la physique proton-proton	45
2.1	Introduction	45
2.2	Le système d'injection	46
2.3	Le faisceau et la luminosité	46
2.4	Les expériences du LHC	48
2.5	Sections efficaces au LHC	50
2.6	La physique au LHC	51
2.6.1	Le Boson de Higgs	51
2.6.2	Les quarks et les leptons lourds	54
2.6.2.1	Le quark top	54
2.6.2.2	Une quatrième famille de quarks et de leptons ?	57
2.6.3	Les bosons W^\pm et Z^0	57
2.6.4	La physique des hadrons B	57
2.6.5	La recherche des particules supersymétriques	58

2.6.6	Les modèles exotiques	59
2.7	Le démarrage du LHC	59
3	Le détecteur ATLAS	61
3.1	Introduction	61
3.2	Système de coordonnées	62
3.3	Système d'aimants	62
3.4	Détecteurs internes	63
3.4.1	Le détecteur à pixels	64
3.4.2	Le détecteur à micro-pistes SCT (Semi-Conductor Tracker)	66
3.4.3	Le détecteur à rayonnement de transition (TRT)	66
3.5	Le système de calorimétrie	66
3.5.1	Le calorimètre électromagnétique	67
3.5.1.1	Son fonctionnement	68
3.5.1.2	Les électrons et la matière	68
3.5.1.3	Les photons et la matière	69
3.5.1.4	Développement longitudinal de la gerbe électromagnétique	70
3.5.1.5	Développement latéral de la gerbe électromagnétique	71
3.5.1.6	Résolution intrinsèque	72
3.5.1.7	Les hadrons chargés et la matière	73
3.5.1.8	Les spécificités du calorimètre électromagnétique	73
3.5.1.9	Lecture et amplitude du signal	74
3.5.1.10	Le tonneau	75
3.5.1.11	Les bouchons du calorimètre	75
3.5.2	Le calorimètre hadronique	75
3.5.2.1	Les neutrons et la matière	76
3.5.2.2	Les gerbes hadroniques	76
3.5.2.3	Le calorimètre à tuiles	77
3.5.2.4	Le calorimètre bouchon	78
3.5.2.5	Le calorimètre à l'avant (FCAL)	79
3.6	Spectromètre à muons	80
3.7	Le système de déclenchement	81
3.8	Des données brutes au stockage	83
3.8.1	Les données	83
3.8.2	Reconstruction des objets	84
3.8.3	La grille de calcul	86
4	Séparation e/π avec les données de test en faisceaux	89
4.1	Les tests en faisceaux	89
4.1.1	Les tests en faisceaux	89
4.1.2	L'acquisition de données et le système de déclenchement	92
4.2	Les données	94
4.2.1	Les données test réelles	94
4.2.2	Les données simulées d'ATLAS	95
4.3	Reconstruction des électrons à l'avant	95
4.3.1	Reconstruction de l'énergie des électrons	95
4.3.1.1	Les corrections	95
4.3.2	Uniformité	98

4.4	Définition des lots de données	98
4.4.1	Les contaminations dans les données de pions	99
4.4.2	Contaminations dans les données d'électrons	100
4.4.3	Lots d'électrons	102
4.4.4	Lots de pions	104
4.5	Identification des électrons à $\eta > 2.5$	104
4.5.1	Choix des variables discriminantes et analyse séquentielle	104
4.5.2	Méthodes d'analyses multivariées : le discriminant de Fisher et les arbres de décisions (BDT)	107
4.6	Comparaison avec les résultats présentés dans [1]	120
4.7	Reconstruction dans les conditions d'ATLAS	122
4.8	Comparaison coupure à $3\sigma(1)$ avec coupure à $2\sigma(2)$ pour la reconstruction du test en faisceau	123
4.9	Conclusion	124
5	Application aux premières données	125
5.1	Les données réelles et simulées à biais minimum	126
5.1.1	Données simulées d'évènements à biais minimum	126
5.1.2	Nature des particules mères pour les données simulées	128
5.1.3	Comparaison entre données simulées et données réelles	128
5.2	Les électrons dans la partie avant	130
5.2.1	Source de production des électrons	130
5.2.1.1	Le boson Z	130
5.2.1.2	Le boson W	138
5.2.1.3	Le J/Ψ	142
A	La méthode du filtrage optimal	153
B	Liste des runs utilisés	155
C	Contaminations	157
D	Corrélations entre les variables	159
E	Luminosité pour les données utilisées	163
	Conclusion	164
	Références	168

Table des figures

1.1	Forme du potentiel de Higgs	32
1.2	Un triangle d'unitarité de la matrice CKM.	35
1.3	Contraintes dans le plan $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ incluant les dernières valeurs sur la représentation globale de la matrice CKM.	36
1.4	Comparaison entre mesure et prédiction par le Modèle Standard	38
1.5	Comparaison entre les mesures directes des masses du W et du quark top et les prédictions théoriques dérivées des mesures précises des propriétés du boson Z	39
1.6	Variations des différentes constantes de couplage en fonction de l'échelle d'énergie Q (SM)	40
1.7	Variations des différentes constantes de couplage en fonction de l'échelle d'énergie Q (MSSM)	40
1.8	Corrections dues aux boucles du secteur scalaire.	41
1.9	Limites d'exclusion du couplage f/Λ en fonction de la masse de l'électron excité	44
2.1	Système d'accélération du LHC	47
2.2	Coupe transversale d'un aimant dipolaire supraconducteur	48
2.3	Les quatre expériences du LHC.	49
2.4	Impulsion des partons en fonction de leur fraction d'énergie x	50
2.5	Sections efficaces d'interaction en fonction de \sqrt{S}	52
2.6	Diagrammes de Feynman des principaux canaux de production du Boson de Higgs.	53
2.7	(a) Sections efficaces pour les 4 canaux de production du boson de Higgs au LHC à 14 TeV et (b) rapports de branchements pour les différents modes de désintégrations du Higgs en fonction de sa masse.	54
2.8	Nouvelles contraintes apportées par les expériences CDF et D0 sur la masse du Higgs	55
2.9	Diagrammes de production de paires top-antitop par interaction forte.	56
2.10	Diagrammes de production du quark top célibataire par interaction faible.	56
2.11	Section efficace de production de quark lourd en fonction de la masse du quark	57
2.12	Masse du boson de Higgs supersymétrique en fonction de $\tan\beta$	58
3.1	Le détecteur ATLAS.	62
3.2	Coordonnées utilisées dans ATLAS.	63
3.3	Le solénoïde central.	63
3.4	Vue schématique de l'aimant toroïdal tonneau et bouchon	64
3.5	Quantité de matière représentée par les détecteurs internes en longueur de radiation.	64
3.6	Structure d'éléments traversés par une particule chargée	65
3.7	Détecteur à pixels	65
3.8	Vue schématique du TRT	67

3.9	Vue schématique des calorimètres d'ATLAS.	68
3.10	Potentiel de découverte du boson de Higgs	69
3.11	Processus de perte d'énergie pour les électrons dans le plomb	70
3.12	Section efficace des processus d'interaction du photon avec le plomb.	71
3.13	Diagramme du développement d'une gerbe électromagnétique	72
3.14	Schéma du principe de fonctionnement du calorimètre	74
3.15	Structure en compartiments du calorimètre électromagnétique	74
3.16	Coupe transversale d'une électrode	74
3.17	Réponse du calorimètre avant la mise en forme du signal (triangle) et après l'amplification puis la mise en forme du signal.	75
3.18	Partie tonneau du calorimètre électromagnétique	76
3.19	Vue d'une roue complète du calorimètre électromagnétique en configuration générale et d'un module	77
3.20	Désintégration d'un hadron incident en une cascade de particules secondaires	78
3.21	Fraction électromagnétique des gerbes de pions dans le cuivre et le plomb [2] [3]	79
3.22	Le calorimètre hadronique à tuiles scintillantes.	79
3.23	Vue schématique d'un module du HEC	80
3.24	Photo des modules du HEC	80
3.25	Les trois modules du FCAL situés dans la partie end-cap du cryostat	81
3.26	Matrice des calorimètres à l'avant.	81
3.27	Spectromètre à muons.	83
3.28	Schéma du système de déclenchement et d'acquisition d'ATLAS.	84
3.29	Reconstruction des algorithmes de jets en utilisant différents valeurs de R_{cone}	86
3.30	Infrastructure de calcul du LHC.	87
4.1	Schéma des calorimètres EMEC, HEC et FCAL à l'intérieur d'ATLAS.	90
4.2	Schéma des instruments de la ligne H6	91
4.3	Vue schématique du montage du calorimètre dans le cryostat du faisceau test	92
4.4	Composition du calorimètre dans le cryostat	93
4.5	Schéma représentant l'électronique de lecture de la configuration test du calorimètre.	93
4.6	Position du point d'impact du faisceau avec ses lignes de balayage	94
4.7	Définition d'un cluster	95
4.8	Energie moyennée sur φ en fonction de η avant correction des effets de haute tension	96
4.9	Paramètres utilisés pour calculer α sur la roue de face.	97
4.10	Paramètres utilisés pour calculer α sur la roue de profil.	97
4.11	Correction résiduelle en η	98
4.12	Energie du cluster divisée par l'énergie du faisceau en fonction de η pour des pions	99
4.13	Distribution de l'énergie dans le EMEC + HEC	100
4.14	Distributions de l'énergie dans le HEC+EMEC avec coupure sur les muons	100
4.15	Dépôt d'énergie dans le HEC+EMEC pour des données simulées de pions à 150 GeV	101
4.16	Contaminations en électrons dans les données de pions en fonction de l'énergie et de η	101
4.17	Données simulées de pions à 60 GeV	102
4.18	Distribution en énergie des données d'électrons à 60 GeV	102
4.19	Distributions en énergie dans le HEC compartiment 0 pour des données simulées d'électrons	102

4.20	Contaminations en pions dans les données d'électrons en fonction de l'énergie et de η	103
4.21	Energie déposée dans le compartiment 2 de l'EMEC pour des pions à 200 GeV. le trait rouge représente la coupure à appliquer pour rejeter les muons.	103
4.22	Coupsures appliquées sur les données d'électrons	104
4.23	Coupsures appliquées sur les données de pions	105
4.24	Dépôt d'énergie dans le compartiment 2 de l'EMEC normalisé à l'énergie totale déposée dans le calorimètre	108
4.25	Dépôt d'énergie dans le HEC normalisé à l'énergie totale déposée dans le calorimètre	108
4.26	Energie dans le compartiment 0 du HEC normalisée à l'énergie totale déposée dans le calorimètre	109
4.27	Energie de la cellule la plus chaude dans le compartiment 0 du HEC normalisée à l'énergie totale déposée dans le calorimètre	109
4.28	Moment décrivant le développement latéral de la gerbe électromagnétique	110
4.29	Moment d'ordre 1 de la densité d'énergie pour des faisceaux de 10, 60, 120 et 200 GeV. En rouge : pions, en bleu : électrons.	110
4.30	Ecarts à la moyenne des distributions pour les efficacités des électrons et des pions	111
4.31	Corrélations entre les variables discriminantes pour des électrons à 200 GeV	112
4.32	Valeurs des coefficients de corrélation entre les différentes variables.	113
4.33	Distribution des valeurs du discriminant de Fisher pour le signal (bleu) et le bruit de fond (rouge)	114
4.34	Principe de séparation de variables	115
4.35	Facteur discriminant	115
4.36	Facteur de rejet en fonction de l'énergie du faisceau en utilisant les méthode du Fisher et des BDT	115
4.37	Facteur de rejet en fonction de l'énergie du faisceau en utilisant les méthode du Fisher et des BDT avec une efficacité de 50%	116
4.38	Distribution des valeurs du BDT pour le signal (bleu) et le bruit de fond (rouge)	117
4.39	La méthode BDT	118
4.40	L'arbre de décision	119
4.41	Echantillons surentraînés	119
4.42	Efficacité en fonction de l'énergie du faisceau en utilisant la méthode du Fisher et des BDT pour une facteur de rejet de 10	120
4.43	Efficacité en fonction de l'énergie du faisceau en utilisant la méthode du Fisher et des BDT pour un facteur de rejet de 100	121
5.1	Distributions en impulsion transverse des candidats électrons et des autres particules, au niveau de la vérité Monte Carlo, dans la partie centrale.	126
5.2	Rapport entre le taux de production de candidats électrons et des autres types de particules en fonction de l'impulsion transverse dans la partie centrale.	127
5.3	Distributions en impulsion transverse des candidats électrons et des autres particules, au niveau de la vérité Monte Carlo, dans la partie avant.	127
5.4	Rapport entre le taux de production de candidats électrons et des autres types de particules en fonction de l'impulsion transverse dans la partie avant.	127
5.5	Distributions en impulsion transverse des clusters reconstruits dans la partie avant pour les données simulées et les données réelles.	129
5.6	Distributions en η des clusters reconstruits dans la partie avant pour les données simulées et les données réelles.	129

5.7	Distributions en ϕ des clusters reconstruits dans la partie avant pour les données simulées et les données réelles.	129
5.8	Distributions des variables discriminantes pour les données simulées et les données réelles.	130
5.9	Distributions du Fisher	131
5.10	Distributions du BDT	131
5.11	Production et désintégration de boson Z via le processus de Drell-Yan	132
5.12	Distributions de l'impulsion transverse du Z avec les données simulées Pythia	132
5.13	Distributions de la rapidité du Z avec les données simulées Pythia	133
5.14	Sections efficaces de production du Z en picobarn en fonction des énergies de 7, 10 et 14 TeV pour différents processus simulés	133
5.15	Distributions de l'impulsion transverse des électrons et des positrons dans la partie avant avec les données simulées Pythia pour des énergies dans le centre de masse de 7, 10 et 14 TeV.	135
5.16	Distributions de l'impulsion transverse des électrons et des positrons dans la partie centrale avec les données simulées Pythia	135
5.17	Distributions de l'impulsion transverse des électrons et des positrons avec l'un des deux dans la partie centrale et l'autre dans la partie avant avec les données simulées Pythia	136
5.18	Pourcentage des différents processus suivant la localisation de l'électron. La partie centrale est largement dominante.	137
5.19	Diagramme de Feynman des processus de production et de désintégration du boson W.	138
5.20	Distributions en η du W^+ (rouge) et du W^- (noir).	139
5.21	Distribution en impulsion transverse du W^+ (rouge) et du W^- (noir).	140
5.22	Sections efficaces (en picobarn) de production du W en fonction des différentes énergies et pour plusieurs processus.	141
5.23	Distributions de l'impulsion transverse du positron et de son neutrino avec le positron dans la partie centrale avec les données simulées Pythia	142
5.24	Distributions de l'impulsion transverse du positron et de son neutrino avec le positron dans la partie avant avec les données simulées Pythia	143
5.25	Pourcentage de positrons dans les parties centrale et avant en fonction de l'énergie dans le centre de masse.	144
5.26	Distributions de l'impulsion transverse de l'électron et de son anti-neutrino avec l'électron dans la partie centrale avec les données simulées Pythia	145
5.27	Distributions de l'impulsion transverse de l'électron et de son anti-neutrino avec l'électron dans la partie avant avec les données simulées Pythia	145
5.28	Pourcentage d'électrons dans les parties centrale et avant en fonction de l'énergie dans le centre de masse.	146
5.29	Distribution en y du J/Ψ pour une énergie dans le centre de masse de 1.2 TeV (gauche) et 7 TeV (droite).	146
5.30	Distribution en pT du J/Ψ pour une énergie dans le centre de masse de 1.2 TeV (gauche) et 7 TeV (droite).	147
5.31	Distribution en pT de l'électron et du positron avec les deux leptons dans la partie avant pour les désintégrations du J/Ψ	147
5.32	Distribution en pT de l'électron et du positron avec un des leptons dans la partie centrale et l'autre dans la partie avant pour les désintégrations du J/Ψ	148

5.33	Distribution en p_T de l'électron et du positron avec les deux dans la partie centrale pour les désintégrations du J/Ψ	148
5.34	Pourcentage des différents processus suivant la localisation des leptons	149
D.1	Corrélations entre les variables discriminantes pour des électrons à 10 GeV.	159
D.2	Corrélations entre les variables discriminantes pour des électrons à 60 GeV.	160
D.3	Corrélations entre les variables discriminantes pour des électrons à 120 GeV.	161

Liste des tableaux

1.1	Les trois familles de fermions	24
1.2	Intensité des différentes interactions fondamentales	26
1.3	Classification des fermions en doublets d'isospin faible	28
1.4	Supermultiplets chiraux des quarks et des leptons du MSSM.	42
1.5	Supermultiplets de jauge du MSSM.	42
1.6	Supermultiplets chiraux du Higgs du MSSM.	42
2.1	Les caractéristiques principales du LHC.	46
2.2	Statistique d'évènements du Modèle Standard attendus pour un an à basse luminosité ($10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) et à une énergie de 14 TeV.	51
2.3	Objectifs actuels du LHC pour les mesures de précision concernant le quark top.	56
3.1	Granularité en $\Delta\eta \times \Delta\varphi$ dans le calorimètre hadronique.	78
3.2	Les caractéristiques du FCAL.	80
3.3	Les paramètres principaux du calorimètre d'ATLAS.	82
4.1	Coupures appliquées sur le lot d'électrons.	105
4.2	Coupures appliquées sur le lot de pions.	106
4.3	Coupures appliquées pour identifier les électrons.	107
4.4	Résultats de l'analyse basée sur les coupures. Les efficacités et les facteurs de rejet sont donnés pour chaque énergie.	107
4.5	Valeurs du pouvoir discriminant pour chacune des variables	113
4.6	Facteurs de rejet en fixant l'efficacité à celle utilisée pour l'analyse séquentielle.	117
4.7	Facteurs de rejet en fixant l'efficacité à 50%	117
4.8	Facteurs de rejet en fixant l'efficacité à celle utilisée pour l'analyse séquentielle.	119
4.9	Facteurs de rejet en fixant l'efficacité à 50 %	119
4.10	Efficacités en fixant le facteur de rejet à 10.	120
4.11	Efficacités en fixant le facteur de rejet à 10.	121
4.12	Efficacités en fixant le facteur de rejet à 100.	121
4.13	Efficacités en fixant le facteur de rejet à 100.	121
4.14	Facteurs de rejet en fixant l'efficacité à celle utilisée pour l'analyse séquentielle.	122
4.15	Facteurs de rejet en fixant l'efficacité à celle utilisée pour l'analyse séquentielle.	122
4.16	Facteurs de rejet en fixant l'efficacité à 50%	122
4.17	Facteurs de rejet en fixant l'efficacité à 50 %	123
4.18	Facteurs de rejet avec efficacité fixée à 50 %	123
4.19	Facteur de rejet avec efficacité fixée à 80 %	123
4.20	Efficacités en % avec le facteur de rejet fixée à 100.	124
4.21	Efficacités en % avec le facteur de rejet fixée à 10.	124

5.1	Nature des particules mère pour des électrons de bas P_T	128
5.2	Nombre de particules sélectionnées pour un réglage d'efficacité du discriminant de Fisher et du BDT à 50 % et 80 %.	130
5.3	Section efficace des différents processus de production du Z	134
5.4	Nombre d'électrons et de positrons dans les différentes parties du calorimètre	138
5.5	Section efficace des différents processus de production du W	139
5.6	Données numériques du nombres de positrons dans les parties centrale et avant	141
5.7	Données numériques du nombres des électrons dans les parties centrale et avant	142
5.8	Données numériques du nombre d'électrons et de positrons dans les différentes parties du calorimètre pour des processus J/Ψ	150
B.1	Liste des données de pions utilisées	155
B.2	Liste des données d'électrons utilisées	156
C.1	Contaminations dans les données de pions.	157
C.2	Contaminations dans les données d'électrons.	158
E.1	Luminosité pour chaque prise de données.	163

Introduction

Le Modèle Standard de la physique des particules est le cadre théorique qui décrit les particules élémentaires : les fermions qui interagissent par l'échange de bosons (médiateurs de l'interaction). Toutes ces particules et bosons de jauge ont déjà été mis en évidence de manière directe ou indirecte. Ainsi les bosons W et Z ont été observés de manière directe au CERN dans les années 80. Le quark top a été observé au TeVatron en 1995. Un des problèmes essentiels de la physique des particules est de comprendre le mécanisme responsable de la brisure spontanée de symétrie électrofaible qui permettrait que les particules acquièrent une masse. Le Modèle Standard prévoit donc l'existence d'une particule scalaire : le boson de Higgs.

A l'heure actuelle, la découverte de cette particule est la priorité des physiciens des particules. De ce fait, le projet du Large Hadron Collider (LHC) a été approuvé par le conseil du CERN en 1994. Ce collisionneur proton proton, le plus puissant au monde, a commencé à prendre des données à l'automne 2009 et les premiers résultats de physique ont eu lieu.

Le détecteur ATLAS (A Toroïdal LHC Apparatus) fait partie (avec CMS) des deux détecteurs généralistes situés sur l'anneau du LHC. Sa conception a été dictée essentiellement pour la découverte du boson de Higgs mais aussi pour effectuer des mesures de précision sur le Modèle Standard.

Durant la phase de conception du détecteur, des tests en faisceaux sur chaque élément du détecteur ont permis de valider les performances initiales d'ATLAS. Dans la partie avant du détecteur ($|\eta| > 2.5$), des tests en faisceaux combinant les calorimètres hadronique et électromagnétique ont été effectués en 2004 en utilisant des données de pions et d'électrons et ont permis d'étalonner la réponse du détecteur pour les pions dans la région avant.

Le travail présenté dans ce manuscrit comprend deux parties : l'une consacrée à l'étude de la séparation électrons/pions dans la partie avant du calorimètre électromagnétique avec les tests en faisceaux ; l'autre à l'application directe des outils développés aux données du LHC. Enfin une étude menée sur le générateur Monte-Carlo Pythia a permis de fixer les ordres de grandeurs sur la production des électrons provenant des bosons W et Z.

Le chapitre 1 présente le cadre théorique de ce travail de thèse avec une introduction à la physique des hautes énergies ; des concepts du Modèle Standard aux autres modèles pouvant expliquer l'origine des masses des particules.

Le deuxième chapitre décrit les composants du LHC ainsi que les objectifs de la physique proton-proton. Les différents programmes de physique du LHC sont présentés en détails.

Le troisième chapitre présente une description détaillée de chaque sous-système composant ATLAS et en particulier la partie calorimètre électromagnétique sur lequel a lieu cette étude. L'environnement de calcul d'ATLAS via la grille de calcul et les différents type de données utilisées sont également présentés.

Le quatrième chapitre décrit tout d'abord le dispositif des tests en faisceaux combinés avec ses installations et les détails de calibration et de reconstruction de l'énergie déposée dans les cellules du calorimètre. Une étude sur l'identification des électrons dans la partie avant du calorimètre électromagnétique est ensuite développée avec l'utilisation d'analyses multivariées (Fisher et BDTs) permettant une discrimination entre signal et bruit de fond.

Le chapitre 5 traite de l'application directe du travail présenté précédemment sur les premières collisions du LHC à 7 TeV. Une étude est également menée avec le générateur Pythia pour fixer les ordres de grandeur sur la physique des électrons à l'avant en attendant que le LHC délivre une luminosité plus importante.

Chapitre 1

La physique des hautes énergies

1.1 Introduction

La physique des particules a pour but de décrire les constituants fondamentaux de la matière ainsi que les interactions qui s'exercent entre eux. Dans le Modèle Standard, les constituants élémentaires sont les quarks et les leptons qui interagissent entre eux par échange de bosons vecteurs. Il existe quatre interactions fondamentales :

- L'interaction électromagnétique. Elle agit sur des objets ayant une charge électrique par échange de photon : elle lie ainsi les électrons avec le noyau des atomes et est responsable des propriétés chimiques des éléments.
- L'interaction faible. Elle est responsable de la radioactivité β . Elle permet à tous les leptons et les quarks d'interagir par l'échange de bosons lourds W et Z. Elle agit à de très petites distances ($< 10^{-18}m$).
- L'interaction forte. C'est une force qui agit sur les quarks par échange de gluons. Elle est responsable de la structure des hadrons et de manière résiduelle de l'attraction entre les protons et les neutrons au sein du noyau.
- L'interaction gravitationnelle. C'est une force attractive qui agit de manière extrêmement faible entre deux masses. Son intensité est 10^{-36} à 10^{-40} fois plus faible que les autres interactions, donc totalement négligeable à l'échelle des particules élémentaires. Cette interaction ne sera plus traitée par la suite.

Le Modèle Standard de la physique des particules est le cadre théorique qui décrit les interactions fortes, faibles et électromagnétiques avec l'ensemble des particules élémentaires constituant la matière. Ce modèle découle de l'unification de la théorie de Gell-Mann [4] et Zweig [5] pour l'interaction forte et de la théorie électrofaible de Glashow [6], Salam [7] et Weinberg [8] pour l'interaction électrofaible. La théorie électrofaible est elle-même une unification de l'interaction électromagnétique¹ avec l'interaction faible.

Le Modèle Standard est un modèle bien établi même si l'explication de la masse des particules demeure un mystère. L'explication proposée communément est que les particules acquièrent une masse par un phénomène dynamique : le mécanisme de Higgs. Ce modèle implique l'existence d'une particule scalaire appelée le boson de Higgs. Actuellement cette théorie reste en suspens vu que le boson de Higgs n'a pas encore été observé. D'autres modèles utilisant également un mécanisme de brisure spontanée de symétrie tels que la supersymétrie [10], la technicouleur [11] [12] ou bien les fermions excités [13] fournissent une explication similaire à l'origine des masses.

¹La théorie de l'électromagnétisme repose sur l'unification des phénomènes magnétiques et électrique décrite par Maxwell [9].

Il existe par ailleurs des indications théoriques que le Modèle Standard ne puisse pas expliquer de phénomènes au-delà de l'échelle du TeV. Si le Modèle Standard ne s'avère pas être la théorie ultime régissant toutes les lois de la physique des particules, une nouvelle physique pourrait alors être mise en évidence et entraînerait une modification profonde de tous les concepts fondamentaux de notre Univers.

Dans une première partie sera détaillé l'ensemble des constituants du Modèle Standard de la physique des particules : les particules vecteurs des interactions ainsi que les particules de matière. Seront ensuite présentées les théories de jauge avec le modèle électrofaible et l'interaction forte. Il sera montré comment le mécanisme de Higgs permet de donner une masse aux particules élémentaires. Enfin plusieurs autres modèles seront décrits, du modèle supersymétrique aux modèles plus exotiques tels que la technicouleur ou ceux incluant une sous-structure possible des quarks.

1.2 Les particules élémentaires du Modèle Standard

À l'échelle atomique, notre monde est constitué de particules élémentaires caractérisées par les propriétés suivantes : la *masse*, le *spin* et leur comportement vis à vis des interactions fondamentales qui elles-mêmes sont traduites par des *charges*. Les particules élémentaires de matière sont des *fermions* qui interagissent entre eux par l'intermédiaire de bosons. Les fermions se répartissent en deux catégories et trois générations qui diffèrent l'une de l'autre par la masse, plus élevée à chaque génération ainsi que leur stabilité, leur temps de vie et les couplages faibles. Les fermions sont :

- les *quarks*. Les deux plus légers, le quark up (de charge électrique positive) et le quark down (de charge électrique négative) appartiennent à la première génération. Ils font partie de la composition du proton et du neutron.
- les *leptons*. L'électron (e^-) appartient à la première génération, et associé aux protons et aux neutrons forme les atomes. Le neutrino ν_e associé à l'électron rentre en jeu dans les réactions nucléaires.

	Quarks			Leptons		
	nom	masse (MeV)	charge (Q)	nom	masse (MeV)	charge (Q)
Première famille	u	1.5 – 3	2/3	e^-	0.511	-1
	d	3 – 7	-1/3	ν_e	$< 3.10^{-6}$	0
Deuxième famille	charmé c	1250 ± 90	2/3	muon μ^-	105.7	-1
	étrange s	95 ± 25	-1/3	ν_μ	< 0.19	0
Troisième famille	top t	$(170.9 \pm 1.8).10^3$	2/3	tau τ^-	1777	-1
	beauté b	4200 ± 70	-1/3	ν_τ	< 18.2	0

TAB. 1.1 – Les trois familles de fermions. Dans chaque famille se trouvent deux quarks et deux leptons avec une charge électrique donnée.

Les *fermions* ont un spin demi-entier et obéissent à la statistique de Fermi-Dirac [14] : deux fermions ne peuvent se trouver dans le même état quantique.

La première famille de fermions est constituée des quarks u et d , de l'électron et du neutrino électronique ν_e . Les particules des deux autres familles sont globalement plus lourdes et plus instables. Elles se désintègrent rapidement en particules de première génération, plus légères. Ces deux autres familles possèdent membre à membre les mêmes propriétés quantiques (à l'exception de la saveur) que la première famille. La deuxième famille est constituée des quarks charmé c et

étrange s ainsi que des leptons μ^- et ν_μ . Enfin la troisième famille est formée des quarks top t et beau b avec les leptons τ^- et ν_τ (voir tableau 1.1).

Une quatrième famille de fermions possédant les mêmes propriétés de charge et de spin que les trois familles connues est exclue par les observations expérimentales faites au LEP, pour des particules de masse inférieure à celle du boson Z. Il existe donc au total six saveurs de quarks et six saveurs de leptons. A cela s'ajoute, pour chacun des fermions fondamentaux, une *antiparticule* associée qui ne diffère de son partenaire que par ses charges opposées à l'exclusion de sa masse (c'est à dire sa charge gravitationnelle), qui est en principe identique pour les particules et pour les antiparticules. Une particule peut interagir avec son antiparticule en transformant toute son énergie de masse en photons, en Z^0 ou en gluons ce qui signifie qu'un milieu où les deux types de fermions coexisteraient sera très instable. Cependant dans les expériences à hautes énergies, les antiparticules sont très courantes : beaucoup de processus physiques produisent des antiparticules dans les mêmes proportions que leurs partenaires ce qui pose la question de l'asymétrie matière/antimatière que nous observons à l'échelle de l'Univers.

Pour chacune des interactions fondamentales, il existe des vecteurs de champ appelés *bosons* médiateurs de l'interaction d'une particule à une autre (voir tableau 1.2). Ce sont des particules de spin entier qui obéissent à la statistique de Bose-Einstein [15]. Contrairement aux fermions, les bosons peuvent coexister dans le même état quantique.

A ce jour quatre interactions fondamentales sont connues dont trois sont prises en compte dans le Modèle Standard :

- *l'interaction électromagnétique* qui a pour boson vecteur le photon γ . Toutes les particules ayant une charge électrique sont soumises à cette interaction. Il s'agit donc de tous les fermions fondamentaux sauf les neutrinos. La constante de couplage de la force électrique vaut : $\alpha = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\hbar c} = \frac{1}{137}$ pour des énergies de l'ordre du MeV. Mais avec une énergie de l'ordre de 100 GeV, la valeur de la constante de structure fine mesurée est de $\frac{1}{128}$. Elle augmente donc avec l'énergie.
- *l'interaction faible* qui a pour boson vecteur le Z^0 (de charge électrique neutre) et les W^\pm (de charge électrique ± 1). Tous les fermions fondamentaux peuvent être soumis à cette interaction. La constante de couplage vaut : $\alpha_w = \frac{g_w^2}{\hbar c} \cong 10^{-6}$ où g_w représente la constante de Fermi.
- *l'interaction forte* a pour bosons vecteurs des gluons (g). Seuls les quarks ont une charge forte appelée la couleur [16] et qui peut prendre trois valeurs : "rouge", "vert" et "bleu". Les gluons possèdent deux charges fortes (combinaison de couleurs et d'anti-couleurs) et peuvent donc se coupler entre eux. Leur masse est nulle. Pour la force forte, où F représente la "charge nucléaire forte", l'intensité du couplage fort vaut : $\alpha_s = \frac{F.F}{\hbar c} = \frac{g_s^2}{\hbar c} \cong 1$ où g_s est la charge forte.

Comme pour l'interaction électromagnétique, l'intensité de l'interaction faible et de l'interaction forte augmente quand l'échelle d'énergie à laquelle ces interactions sont observées augmente.

1.3 Le Modèle Standard, une théorie unifiant trois interactions

1.3.1 Le groupe de symétrie de jauge

Le Modèle Standard a permis de formaliser avec succès les lois régissant le monde des particules élémentaires. Ce modèle repose sur une théorie quantique des champs relativiste. Il décrit trois interactions fondamentales : l'électromagnétisme, l'interaction faible et l'interaction forte et est construit à partir de deux théories :

- La théorie de Glashow-Salam-Weinberg (GSW).

interaction	électromagnétique	faible		forte
amplitude relative	10^{-2}	10^{-6}		1
médiateur	photon γ	W^\pm	Z^0	gluons g
charge (Q)	0	± 1	0	0
masse	0	80.4 ± 0.03 GeV	91.19 ± 0.002 GeV	0

TAB. 1.2 – Intensité des différentes interactions fondamentales rapportée à l’intensité de l’interaction forte (à des énergies de l’ordre du GeV) et propriétés des bosons vecteurs. L’intensité des interactions correspond aux différentes constantes de couplages calculées au-dessus.

– La chromodynamique quantique (QCD).

Ce modèle exploite le groupe de symétrie de jauge [17] suivant :

$$SU(2)_L \times U(1)_Y \times SU(3)_C \quad (1.1)$$

Les termes $SU(2)_L \times U(1)_Y$ combinent les interactions électromagnétique et faible pour, à hautes énergies, aboutir au modèle électrofaible. Le troisième terme $SU(3)_C$ caractérise l’interaction forte. Ainsi le lagrangien du Modèle Standard doit être invariant de jauge par rapport à ce groupe de symétrie et se compose comme la somme des différents lagrangiens associés à chacune de ces interactions.

1.3.2 L’électrodynamique quantique (QED)

Dans les années 1920, Dirac initia les fondements de la théorie quantique relativiste des champs pour décrire les phénomènes de l’électromagnétisme [18]. D’après la théorie de Dirac, les champs *spinoriels* permettent de décrire la physique des particules de spin 1/2. Pour une particule libre de masse m et de charge électrique q , le spineur sera noté $\Psi = \Psi(\vec{r}, t)$ avec \vec{r} et t les coordonnées dans l’espace et dans le temps et sa densité lagrangienne :

$$\mathcal{L}_0 = i\bar{\Psi}\gamma^\mu\partial_\mu\Psi - m\bar{\Psi}\Psi \quad (1.2)$$

avec $\bar{\Psi} = \Psi^\dagger\gamma^0$ où γ^μ représente les matrices de Dirac qui s’expriment comme :

$$\gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^i \\ -\sigma^i & 0 \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

et

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

où σ^i sont les matrices de Pauli² Ces matrices de Pauli sont des matrices complexes de dimensions 2×2 . Elles forment une base du groupe $SU(2)$ et sont utilisées pour représenter le spin des particules. Si on considère une transformation de jauge globale de la forme

$$\Psi \rightarrow e^{i\alpha}\Psi \quad (1.5)$$

où α est une phase réelle, on constate que le Lagrangien de Dirac est invariant. Ceci dit il faut considérer des transformations locales. On prend donc en compte une transformation de jauge locale :

$$\Psi \rightarrow e^{i\alpha(x)}\Psi, \quad (1.6)$$

² $\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$, $\sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & i \\ -i & 0 \end{pmatrix}$ et $\sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$.

où x représente la position.

Comme le Lagrangien de Dirac s'écrit alors :

$$\mathcal{L}_0 = \bar{\Psi}(i\gamma^\mu(\partial_\mu + i(\partial_\mu\alpha(x))) - m)\Psi \quad (1.7)$$

et il n'est pas conservé par cette transformation locale.

Si maintenant on remplace la dérivée partielle ∂_μ par la dérivée covariante $D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu(x)$, et que les champs se transforment comme :

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

$$A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) + \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha \quad (1.9)$$

alors le Lagrangien sera conservé et s'écrira :

$$\mathcal{L} = i\bar{\Psi}\gamma^\mu D_\mu\Psi - m\bar{\Psi}\Psi \quad (1.10)$$

En tenant compte de cette invariance de jauge locale, on peut modéliser ici une interaction entre un fermion (le champ spinoriel de Dirac) et un photon (champ de jauge de spin 1). Afin de considérer la propagation du champ A_μ , il faut ajouter un terme dynamique au Lagrangien. Ce terme est invariant de jauge et s'exprime sous la forme suivante :

$$\mathcal{L}_{cin} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \quad (1.11)$$

avec F représentant le tenseur de Faraday :

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \quad (1.12)$$

On peut enfin exprimer le Lagrangien de la QED par :

$$\mathcal{L}_{QED} = \bar{\Psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\Psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \quad (1.13)$$

A partir du Lagrangien d'une particule libre et en imposant son invariance sous des transformations de jauge locales, nous avons décrit les lois de l'électromagnétisme. L'ensemble de ces transformations appliquées au Lagrangien s'écrivent sur la base du générateur du groupe $U(1)$ et de ce fait on qualifie la QED comme théorie invariante par transformation du groupe de symétrie $U(1)$.

1.3.3 La théorie de Glashow-Salam-Weinberg ou le modèle électrofaible

La théorie de Glashow-Salam-Weinberg (GSW) a permis l'unification de l'interaction électromagnétique et de l'interaction faible en interaction électrofaible. Le groupe de jauge qui décrit ces deux interactions est défini par le produit du groupe $SU(2)$ par $U(1)$:

$$SU(2)_L \times U(1)_Y \quad (1.14)$$

On définit également une dérivée covariante caractéristique des interactions de jauge :

$$D^\mu = \partial^\mu + igW_a^\mu I_a + ig' B^\mu \frac{Y}{2} \quad (1.15)$$

avec g et g' les constantes de couplages correspondant respectivement à $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$. On introduit pour chaque fermion deux quantités : l'*isospin faible* I à trois composantes, qui rend compte de l'interaction avec les champs W_a , et l'hypercharge Y , due à l'interaction avec le champ B (que l'on retrouve dans la notation $U(1)_Y$). Ces quantités ne sont en réalité pas observables ; on relie la charge électrique à la composante I_3 de l'isospin faible et à Y par : $Q = I_3 + Y/2$. Tous les fermions ont une hypercharge non-nulle. L'isospin faible peut en revanche être nul, selon la chiralité des fermions. Il est nul pour les fermions droits : Le couplage avec les champs faibles W_a ne concerne que les fermions gauches et les antifermions droits. C'est ce que résume la table 1.3.

A ce niveau là, les interactions faibles sont de portée infinie puisque les fermions et les bosons vecteurs n'ont pas de masse. C'est pourquoi les bosons vecteurs qui transmettent l'interaction doivent être massifs. Cependant le terme de masse qui leur est associé entraîne une violation de la symétrie de jauge dans le lagrangien. Il est donc impératif de trouver un mécanisme tenant compte de ce terme de masse mais également satisfaisant à l'invariance de jauge.

Doublet d'isospin I=1/2	Singulet d'isospin I=0
Leptons	
$\begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}$	e_R, ν_{eR}
$\begin{pmatrix} \nu_{\mu L} \\ \mu_L \end{pmatrix}$	$e_R, \nu_{\mu R}$
$\begin{pmatrix} \nu_{\tau L} \\ \tau_L \end{pmatrix}$	$e_R, \nu_{\tau R}$
Quarks	
$\begin{pmatrix} u_L \\ d'_L \end{pmatrix}$	u_R, d'_R
$\begin{pmatrix} c_L \\ s'_L \end{pmatrix}$	c_R, s'_R
$\begin{pmatrix} t_L \\ b'_L \end{pmatrix}$	t_R, b'_R

TAB. 1.3 – Classification des fermions en doublets d'isospin faible de chiralité gauche et en singulet de chiralité droite.

1.3.4 Lagrangien du Modèle Standard

On construit un lagrangien de jauge invariant sous la symétrie de jauge électrofaible.

Le lagrangien est découpé en deux parties, l'une caractérisant les bosons vecteurs, l'autre représentant les fermions.

Terme bosonique du lagrangien

$$\mathcal{L}_{boson} = -\frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}^a W^{a\mu\nu} \quad (1.16)$$

en prenant

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (1.17)$$

$$W_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a - g\epsilon_{abc}W_\mu^bW_\nu^c \quad (1.18)$$

B_μ correspond au boson vecteur associé à $U(1)_Y$ et W_μ^a , $a = 1, 2, 3$ correspondent aux bosons vecteurs de $SU(2)_L$. Notons également la constante de couplage g associée aux champs W_μ^ν du fait de l'anticommutativité du groupe $SU(2)_L$ ainsi que le tenseur ϵ_{abc} de rang 3 qui s'écrit comme :

$$\epsilon_{abc} = \begin{cases} +1 & \text{si } (i, j, k) \text{ est } (1, 2, 3), (2, 3, 1) \text{ ou } (3, 1, 2) \\ -1 & \text{si } (i, j, k) \text{ est } (3, 2, 1), (1, 3, 2) \text{ ou } (2, 3, 1) \\ 0 & \text{si } i = j \text{ ou } j = k \text{ ou } k = i \end{cases}$$

Enfin il convient de remarquer que ce Lagrangien ne contient pas de terme de masse.

Terme fermionique du lagrangien

Dans le cas de l'interaction faible, seulement la partie gauche du neutrino se couple avec un lepton pour constituer un doublet d'isospin faible $(l, \nu_l)_L$ noté Ψ_L . Pour les quarks, il s'agit de doublets $(q_u, q_d)_L$ notés Ψ_L . Enfin les singulets de type $(l)_R$, $(\nu_l)_R$ et $(q_u)_R$, $(q_d)_R$ seront notés Ψ_R (voir tableau 1.3).

Ainsi les spineurs de Dirac peuvent s'écrire en fonction des spineurs avec chiralité définie gauche L et droite R :

$$\Psi(x) = \Psi_L(x) + \Psi_R(x) \quad (1.19)$$

On définira $\Psi_L(x) = (1 - \gamma_5)\Psi(x)$ et $\Psi_R(x) = (1 + \gamma_5)\Psi(x)$

Un éventuel terme de masse s'écrirait sous la forme :

$$m\bar{\Psi}\Psi = m(\bar{\Psi}_L\Psi_R + \bar{\Psi}_R\Psi_L) \quad (1.20)$$

Puisqu'il a été vu que les composantes gauches des fermions sont des doublets de $SU(2)$ et les composantes droites sont des singulets de $SU(2)$, ceci signifie que ce mélange ne se transforme pas comme un singulet et donc il n'est pas invariant sous les transformations de $SU(2)$. Il faut donc soit abandonner les symétries de jauge pour construire une théorie des interactions soit prendre les masses des particules comme nulles et ne considérer, dans ce Lagrangien, que les termes cinétiques. C'est la dernière solution qui est privilégiée.

Le Lagrangien de Dirac s'écrit :

$$\mathcal{L}_{Dirac} = i \sum_{j=1}^3 \bar{\Psi}_j \gamma^\mu \partial_\mu \Psi_j \quad (1.21)$$

A nouveau pour assurer la conservation du Lagrangien dans la transformation de jauge, il faut remplacer les dérivées partielles ∂_μ par des dérivées covariantes D_μ :

$$\mathcal{L}_{fermions} = i \sum_{j=1}^3 \bar{\Psi}_j \gamma^\mu D_\mu \Psi_j \quad (1.22)$$

avec $D_\mu = \partial_\mu + igW_\mu^a(x)T_a + ig'B_\mu(x)\frac{Y}{2}$ et $T_a = \frac{1}{2}\tau_a$ où τ_a sont les matrices de Pauli (voir paragraphe 1.3.2 ou la référence [19]).

Une remarque importante est qu'en décomposant cette dernière expression, on peut facilement voir que ce Lagrangien se décompose en un Lagrangien de Dirac libre plus un lagrangien de jauge \mathcal{L}_C qui décrit les interactions :

$$\mathcal{L}_{fermions} = \mathcal{L}_{Dirac} + \mathcal{L}_C \quad (1.23)$$

avec

$$\mathcal{L}_C = i \sum_{j=1}^3 \bar{\Psi}_j i \gamma^\mu \left(g \frac{\tau}{2} W_\mu + g' \frac{Y_j}{2} B_\mu \right) \Psi_j \quad (1.24)$$

Si on additionne le Lagrangien pour les bosons avec celui pour les fermions, on remarque que le Lagrangien total obtenu est invariant sous les transformations du groupe de jauge électrofaible. Pour le moment, on a considéré que ni les fermions ni les bosons n'ont une masse. Ceci est contraire aux observations.

Dans la suite, il sera expliqué comment, dans le cadre du Modèle Standard, les particules acquièrent une masse par le mécanisme de Higgs.

1.3.5 La chromodynamique quantique (QCD)

L'interaction forte [20] agit sur les particules possédant une charge de couleur c'est à dire essentiellement sur les quarks et les gluons. Les gluons sont les bosons vecteurs de cette interaction. Le groupe correspondant à cette interaction est $SU(3)_C$.

Le Lagrangien est de la forme :

$$\mathcal{L}_{QCD}^0 = \sum_{j=1}^6 \bar{\Psi}^j (i \gamma^\mu \partial_\mu) \Psi^j \quad (1.25)$$

Les j représentent les 6 quarks et chaque champ de quark possède 3 composantes de couleur :

$$\Psi^j = \begin{pmatrix} \Psi_1^j \\ \Psi_2^j \\ \Psi_3^j \end{pmatrix} \quad (1.26)$$

Par analogie avec l'interaction faible et l'électrodynamique quantique, on impose la conservation du Lagrangien par transformation de jauge du groupe $SU(3)_C$. Ce groupe de symétrie mène à un octuplet de bosons vecteurs (les gluons). On appellera G_μ^a les champs de gluons. Les dérivées partielles sont également remplacées par des dérivées covariantes $D_\mu = \partial_\mu + i g_s G_\mu(x)$ avec g_s la constante de couplage de l'interaction forte. La transformation appliquée est de la forme :

$$G_\mu(x) \rightarrow U(x) G_\mu(x) U^\dagger(x) + \frac{i}{g_s} (\partial_\mu U(x)) U^\dagger \quad (1.27)$$

En utilisant les relations :

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - g_s f_{abc} G_\mu^b G_\nu^c \quad (1.28)$$

$$G_\mu = G_\mu^a \frac{\lambda_a}{2} \quad (1.29)$$

Les λ_a sont les 8 matrices de Gell-Mann et les f_{abc} les constantes de structures de $SU(3)$. On obtient finalement le Lagrangien :

$$\mathcal{L}_{QCD} = -\frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} + \sum_{j=1}^6 \bar{\Psi}^j (i \gamma^\mu D_\mu) \Psi^j \quad (1.30)$$

L'interaction forte a une très faible portée qui est de l'ordre de 10^{-15} mètre. Ceci est dû aux gluons qui se couplent entre eux. Aux petites échelles ($< 10^{-15}$ m), les quarks peuvent être

considérés comme libres car l'interaction devient plus faible. On appelle ceci le phénomène de liberté asymptotique [21]. Il explique le confinement des quarks, autrement dit la raison pour laquelle un quark ne peut jamais être observé libre. Ainsi, les seules particules libres observables sont les hadrons, particules composites "incolores" constituées de quarks dont la somme nette des charges de couleur est nulle. Par ce phénomène, des particules observables composées de trois quarks sont créées : les *baryons* ainsi que des particules constituées d'un quark q et d'un antiquark \bar{q} , les *mésons*.

1.3.6 Le mécanisme de Higgs

Jusqu'à cette étape, on a considéré que la masse des particules était égale à 0. Si on ajoute désormais un terme de masse aux bosons de jauge, l'invariance de jauge se retrouve brisée et la théorie devient non renormalisable. La brisure spontanée de symétrie (Electroweak Symmetry Breaking : EWSB) entraînée par le mécanisme de Higgs permet de résoudre ce problème. Ce modèle repose sur la structure suivante :

$$SU(2)_L \otimes U(1)_Y \xrightarrow[\text{EWSB}]{} U(1)_Q \quad (1.31)$$

Cette relation s'interprète par le fait qu'à haute énergie, le lagrangien est invariant par des transformations de $SU(2)_L$ et de $U(1)_Y$. L'isospin et l'hypercharge sont donc conservés. Par contre, à basse énergie, lorsque le mécanisme de brisure spontanée de symétrie opère, seule la charge est conservée. Grâce à l'existence du boson de Higgs, cette brisure spontanée de symétrie donne naissance à une masse.

Le choix le plus simple de champ scalaire est celui d'un doublet de champs scalaires complexes, l'un chargé, l'autre neutre, d'isospins respectifs $+\frac{1}{2}$ et $-\frac{1}{2}$:

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} \Phi^+(x) \\ \Phi^0(x) \end{pmatrix} \quad (1.32)$$

avec $\Phi^+(x)$ la composante chargée et $\Phi^0(x)$ la composante neutre.

La valeur moyenne de ce champ doit être non nulle dans le vide pour mener à une brisure spontanée de la symétrie électrofaible. Le potentiel associé à ce champ scalaire est de la forme :

$$V(\Phi) = V(|\Phi|^2) = \mu^2|\Phi|^2 + \lambda|\Phi|^4 \quad (1.33)$$

La brisure spontanée de symétrie correspond à un minimum du potentiel ailleurs qu'en $\Phi = 0$. Pour ce faire, on demande que μ^2 doit être soit négatif et λ positif. On trouve le minimum du potentiel en dérivant par rapport à $|\Phi|^2$. On obtient un ensemble continu de positions d'équilibre équivalentes (voir figure 1.1) vérifiant :

$$|\Phi|^2 = \frac{-\mu^2}{2\lambda} \equiv \frac{\nu}{\sqrt{2}} \quad (1.34)$$

On définit la valeur du champ de Higgs dans le vide par ν . Le champ dans le vide a une valeur moyenne de la forme :

$$\Phi_0 = \langle 0|\Phi(x)|0 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\nu}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (1.35)$$

Ainsi les différents états propres associés à cette valeur d'énergie peuvent se déduire les uns des autres par des transformations de $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Ces conditions permettent d'avoir un minimum du potentiel pour une valeur du champ différente de zéro.

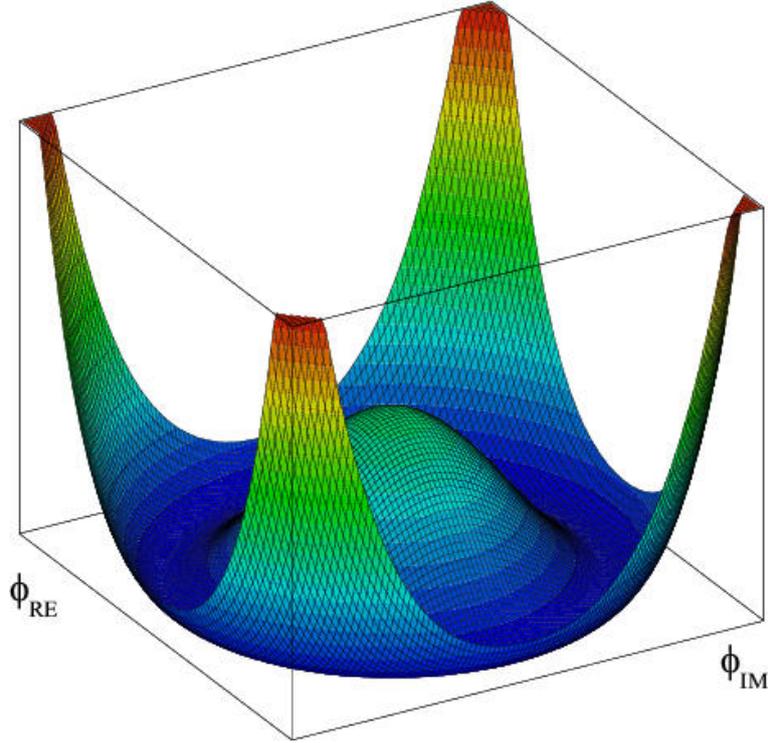


FIG. 1.1 – Forme du potentiel de Higgs. Le minimum se situe non pas en 0 mais sur un cercle formé par le “chapeau” du potentiel de Higgs.

En considérant également le terme d’interaction, le lagrangien de ce champ de Higgs devient donc :

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (D_\mu \Phi)(D^\mu \Phi)^\dagger - V(\Phi^\dagger \Phi) = (D_\mu \Phi)(D^\mu \Phi)^\dagger - \mu^2 |\Phi|^2 + \lambda |\Phi|^4 \quad (1.36)$$

Ici apparaît également la dérivée covariante D_μ définie au-dessus.

En introduisant

$$W^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W^1 \mp iW^2) \quad (1.37)$$

le courant s’exprime en fonction de l’interaction entre le courant chargé et les champs de jauge W^+ et W^- . Deux autres champs sont introduits :

$$Z = \cos \theta_W W^3 - \sin \theta_W B \quad (1.38)$$

$$A = \sin \theta_W W^3 + \cos \theta_W B \quad (1.39)$$

g et g' représentent les constantes de couplage, et avec l’angle de Weinberg θ_W se retrouvent dans la relation :

$$g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W \equiv e \quad (1.40)$$

e est la constante de couplage du champ A qui est assimilé au photon. L’absence d’un terme de masse est cohérent avec le fait que le photon est sans masse. Les bosons W et Z ont une masse

non nulle. Il apparaît donc un terme de masse :

$$M_W = \frac{1}{2}\nu g \quad (1.41)$$

$$M_Z = \frac{1}{2\cos\theta_W}\nu g = \frac{M_W}{\cos\theta_W} \quad (1.42)$$

Ainsi le Lagrangien peut s'écrire comme une contribution de A_μ et une contribution de Z_μ . Il apparaît une interaction entre les bosons W^\pm , Z et le champ scalaire de Higgs. Le boson de Higgs acquiert ainsi une masse égale à $\sqrt{-2\mu^2}$.

Le potentiel de Yukawa

Les fermions du Modèle Standard peuvent eux aussi acquérir une masse par le mécanisme de Higgs. Le Lagrangien associé est appelé Lagrangien de Yukawa et constitue une construction ad hoc beaucoup moins profonde que l'apparition de la masse des bosons vecteurs :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = & -G_l(\bar{\nu}_{lL}, \bar{l}_L)\Phi l_R - G_{\nu_l}(\bar{\nu}_{lL}, \bar{l}_L)\Phi\nu_{lR} \\ & -G_l\bar{l}_R\Phi^\dagger\begin{pmatrix} \nu_{lL} \\ l_L \end{pmatrix} - G_{\nu_l}\bar{\nu}_{lR}\Phi^\dagger\begin{pmatrix} \nu_{lL} \\ l_L \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.43)$$

Le champ de Higgs est développé autour de sa valeur dans le vide : $\begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(\nu + H) \end{pmatrix}$. H est le champ scalaire associé au Boson de Higgs. La valeur moyenne du champs de Higgs dans le vide ($\nu/\sqrt{2}$) peut être estimée à partir des résultats de la théorie effective de Fermi, en mesurant le temps de vie du muon par exemple. On a alors :

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W} \Rightarrow \nu = \frac{1}{\sqrt{\sqrt{2}G_F}} \approx 246.2 \text{ GeV} \quad (1.44)$$

où G_F est la constante de Fermi.

En développant l'expression ci-dessus, les leptons acquièrent une masse $m_l = G_l \frac{\nu}{\sqrt{2}}$ et les neutrinos une masse $m_{\nu_l} = G_{\nu_l} \frac{\nu}{\sqrt{2}}$. Dans le cas des neutrinos, il n'existe pas de composante droite ce qui revient à écrire le Lagrangien sous la forme :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = & -G_l \frac{\nu}{\sqrt{2}} \bar{l}_l l_R - G_l \frac{\nu}{\sqrt{2}} \bar{l}_R l_L \\ & -HG_l \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{l}_l l_R - HG_l \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{l}_R l_L \end{aligned} \quad (1.45)$$

ou avec le terme de masse :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = & -m_l \bar{l}_l l_R - m_l \bar{l}_R l_L \\ & -\frac{H}{\nu} m_l \bar{l}_l l_R - \frac{H}{\nu} m_l \bar{l}_R l_L \end{aligned} \quad (1.46)$$

En utilisant les identités suivantes :

$$\begin{aligned} l_L &= \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)l, \\ l_R &= \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)l, \\ \bar{l}_L &= \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\bar{l}, \end{aligned}$$

$$\bar{l}_R = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)l.$$

On se ramène à l'expression :

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = -(1 + \frac{H}{\nu})(m_l \bar{l}l) \quad (1.47)$$

Au final, on obtient bien un Lagrangien avec un terme de masse et un couplage au boson de Higgs proportionnel à $\frac{m_l}{\nu}$. Ce terme est donc faible pour la plupart des leptons. La masse du lepton est définie par la valeur ν (liée au champ de Higgs) ainsi que par le couplage de Yukawa G_l du lepton avec le boson de Higgs ($m_l = G_l \frac{\nu}{\sqrt{2}}$).

1.4 La matrice CKM

Cabibbo a modélisé, dans les années 60, comment les quarks se mélangent en prenant en compte deux familles. En effet il faut faire une distinction entre les états propres liés à l'interaction faible et les états propres de masse des quarks. Dans les années 70, Kobayashi et Maskawa ont étendu ce mécanisme à tous les quarks. Il faut en effet distinguer par exemple les quarks observables de type bas d, s, b et les états propres de jauge d', s', b' apparaissant dans les doublets et singulets d'isospin faible. Ceci implique que les quarks observables peuvent se coupler par interaction faible à des quarks d'une autre famille. Pour cela il existe une matrice V dite matrice de Cabibbo Kobayashi Maskawa (CKM) qui agit sur les états propres de masse des quarks de charge $\frac{1}{3}$ et qui décrit les amplitudes des neuf couplages V_{+-} entre quarks de charge positive et négative :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.48)$$

Les éléments de la diagonale correspondent à des transitions entre quarks de même famille alors que les éléments hors diagonale correspondent à des transitions inter-familles.

La matrice CKM peut se paramétriser par une infinité de façons en utilisant trois angles de rotation et une phase. La paramétrisation choisie par Kobayashi et Maskawa fait intervenir des angles appelés $\theta_1, \theta_2, \theta_3$ et une phase de violation de CP notée δ :

$$|V_{CKM}| = \begin{pmatrix} c_1 & -s_1 c_3 & -s_1 s_3 \\ s_1 c_2 & c_1 c_3 c_3 - s_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 c_2 s_3 + s_2 c_3 e^{i\delta} \\ s_1 s_2 & c_1 s_3 c_3 + c_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 s_2 s_3 - c_2 c_3 e^{i\delta} \end{pmatrix} \quad (1.49)$$

où $c_i = \cos\theta_i, s_i = \sin\theta_i$, pour $i=1,2,3$.

Les modules des éléments de la matrice CKM ont été mesurés expérimentalement [22]. Les valeurs centrales actuelles sont :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 0.97383^{+0.00024}_{-0.00023} & 0.22721^{+0.0010}_{-0.0010} & 0.00396^{+0.00009}_{-0.00009} \\ 0.2271^{+0.0010}_{-0.0010} & 0.97296^{+0.00024}_{-0.00024} & 0.04221^{+0.00010}_{-0.00080} \\ 0.00814^{+0.00032}_{-0.00064} & 0.04161^{+0.00012}_{-0.00078} & 0.999100^{+0.000034}_{-0.000004} \end{pmatrix} \quad (1.50)$$

On remarque que la valeur des éléments de matrice est plus importante sur la diagonale. En effet le couplage par interaction faible est favorisé entre quarks de même famille. Les processus dans lesquels un W^- est émis ont une amplitude qui est proportionnelle à l'élément V_{ij} ou inversement les processus pour lesquels un W^+ est émis ont une amplitude qui est proportionnelle à l'élément V_{ij}^* . Cette matrice est la seule source de violation de la symétrie CP dans le secteur des quarks. La symétrie CP est une transformation simultanée de conjugaison de charge, qui échange particules

et antiparticules, et une inversion d'espace. Il y a violation de symétrie CP lorsqu'il existe une phase non nulle dans la matrice CKM c'est à dire que deux particules antiparticules l'une de l'autre n'ont pas la même probabilité de donner un même état final. En effet dans la matrice CKM apparaissent des termes complexes, du fait de la présence de la phase δ (voir équation 1.49). Wolfenstein en a proposé une paramétrisation avec 4 paramètres dont l'angle de Cabbibo λ ($\lambda = \sin\theta_1$)³ [23] :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.51)$$

La matrice CKM est un produit de matrices unitaires et il est possible de quantifier le phénomène de violation de symétrie CP. L'unitarité s'exprime par :

$$\sum_{i=1}^3 V_{ji}V_{ki}^* = \delta_{jk}, \sum_{i=1}^3 V_{\alpha i}V_{\beta i}^* = 0 \quad (1.52)$$

pour $j \neq k$, $\delta_{jk}=0$, et pour $\alpha \neq \beta$, $\delta_{\alpha\beta} = 0$.

De cette expression découlent six relations dont une seule sera détaillée :

$$V_{ud}^*V_{us} + V_{cd}^*V_{cs} + V_{td}^*V_{ts} = \delta_{ds} = 0 \quad (1.53)$$

Chaque relation obtenue se traduit par une représentation géométrique dans le plan complexe. Il s'agit d'un triangle d'unitarité (cf figure 1.2). Plus le triangle a une forme aplatie, plus la violation de la symétrie CP est faible. En 1964, la première mise en évidence de la violation de la symétrie CP a été observée dans les oscillations des mésons K^0 , due au mélange des états propres de CP à l'intérieur de la particule physique (mise en évidence indirecte). En 1994, la violation de la symétrie CP dans la désintégration des Kaons a été confirmée définitivement (mise en évidence directe)

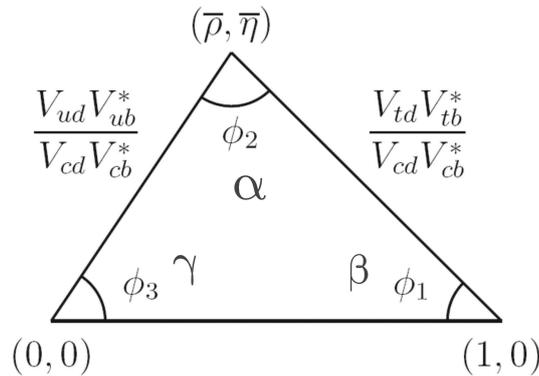


FIG. 1.2 – Un triangle d'unitarité de la matrice CKM.

La violation de la symétrie CP, dans les mésons B^0 cette fois, a été longuement étudiée auprès de l'usine à B PEP-2 par BaBar. Deux types de violation de symétrie sont à distinguer :

³Cette paramétrisation repose sur la hiérarchie des angles de mélange $s_1 \gg s_2 \gg s_3$. Les éléments de matrice sont exprimés grâce à des développements limités en puissance de $\lambda = \sin\theta_1$

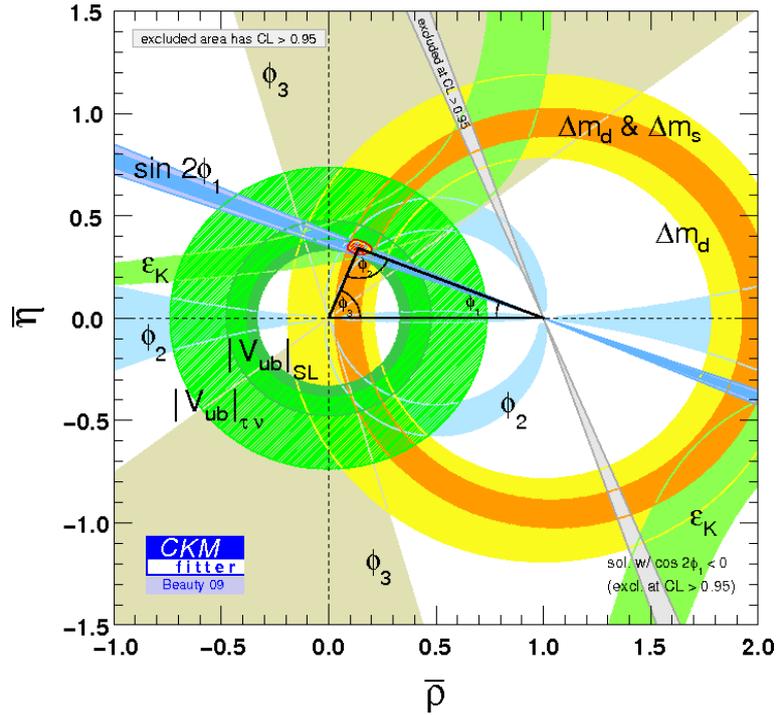


FIG. 1.3 – Contraintes dans le plan $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ incluant les dernières valeurs sur la représentation globale de la matrice CKM.

la violation de symétrie dite “indirecte” et la violation “directe”. La violation indirecte s’exprime par la présence d’une phase relative entre les deux amplitudes de désintégrations d’un méson et de son conjugué en un même état final (ex : B^0 et \bar{B}^0 en $J/\Psi K_S$). Cette amplitude relative a été mesurée et vaut $\sin 2\beta$ dans le cadre du Modèle Standard. La violation de symétrie CP “directe” est mise en évidence dans les désintégrations des mésons B chargés. En effet dans ce cas la norme de l’amplitude des deux processus (B^0 et \bar{B}^0 en $J/\Psi K_S$) est différente. Les différentes phases obtenues pour les différentes relations d’unitarité caractérisent un angle du triangle. Dans la représentation géométrique où les phases de la matrice CKM sont les angles du triangle, le Modèle Standard est cohérent si l’ensemble des contraintes expérimentales sur ces phases impliquent que le triangle se referme exactement.

Actuellement, il n’y a pas d’indication expérimentale que le triangle d’unitarité ne se referme pas (figure 1.3).

1.5 Les paramètres libres du Modèle Standard

On peut faire le bilan des paramètres libres du Modèle Standard [24]. Une liste possible des paramètres du Modèle Standard est :

- 3 constantes de couplage : g' , g et g_s caractéristiques des interactions électromagnétique, faible et forte.
- 9 paramètres de masse de fermions (6 quarks + 3 leptons)
- 4 paramètres de la matrice CKM (3 angles et 1 phase)
- la constante de Fermi pour la force faible $G_F = -\lambda/\sqrt{2}\mu^2$
- la masse du boson de Higgs $m_H = \sqrt{-2\mu^2}$

- la masse du boson Z^0

On peut ajouter à ces 18 paramètres, 3 autres masses pour les neutrinos et 4 pour la matrice CKM associée dans le secteur des neutrinos, soit au total 25 paramètres.

1.6 Les succès du Modèle Standard

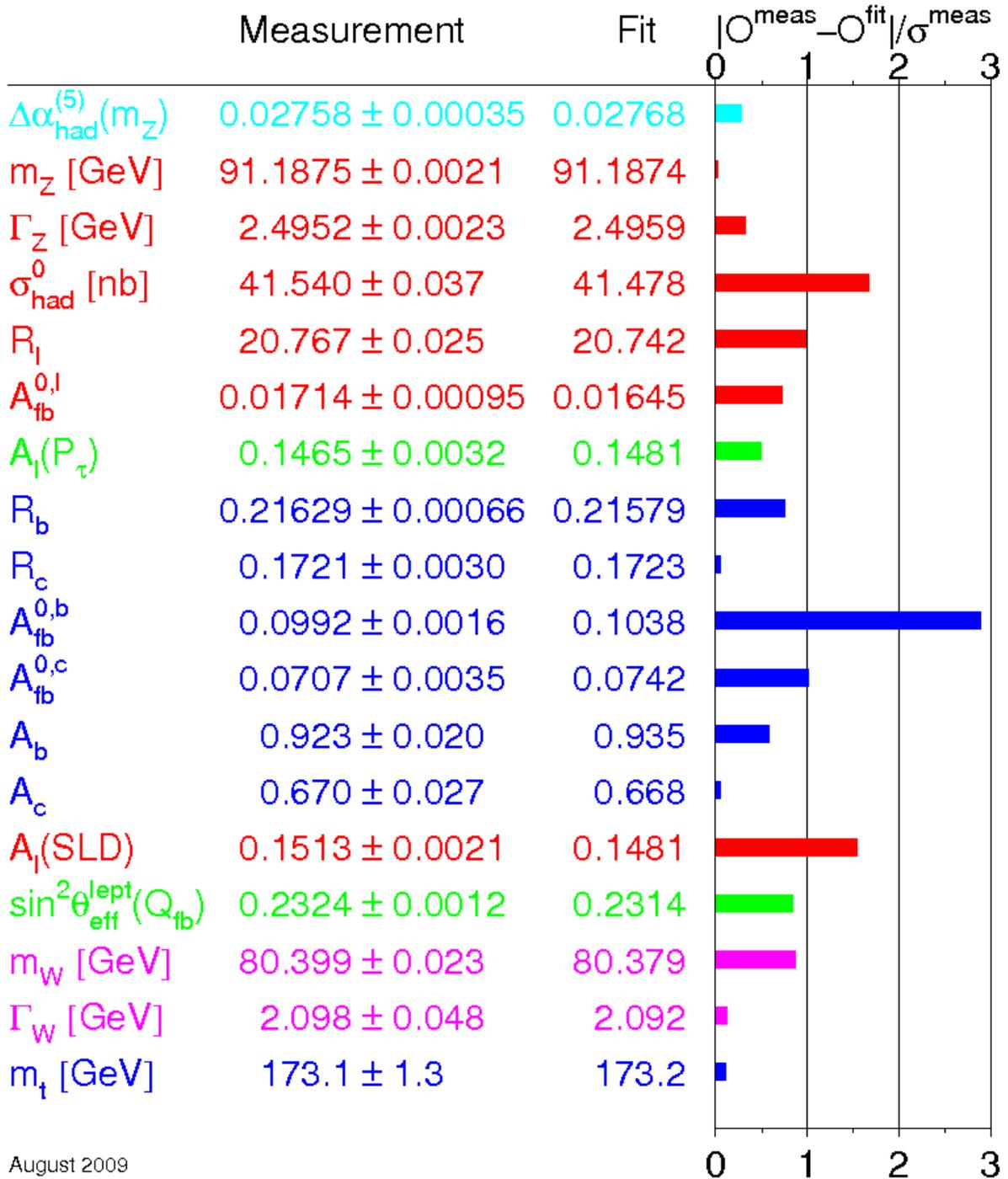
Les multiples expériences ayant visé à tester le Modèle Standard ont jusqu'à ce jour confirmé sa validité. Les différentes particules que ce modèle décrit ont pu être en effet découvertes et caractérisées. Seul le boson de Higgs n'a pas encore été mis en évidence. Sa découverte permettrait de confirmer la cohérence du Modèle Standard. Parmi les tests les plus éclatants, se trouve la mise en évidence d'une preuve de l'interaction faible par échange de courant neutre dans les interactions de neutrinos, dans les années 70 au CERN. En 1983, le collisionneur proton-antiproton du CERN observa de manière directe des désintégrations des bosons vecteurs W^\pm et Z^0 . Par la suite le LEP confirma l'existence de trois générations de masses correspondant à trois familles de fermions et effectua des mesures extrêmement précises des paramètres libres du Modèle Standard. Enfin le collisionneur proton-antiproton Tevatron avec les expériences CDF et D0 a mis en évidence le quark *top* à une masse proche des prédictions déduites des mesures du LEP. La Figure 1.4 répertorie toutes les mesures électrofaibles actuelles comparées à leur prédiction par le Modèle Standard : l'accord est bon, à un écart standard près dans la plupart des cas. Dans le cadre du Modèle Standard des interactions électrofaibles, la masse du boson W, celle du boson de Higgs et la masse du quark top sont reliées. Les mesures directes des masses du boson W et du quark top permettent donc de poser des contraintes sur la masse du boson de Higgs. La figure 1.5 présente la masse du W en fonction de la masse du top. Les contours à 68% de niveau de confiance pour les mesures directes (LEP2, Tevatron) et les incertitudes anticipées au LHC et au futur collisionneur linéaire (ILC ⁴) sont indiqués. Les bandes sombres représentent la zone du plan de M_W et M_{top} permise pour différentes valeurs de la masse du boson de Higgs dans le cadre du Modèle Standard ou du modèle supersymétrique minimal (MSSM). Les mesures de précisions sur le Modèle Standard favorisent l'existence d'un Higgs léger, de masse comprise entre 114 et 250 GeV environ. Plusieurs arguments théoriques conduisent également à penser que le boson de Higgs devrait avoir une masse inférieure à l'échelle du TeV [26].

1.7 Les faiblesses du Modèle Standard

A ce jour, la découverte du boson de Higgs est donc la principale pièce manquante à la complétion du Modèle Standard. Néanmoins, les expériences du LHC ont été conçues pour permettre sa mise en évidence. Dans le Modèle Standard nombre de questions demeurent sans réponse.

- L'origine des trois familles de particules. La mesure de la largeur de désintégration du Z^0 au LEP a permis de remonter aux nombres de familles de neutrinos légers, de masse inférieure à la moitié de celle du Z^0 . Le résultat est compatible avec l'existence de trois familles. La théorie n'explique pas ce fait expérimental.
- Dans le cadre du Modèle Standard, les particules acquièrent une masse grâce au mécanisme de brisure de symétrie électrofaible et de l'existence d'une particule scalaire, le boson de Higgs. Les dernières prises de données du LEP ont exclu l'existence d'un Higgs dont la masse serait inférieure à 114 GeV/c^2 [27] mais la faible statistique de ces événements

⁴ILC (International Linear Collider) est un accélérateur linéaire dans lequel des électrons et leurs anti-particules (positrons) entreront en collision initialement avec une énergie disponible dans le centre de masse comprise entre 90 et 500 GeV, qui pourra être portée dans une seconde étape vers 1 TeV.



August 2009

FIG. 1.4 – Comparaison entre mesure et prédiction par le Modèle Standard, pour un certain nombre d'observables. Il s'agit là de résultats obtenus par le LEP et le TeVatron et combinés par le groupe de travail électrofaible du LEP [25].

n'apporte pas de preuves suffisantes qu'il s'agit bien du Higgs. Néanmoins toutes les mesures

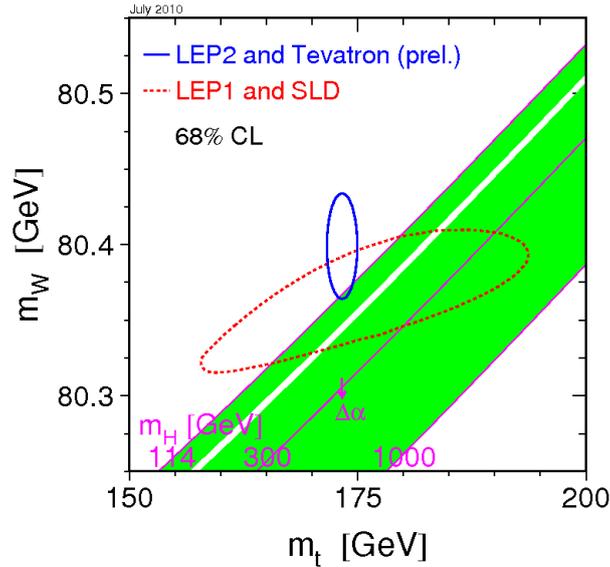


FIG. 1.5 – Comparaison entre les mesures directes des masses du W et du quark top (ellipse en trait pointillé bleu) et les prédictions théoriques dérivées des mesures précises des propriétés du boson Z (ellipse en trait plein rouge) : les deux ellipses se recouvrent, ce qui confirme la description théorique de l’interaction faible. Cette dernière prévoit l’existence d’une particule supplémentaire, le boson de Higgs, H, qui n’a pas encore été observée : la bande pleine verte représente les prédictions théoriques pour diverses valeurs de la masse du Higgs.

électrofaibles effectuées et validées au TeVatron ont permis de contraindre la masse du Higgs entre $114,4-160 \text{ GeV}/c^2$ et entre $170-185 \text{ GeV}/c^2$ avec un niveau de confiance de 95%.

- Le problème de la masse du Higgs. Les corrections radiatives qu’il faut apporter à sa masse montrent une divergence quadratique à haute énergie. Nous verrons dans la suite que la solution apportée par la supersymétrie est un moyen de résoudre ce problème (voir paragraphe 1.8.1).
- Le problème de la hiérarchie. L’unification des forces électromagnétique et faible est un succès à basse énergie c’est à dire à l’échelle du TeV. Ceci dit, pour de hautes énergies, les constantes de couplage des interactions faible, forte et électromagnétique ne convergent pas exactement vers la même valeur (cf figure 1.6). Une fois de plus l’introduction d’un modèle supersymétrique est une solution possible à ce problème (cf figure 1.7).
- Les 25 paramètres libres du Modèle Standard rappellent qu’il s’agit d’un modèle descriptif mais pas d’une théorie complète. Cette théorie décrit bien les observations à faible énergie (à l’échelle électrofaible) mais il s’agit probablement d’une approximation d’une théorie plus fondamentale. En effet on attend d’un modèle fondamental qu’il repose uniquement sur un très petit nombre de paramètres ce qui n’est pas le cas du Modèle Standard.

1.8 La nouvelle physique

1.8.1 Modèles supersymétriques

Les Modèles supersymétriques tiennent une place importante dans les recherches directes de nouvelle physique au LHC. Leur grande pertinence théorique les rend attractifs en tant qu’exten-

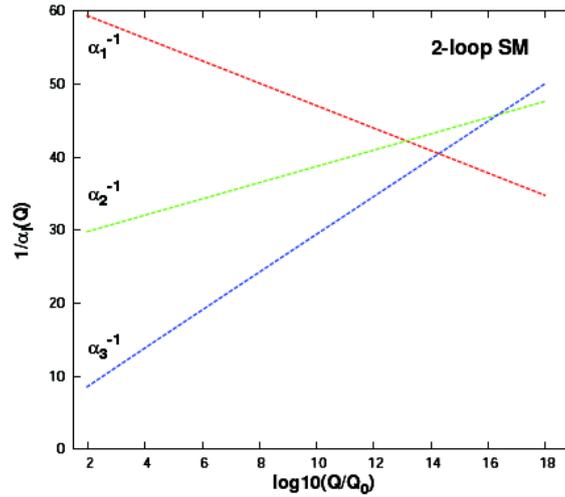


FIG. 1.6 – Variations des différentes constantes de couplage correspondant à chacune des interactions du Modèle Standard en fonction de l'échelle d'énergie Q et d'une valeur de référence (Q_0) prise à 1 GeV. En rouge est représentée la constante de couplage de l'interaction électromagnétique, en bleu celle de l'interaction forte et en vert celle de l'interaction faible.

sions possibles du Modèle Standard. Ces Modèles Supersymétriques sont caractérisés par l'existence de particules nouvelles et permettent d'unifier l'interaction électrofaible avec l'interaction forte.

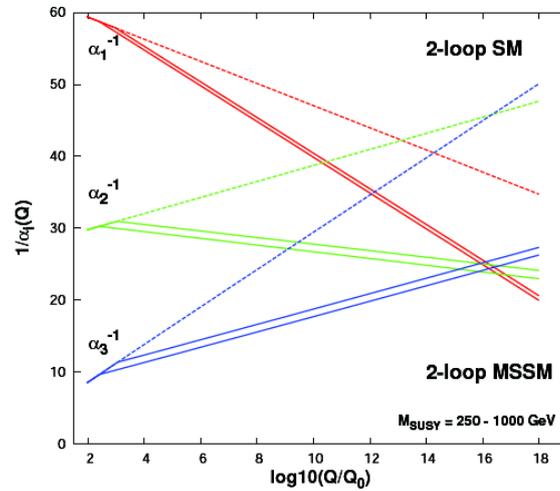


FIG. 1.7 – Variations des différentes constantes de couplage correspondant à chacune des interactions pour un modèle supersymétrique en fonction de l'échelle d'énergie Q et d'une valeur de référence (Q_0) prise à 1 GeV. En rouge est représentée la constante de couplage de l'interaction électromagnétique, en bleu celle de l'interaction forte et en vert celle de l'interaction faible. Les trois interactions convergent dans le cas du MSSM (Modèle Standard Supersymétrique Minimal).

Les expériences du LEP et du SLC ont permis de vérifier avec succès les prévisions du Modèle Standard sur les observables du Modèle Standard avec une précision de l'ordre de 0.1% (figure 1.4). Ceci dit le boson de Higgs, essentiel pour expliquer l'origine des masses des particules, n'a pu être observé. Le champ de Higgs est un champ scalaire dont les corrections radiatives apportées à sa masse divergent de façon quadratique [10]. En effet il a été démontré que la masse du boson de Higgs est un paramètre libre dans le Modèle Standard et que les effets des corrections quadratiques ne peuvent être contrôlés que grâce à un ajustement très fin des paramètres. Un tel choix ne semble pas naturel. Les corrections dues aux boucles du secteur scalaire peuvent être compensées par la contribution d'autres particules (cf figure 1.8). La contribution fermionique est :

$$\Delta m_h^2 = -\frac{y_f^2}{16\pi^2}(2\Lambda^2 + 6m_f^2 \log(\Lambda/m_f) + \dots) \quad (1.54)$$

avec Λ l'échelle d'énergie. La contribution de cette boucle avec un champ scalaire vaut :

$$\Delta m_h^2 = \frac{\lambda_S}{16\pi^2}(\Lambda^2 - 2m_S^2 \log(\Lambda/m_S) + \dots) \quad (1.55)$$

Ces deux contributions restent, dans tous les cas, plus grandes que la masse de départ si on se place à une échelle éloignée de l'échelle électrofaible. Il s'agit d'éliminer ces contributions en utilisant des fermions qui donnent un signe négatif à ces boucles. Enfin pour que cette compensation soit systématique, on introduit une symétrie qui relie les bosons et les fermions. C'est la supersymétrie.



FIG. 1.8 – Corrections dues aux boucles du secteur scalaire.

La supersymétrie est une des théories les plus prometteuses et des observations expérimentales pourraient être menées dans un futur très proche par le LHC suite à celles déjà faites au LEP et au TeVatron. Chaque fermion serait associé à un boson supersymétrique et chaque boson serait associé à un fermion supersymétrique. La supersymétrie permettrait donc de s'affranchir du problème de divergence des masses expliqué ci-dessus. Il existerait ainsi autant de bosons que de fermions fondamentaux, dont les masses se compensent mutuellement.

Pour les trois familles de quarks, (u d), (c s) et (t b), on a trois familles constituées chacune d'un supermultiplet-doublet gauche avec interaction faible et deux supermultiplets-singlet droits correspondants. Il est en de même pour les trois familles de leptons (e, ν_e), (μ , ν_μ) et (τ , ν_τ). Par contre les neutrinos, s'ils ont une masse, ne peuvent être seulement gauche. Les supermultiplets sont représentés dans le tableau 1.4.

On aura comme superpartenaires fermioniques électrofaibles trois Winos \tilde{W}^\pm et \tilde{W}^0 et un Bino \tilde{B}^0 . Le \tilde{W}^0 et le \tilde{B}^0 se mélangent, à basse énergie, pour donner un Zino massif \tilde{Z}^0 et un photino sans masse $\tilde{\gamma}$. Comme ils ont un spin nul, il y a un mélange avec le Higgsino. On appellera "neutralino" la combinaison des trois superpartenaires : higgsino, Wino et photino. Le tableau 1.5 décrit ces superpartenaires fermioniques.

Le Higgs du MSSM est un scalaire (spin 0) qui s'inscrit dans un supermultiplet chiral. Mais il faut aussi introduire 2 supermultiplets contenant chacun 2 composantes du champ de Higgs. La

Nom	Spin $\frac{1}{2}$	Spin 0
quarks, squarks (3 familles)	(u_G, d_G) u_D d_D	$(\tilde{u}_G, \tilde{d}_G)$ \tilde{u}_D \tilde{d}_D
leptons, sleptons (3 familles)	(ν_G, e_G) e_D	$(\tilde{\nu}_G, \tilde{e}_G)$ \tilde{e}_D

TAB. 1.4 – Supermultiplets chiraux des quarks et des leptons du MSSM.

Nom	Spin 0	Spin 1/2
gluons, gluinos	g	\tilde{g}
bosons W, Winos	W^\pm, W^0	$\tilde{W}^\pm, \tilde{W}^0$
bosons B, Bino	B^0	\tilde{B}^0

TAB. 1.5 – Supermultiplets de jauge du MSSM.

supersymétrie associe ainsi 2 higgsinos fermioniques de spin 1/2 au Higgs. Les deux supermultiplets du champ de Higgs dépendent des charges et des isospins faibles. Le premier comprend $(H_u^+ H_u^0)$ avec des charges $Q=(1\ 0)$ et des isospins faibles $I=(1/2\ -1/2)$. Le deuxième comprend $(H_d^0 H_d^-)$ avec $Q=(0\ -1)$ et $I=(1/2\ -1/2)$. Chacune de ces composantes possède son superpartenaire fermionique, un higgsino \tilde{H} . Le tableau 1.6 complète le contenu en particules du Modèle Standard Supersymétrique Minimal.

Nom	Spin 0	Spin $\frac{1}{2}$
higgs, higgsino	$(H_u^+ H_u^0)$ $(H_d^0 H_d^-)$	$(\tilde{H}_u^+ \tilde{H}_u^0)$ $(\tilde{H}_d^0 \tilde{H}_d^-)$

TAB. 1.6 – Supermultiplets chiraux du Higgs du MSSM.

Dans le lagrangien du Modèle Standard englobant le mécanisme de Higgs, si on introduit un terme de masse pour les particules supersymétriques, la Supersymétrie est alors brisée. Dès lors une gamme élevée de masses pour les particules supersymétriques est définie. Le couplage n'est plus négligeable et les nombres baryoniques et leptoniques ne sont plus conservés. Pour remédier à ce problème de non conservation, on introduit la notion de R-parité. Elle permet de distinguer les particules des sparticules. La conservation de la R-parité interdit les couplages entre particules et sparticules et peut être défini comme :

$$R = (-1)^{2j+3B+L} \quad (1.56)$$

où B est le nombre baryonique, L le nombre leptonique et j le spin.

Ce nombre quantique vaut donc 1 pour les particules du Modèle Standard tandis qu'il vaut -1 pour les particules supersymétriques. La conservation de la R-parité indique que les particules supersymétriques ne peuvent être produites que par paire, à partir des autres particules [28]. Ces superparticules instables se désintègrent en cascade jusqu'à obtenir une particule supersymétrique plus légère et stable. De manière générale, cette particule stable est le neutralino noté χ_1^0 qui n'interagit que par l'intermédiaire de l'interaction faible.

1.9 Autres modèles exotiques

1.9.1 La technicouleur

Il s'agit d'un modèle [29] permettant de rendre compte de la brisure de symétrie électrofaible sans utiliser l'hypothèse d'un champ de Higgs. De nouveaux fermions entrent en jeu et possèdent un nouveau nombre quantique appelé la technicouleur [11]. Ils sont donc appelés technifermions, un état lié de deux fermions. Ils interagissent fortement à grandes énergies et se comportent finalement comme un champ de Higgs en se condensant en paires dont la valeur moyenne dans le vide est non nulle. Cependant, les technifermions ne doivent pas avoir de masse, pour des questions de renormalisabilité et on doit également introduire des bosons dits de technicouleur étendus [30]. Deux points noirs à cette méthode demeurent. Tout d'abord la brisure de symétrie électrofaible n'est pas spontanée. Elle est provoquée par une théorie de jauge qui ne contient que des fermions. Le second point est que cette théorie ne possède aucun scalaire fondamental mais des paires de fermion-antifermion nommés technimésons. Ce modèle permet de résoudre le problème de hiérarchie mais il est nécessaire d'introduire de nouveaux bosons appelés des extra bosons de technicouleur pour éviter que les technifermions acquièrent eux aussi une masse. De nombreuses particules postulées auraient dû être découvertes au LEP, au SLC et au TeVatron. De nouvelles hypothèses [12] [31] [32] ont été formulées pour étendre ce modèle et lui donner une nouvelle crédibilité. Pour contourner ces problèmes, des ramifications ont été proposées sous la forme de la technicouleur rampante. Cette nouvelle forme d'interaction propose une constante de couplage qui évolue lentement d'où l'appellation "technicouleur rampante". Une autre solution consiste en la combinaison du mécanisme de Higgs et de la supersymétrie en une théorie baptisée technicouleur supersymétrique qui propose une nouvelle interaction forte. Cette interaction appelée la "supercouleur" brise la supersymétrie aux faibles énergies.

Des recherches de particules technicolorées ont été effectuées. Aucune évidence d'un signal n'a été observée. L'expérience DELPHI au LEP a contraint les masses des technirhos et des technipions. La production de technirho est exclue pour $90 < M_{\rho T} < 206.7$ GeV. Une limite basse sur la masse du technipion a été fixée à 79.8 GeV [33].

1.9.2 Les quarks auraient-ils une sous-structure ?

Les quarks pourraient ne pas être des particules fondamentales mais un état lié de plus petits constituants : les préons. Ces aspects sont visibles à des échelles d'énergies très élevées avec un couplage fort du préon. Cette hypothèse peut être validée par le fait que nous ne voyons pas directement des quarks. En effet l'interaction forte implique que les quarks apparaissent seulement dans des états liés appelés hadrons. Des jets sont observés, issus des quarks, tandis que les quarks eux-mêmes demeurent confinés. A haute impulsion transverse, un excès de production de jets peut être observé et indique une sous-structure des quarks. Les distributions angulaires de paires de jets permettent également de mettre en évidence une sous-structure possible des quarks. En effet ces distributions seraient plus isotropes que les prédictions du Modèle Standard. Les distributions angulaires des paires de jets sont moins sensibles aux incertitudes sur les fonctions de distribution de partons à l'intérieur du proton. Un modèle théorique, où les bosons faibles W et Z devraient être composés de sous-éléments, a été proposé par Suzuki [34]. Mais ce modèle n'explique pas la violation de parité et est fortement incompatible avec les mesures électrofaibles faites au LEP [35].

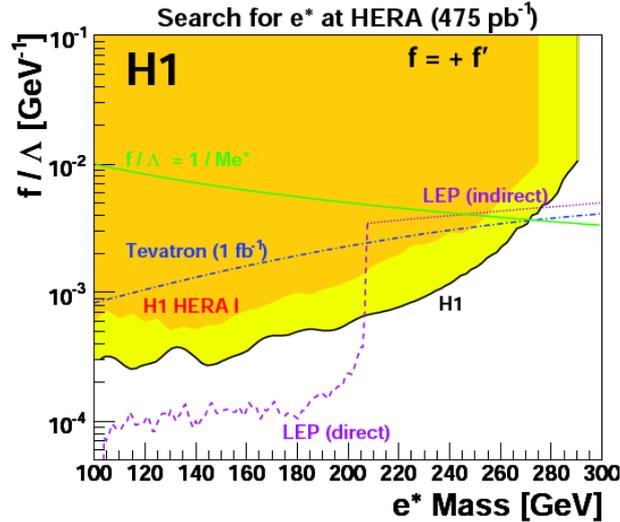


FIG. 1.9 – Limites d’exclusion du couplage f/Λ en fonction de la masse de l’électron excité. Les valeurs du couplage au delà de la zone jaune sont exclues. La zone orange correspond au domaine exclue par H1 [36]. La limite la plus significative est celle du LEP en violet [37]. Les résultats obtenus par D0 sont également représentés en bleu [13].

1.9.3 Les fermions excités

Trois familles de fermions ont été mises en évidence ce qui peut laisser entendre que ces fermions sont constitués d’objets plus fondamentaux. On peut supposer l’existence de fermions excités qui se désintègrent en fermions ordinaires en émettant un photon. Lorsqu’un fermion excité se désintègre, il émet un photon associé à un jet. La distribution de la masse invariante photon-jet met en évidence un pic caractéristique de l’émission d’un photon. Les expériences H1 et D0 ont réussi à poser des contraintes sur le rapport f/Λ (f est le paramètre représentant la sous-structure des quarks) dans les recherches de production de fermions excités au travers des interactions de jauge. A titre d’exemple la figure 1.9 donne les limites actuelles sur la production d’électrons excités.

1.9.4 Le modèle de “little Higgs”

Contrairement aux modèles supersymétriques qui à un boson du Modèle Standard associent un nouveau fermion et réciproquement à un fermion du Modèle Standard un nouveau boson, le modèle de Little Higgs où le boson de Higgs est léger associe à un fermion un nouveau fermion et à un boson un nouveau boson. Ce modèle comprend ainsi le Higgs du Modèle Standard et un triplet de Higgs lourds : $\Phi^0, \Phi^+, \Phi^{++}$, un quark top lourd T et des bosons de jauge lourds : Z_H, W_H et A_H . Chacune de ces particules possède les mêmes nombres quantiques que son partenaire du Modèle Standard, ce qui veut dire aussi qu’elle est de même statistique (contrairement au cas de la Supersymétrie). Le but principal du modèle du little Higgs est d’utiliser la brisure globale de symétrie spontanée pour stabiliser la masse du boson de Higgs responsable de la brisure de symétrie électrofaible [38].

Chapitre 2

Le LHC et la physique proton-proton

2.1 Introduction

Le 20^{ème} siècle marque l'âge d'or de la physique des particules avec de multiples découvertes théoriques et expérimentales qui s'appuient sur l'existence du Modèle Standard de la physique des particules et le développement des accélérateurs, des collisionneurs et des détecteurs. Le CERN (Organisation européenne pour la recherche nucléaire) joua un rôle majeur dans la vérification du Modèle Standard et la recherche de nouveaux modèles. C'est dans l'amphithéâtre principal du CERN, dans les années 70, que fut annoncée la première preuve de l'existence de courants neutres mis en évidence par l'équipe de l'expérience Gargamelle [39]. L'existence du boson Z, pour véhiculer la force faible, fut prédite. Dix ans plus tard, les expériences UA1 et UA2 du CERN mirent en évidence les bosons Z et W [40]. Depuis le début des années 90, le LEP et le TeVatron (Fermilab) ont permis de tester avec succès les prédictions du Modèle Standard.

Le défi actuel des physiciens des particules est la compréhension de la brisure de symétrie électrofaible par la mise en évidence d'un ou de plusieurs bosons de Higgs ainsi que la recherche d'un modèle plus fondamental que le Modèle Standard.

De ce fait le projet de construire un grand collisionneur de hadron a été approuvé en 1994 par le conseil du CERN. Le Large Hadron Collider a été construit sur la frontière franco-suisse dans le tunnel du LEP avec quatre détecteurs principaux. Il devrait ainsi permettre d'explorer une gamme d'énergie jusqu'à 7 fois supérieure à celle du TeVatron. Des collisions proton-proton auront lieu à terme à une énergie de 14 TeV dans le centre de masse. Pendant sa première période de fonctionnement (durant les deux premières années), après le démarrage, le LHC fonctionnera à 7 TeV pour accumuler 1 fb^{-1} et à basse luminosité instantanée c'est à dire à $10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Après un arrêt d'une année environ, viendra la phase de haute luminosité à $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ à une énergie proche de 14 TeV.

L'avantage majeur à l'origine du choix d'un collisionneur hadronique est qu'il est plus facile d'utiliser des protons à très haute énergie dans une collision circulaire que des électrons. En effet en raison de leur faible masse, l'accélération des électrons occasionnée par la courbure de leur trajectoire génère un rayonnement électromagnétique, le rayonnement synchrotron, entraînant une perte d'énergie par émission de photons. Ce phénomène qui se produit dans les accélérateurs circulaires est inversement proportionnel au carré de la masse de la particule.

En contrepartie, les interactions à haute énergie ont lieu uniquement entre les constituants des protons d'où une énergie emportée pour chaque constituant beaucoup plus faible que l'énergie totale du proton (en moyenne environ $\frac{1}{6}$). Les états finaux engendrés sont complexes à cause des interactions entre les partons mous et les jets hadroniques produits par les reliquats du proton après la collision. De plus, la connaissance de l'état initial (qq , $q\bar{q}$, gq , gg) est limitée et le bilan

énergie et impulsion n'est connu que dans le plan transverse. Néanmoins, grâce à la large gamme d'énergies de collisions exploitées, les collisionneurs hadroniques permettent des découvertes.

Dans ce chapitre, une description du LHC est donnée ainsi que la physique envisagée. Enfin les diverses expériences du LHC seront décrites.

2.2 Le système d'injection

Comme nous pouvons le voir sur la figure 2.1, le LHC utilise le même complexe d'accélération que le LEP. Les protons sont obtenus à partir d'une source d'hydrogène ionisée. Ils sont ensuite accélérés dans l'accélérateur linéaire LINAC à 50 MeV et une fois dans le BOOSTER (PSB sur la figure 2.1), leur énergie atteint 1.4 GeV soit 20 fois plus que dans le LINAC. Enfin ils sont accélérés jusqu'à 25 GeV dans le synchrotron à proton (PS) et injectés dans le super synchrotron à protons (SPS) pour y être accélérés jusqu'à 450 GeV, puis finalement envoyés dans le LHC, qui les accélère jusqu'aux énergies les plus élevées.

2.3 Le faisceau et la luminosité

La luminosité est un paramètre important de la machine. Le nombre d'interactions par croisement s'exprime suivant :

$$N = \sigma_{pp} \times L \quad (2.1)$$

où σ_{pp} représente la section efficace des interactions inélastiques p-p et L la luminosité intégrée. Les deux faisceaux de protons qui circulent en sens opposé vont être accélérés à une énergie de 7 TeV. Le LHC est un accélérateur de particules essentiellement supraconducteur. Des aimants supra-conducteurs fournissent un champ magnétique jusqu'à 8.4 Tesla. La figure 2.2 présente des aimants supraconducteurs du LHC. La taille conséquente du LHC impose un total de 1232 dipôles supraconducteurs de 14.2 m de long dont le rôle est d'incurver la trajectoire des protons. Chacun de ces dipôles est constitué d'une culasse magnétique, de bobines supraconductrices et d'une infrastructure cryogénique. Outre les dipôles, le LHC comporte également 500 aimants quadrupolaires dont le rôle est de focaliser les trajectoires de manière à optimiser la luminosité aux points de collisions. Grâce à l'hélium superfluide, les bobines sont maintenues à la température de 1.9 K (plus faible que la température de l'Univers intergalactique, à 2.7 K) de manière à permettre le passage des courants nécessaires à l'obtention d'un champ magnétique intense. Les principales caractéristiques du LHC sont énumérées dans la table 2.1. La luminosité s'exprime en

Luminosité (L)	$10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Nombre de paquets par faisceau (N)	2835
Circonférence de l'anneau	27 km
Energie d'injection	450 GeV
Nombre de protons par paquet (n)	10^{11}
Intervalle de temps entre deux croisements (f)	25 ns
Champ magnétique d'un dipôle	8.4 Tesla
Section efficace totale proton-proton	100 mb
Energie totale maximale du faisceau	350 MJ
Energie magnétique dans les aimants	11 GJ

TAB. 2.1 – Les caractéristiques principales du LHC.

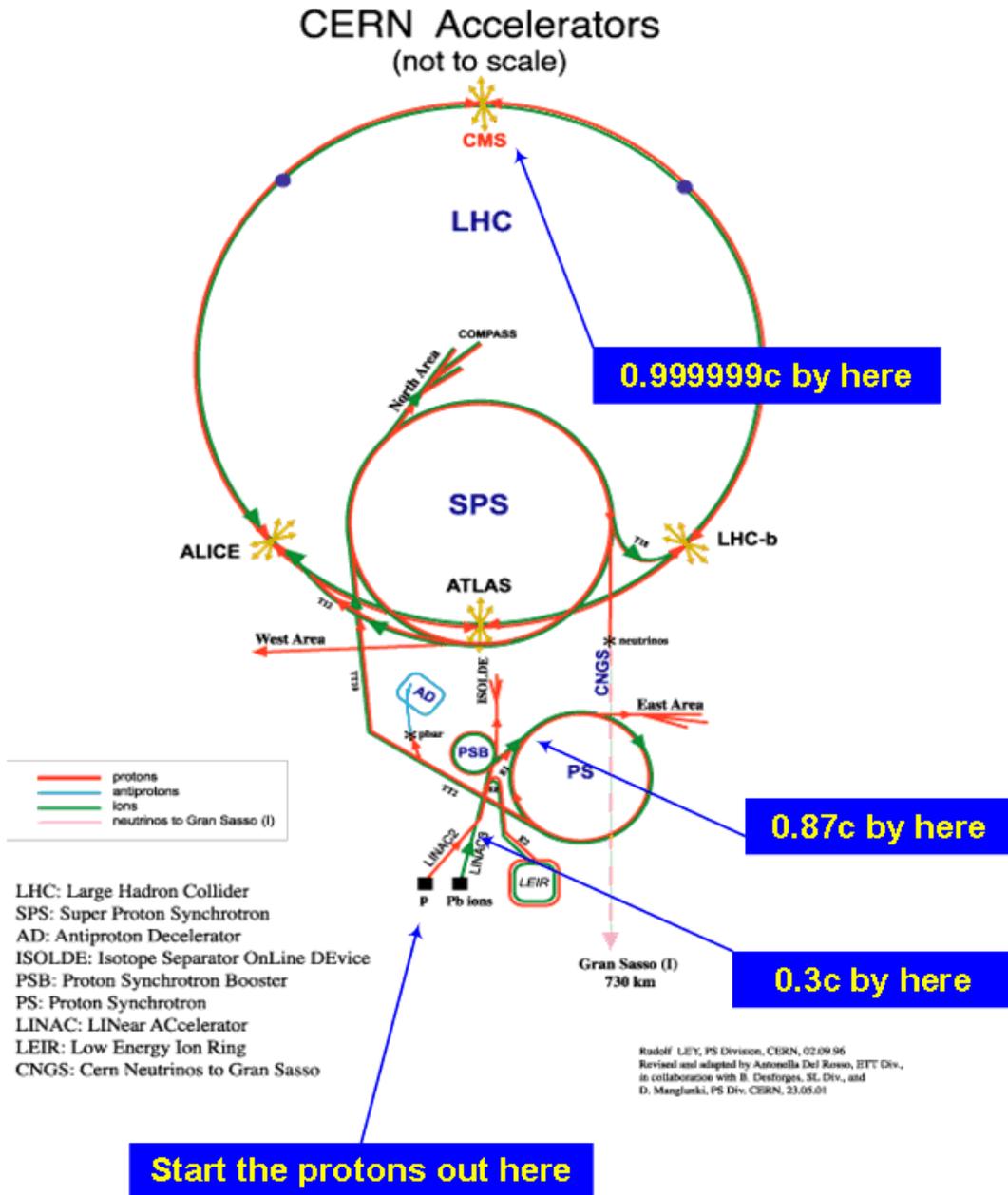


FIG. 2.1 – Système d'accélération du LHC. Ses faisceaux sont organisés en paquets de 2835 protons. Il y aura à terme 10^{11} protons par paquet dans la machine, espacés en temps de 25 ns.



FIG. 2.2 – Coupe transversale d'un aimant dipolaire supraconducteur (gauche) et vue de dipoles installés dans le tunnel du LHC (droite).

fonction du nombre de paquets N et du nombre de protons n dans chaque paquet et de la taille transverse du faisceau au point d'interaction :

$$L = \frac{\gamma n N^2 f}{4\pi \epsilon_n \beta^*} = \frac{n N^2 f}{4\pi \sigma_x \sigma_y} \quad (2.2)$$

où f est la fréquence de croisement de deux faisceaux, γ le facteur de Lorentz des particules, ϵ_n l'émittance transverse et où β^* caractérise la focalisation des faisceaux dans le plan transverse. Enfin σ_x et σ_y représentent les tailles transverses des paquets de protons. Les valeurs typiques pour σ_x et σ_y sont d'une dizaine de microns.

Le nombre d'interactions par croisement est, à basse luminosité ($10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$), de 2.5 et, à haute luminosité ($10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$), de 25. Par seconde, environ un milliard de collisions proton-proton auront lieu, à haute luminosité. Pour sélectionner uniquement les collisions intéressantes pour le programme de physique en autre et ne pas dépasser les capacités d'écriture sur disque ($\simeq 100$ événements par seconde), les détecteurs devront avoir un système de déclenchement extrêmement rapide (voir chapitre 3.7). La plupart des événements sont des événements à bi-ais minimum c'est à dire qu'il s'agit d'interactions entre deux protons caractérisés par une faible impulsion transverse et une faible énergie transverse déposée dans le détecteur. Le nombre considérable de collisions demande des détecteurs résistants aux radiations. En effet le flux de particules pourra atteindre 10^{17} neutrons par cm^2 et 10^7Gy^1 en dix années de fonctionnement.

2.4 Les expériences du LHC

Quatre détecteurs principaux se situent sur les points d'interactions de l'anneau du LHC. Il s'agit de ATLAS, ALICE, CMS et LHCb (2.3).

- **ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus)** : Il s'agit d'un dispositif instrumental caractérisé par son aimant toroïdal pour la détection des muons qui aura pour tâche de détecter le boson de Higgs ainsi que d'autres particules telles que les particules supersymétriques (SUSY) (voir chapitre 3).
- **CMS (Compact Muon Solenoid)** : Ce détecteur va permettre, tout comme ATLAS,

¹Un gray est la dose d'énergie absorbée par un milieu homogène d'une masse d'un kilogramme lorsqu'il est exposé à un rayonnement ionisant apportant une énergie d'un joule, $1 \text{Gy} = 1 \text{J/kg}$

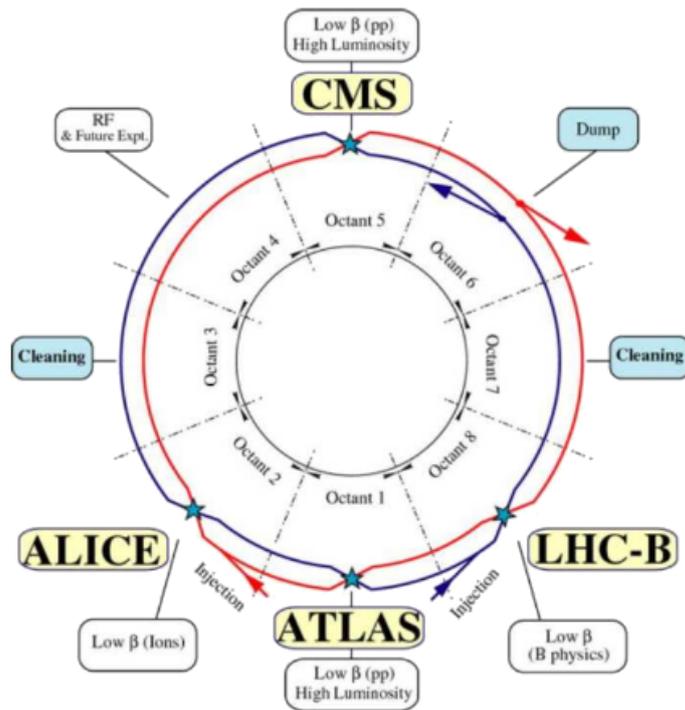


FIG. 2.3 – Les quatre expériences du LHC.

d'étudier un large domaine de physique. Il est caractérisé par ses détecteurs Silicium, son calorimètre à cristaux très compact et sa conception basée sur un solénoïde compact.

- **ALICE (A Large Ion Collider Experiment)** : Ce détecteur va s'intéresser à la physique des ions lourds et étudiera un état de matière où les quarks sont déconfinés : le plasma de quarks et de gluons.
- **LHCb** : Cette expérience s'intéressera à la violation de la symétrie CP et étudiera la physique des hadrons contenant un quark b. Elle complètera les résultats obtenus par les expériences BaBar et BELLE ainsi que ceux des expériences auprès du TeVatron.

Il existe deux expériences complémentaires :

- **LHCf** : L'expérience LHCf utilise les particules émises à petits angles, créées à l'intérieur du LHC pour simuler, à haute énergie, des interactions de rayons cosmiques en conditions de laboratoire. Ses deux détecteurs se situent de chaque côté, à 140 m du point d'interaction d'ATLAS.
- **TOTEM (TOTAL Elastic and diffractive cross section Measurement)** : Cette expérience étudie les diffusions proton-proton à très petits angles. Elle servira aussi à évaluer précisément la luminosité du LHC. Huit détecteurs seront placés par paires à deux emplacements proches (147 et 220 mètres) du point de collision de l'expérience CMS et d'autres à

l'intérieur de CMS.

2.5 Sections efficaces au LHC

Les événements intéressants correspondent aux interactions dures entre les partons de chaque proton. Ces interactions qui se font à courte portée produisent des événements à grande impulsion transverse.

Notons que pour des partons, l'énergie dans le centre de masse effective est plus petite que celle des protons. Soit :

$$\sqrt{\hat{S}} = \sqrt{x_a x_b S} \quad (2.3)$$

où x_a et x_b sont les impulsions portées par les partons (quarks et gluons). Les protons sont constitués de trois quarks de valence auxquels viennent s'ajouter des paires de quarks et d'anti-quarks de la mer. La présence de ces derniers ne modifie pas les propriétés des hadrons mais ils contribuent cependant à leur masse. La présence de ces quarks de la mer résulte d'une propriété de la mécanique quantique qui permet aux paires de quarks d'exister pendant un laps de temps déterminé par la relation d'indétermination d'Heisenberg [41] : $\Delta t \sim \hbar E$. Le proton est constitué de deux quarks de valence u et d'un quark de valence d (uud). La figure 2.4 montre la densité des quarks et des gluons dans un proton en fonction de leur impulsion. Il est à noter qu'à grande fraction d'énergie x , ce sont les quarks de valence qui dominent.

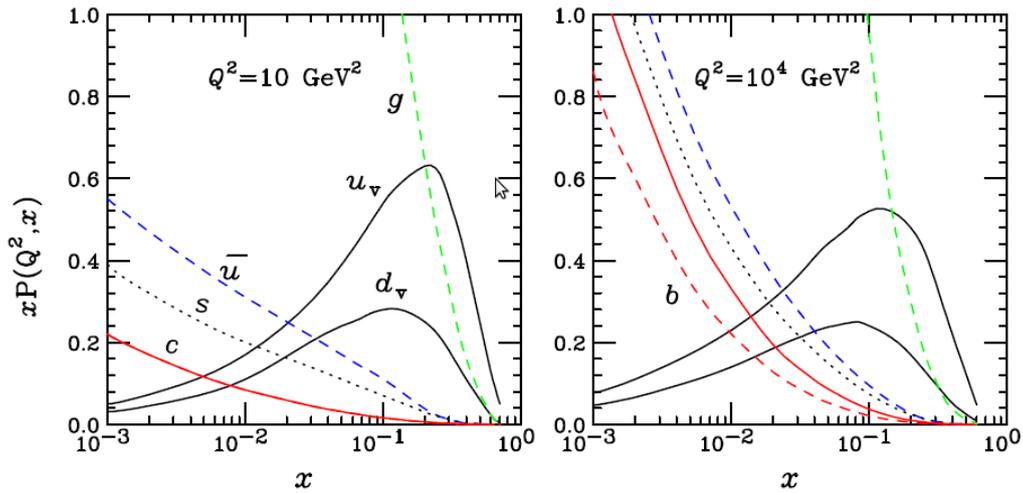


FIG. 2.4 – Impulsion des partons en fonction de leur fraction d'énergie x à deux échelles de factorisation [42].

A haute énergie, la section efficace, pour des interactions hadroniques, s'exprime à partir de celles des partons :

$$\sigma = \sum_{a,b=\text{partons}} \int dx_a dx_b f_a(x_a, Q^2) f_b(x_b, Q^2) \hat{\sigma}_{ab}(x_a, x_b) \quad (2.4)$$

avec $\hat{\sigma}_{ab}$ représente la section efficace d'interaction entre le parton a et le parton b et $f_a(x_a, Q^2)$ la probabilité de trouver le parton avec la fraction x_a de l'impulsion du proton et Q^2 l'impulsion transférée au hadron.

Sur la figure 2.5 sont représentées les sections efficaces en fonction de l'énergie dans le centre de masse de différents processus du Modèle Standard. On remarquera que pour les processus intéressants, les sections efficaces sont petites par rapport à celles des processus de la QCD.

2.6 La physique au LHC

Quatre domaines de recherche vont être étudiés principalement au LHC :

- La recherche du boson de Higgs du Modèle Standard, la mesure de sa masse et de ses couplages s'il est découvert.
- L'affinement des mesures de masses du boson W, du quark top et des couplages ($WW\gamma$, $WWZ\dots$).
- L'étude de la physique du b et de la violation de la symétrie CP.
- La recherche de physique au-delà du Modèle Standard (supersymétrie en particulier).

Nous pouvons voir dans le tableau 2.2 que les processus du Modèle Standard auront une grande statistique, même à basse luminosité.

Processus	Evènements/an
H_{MS}	10^4
$W \rightarrow e\nu$	10^8
$Z \rightarrow ee$	10^7
$t\bar{t}$	10^7
$b\bar{b}$	10^{12}

TAB. 2.2 – Statistique d'évènements du Modèle Standard attendus pour un an à basse luminosité ($10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) et à une énergie de 14 TeV.

2.6.1 Le Boson de Higgs

La découverte du Boson de Higgs est une étape majeure pour la validation du Modèle Standard. Sa découverte permettra donc de compléter la théorie électrofaible et de confirmer notre compréhension du mécanisme de génération des masses.

Sur la figure 2.6, les diagrammes de Feynmann des principaux canaux de production du Higgs sont représentés ainsi que l'évolution des sections efficaces en fonction de la masse du Higgs. Ainsi quatre modes de production vont être étudiés :

- 1) Le Higgs-strahlung : la production associée avec un boson vecteur : $q\bar{q} \rightarrow W^{\pm(*)}H$ et/ou $q\bar{q} \rightarrow Z^{0(*)} \rightarrow Z^0H$.
- 2) Le Vector Boson Fusion (VBF) : la fusion de bosons vecteurs ZZ ou WW : $qq \rightarrow qqW^{\pm(*)}W^{\pm(*)} \rightarrow qqH$ et/ou $qq \rightarrow qqZ^{0(*)}Z^{0(*)} \rightarrow qqH$ où Z^* représente un boson virtuel de Z hors de sa couche de masse.
- 3) La fusion gluon-gluon via une boucle de quark top : $gg \rightarrow Hq\bar{q}$.
- 4) La production associée à une paire $t\bar{t}$.

Le processus par fusion de gluons : $gg \rightarrow H$ est le mode de production dominant jusqu'à environ $M_H = 1 \text{ TeV}$ et sa section efficace au premier ordre est de deux ordres de grandeur plus importante que la section efficace du processus de production associée avec un boson de jauge W^\pm , Z^0 pour une masse $M_H = 200 \text{ GeV}$ (figure 2.7(a)). La section efficace de la production du boson de

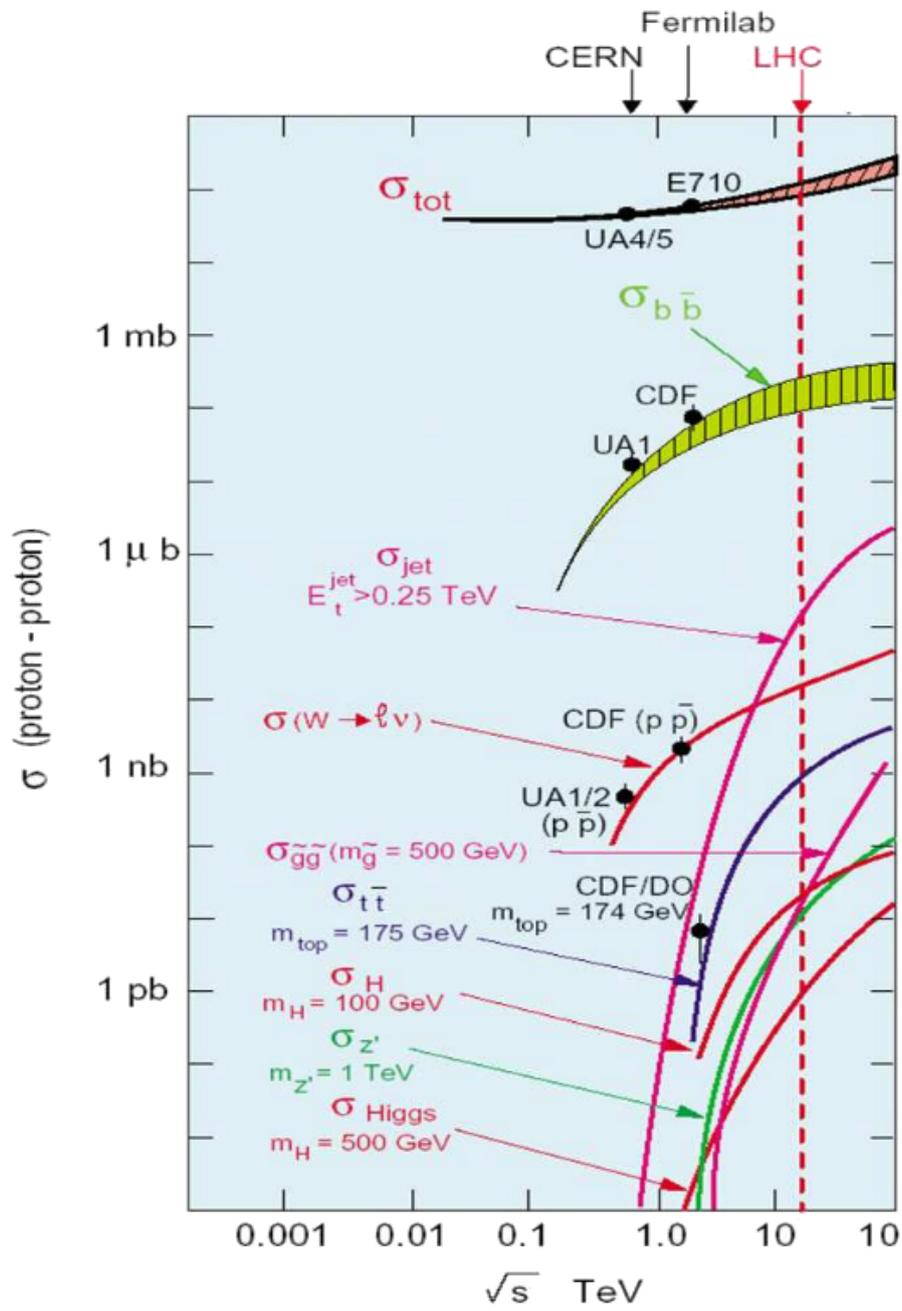


FIG. 2.5 – Sections efficaces des différents processus d'interaction au LHC en fonction de \sqrt{S} [43].

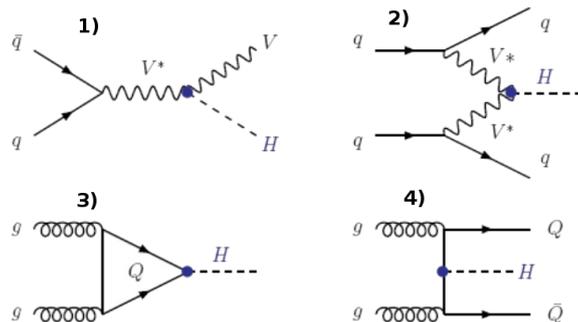


FIG. 2.6 – Diagrammes de Feynman des principaux canaux de production du Boson de Higgs.

Higgs avec une paire $t\bar{t}$ ou un boson W^\pm ou Z^0 est bien plus faible mais donne néanmoins des états finaux qui sont relativement faciles à extraire du bruit de fond dû à la présence de leptons ou de quark top dans l'état final. Le mode de production du boson de Higgs par la fusion des bosons W^\pm , Z^0 ($gg \rightarrow H$) devient de plus en plus important par rapport au mode de production du boson de Higgs par la fusion des gluons au fur et à mesure que la masse du Higgs augmente, pour atteindre des sections efficaces similaires pour $m_H \simeq 1$ TeV. Ce processus de production VBF ("Vector Boson Fusion") mène à la signature de deux jets de particules émis à l'avant.

Au LHC, de nombreux canaux de désintégrations du Higgs sont étudiés pour pouvoir contraindre tout le spectre de masse. Les rapports d'embranchements, pour la désintégration du Higgs, sont présentés sur la figure 2.7(b).

On peut diviser ces canaux de recherche en trois groupes selon la masse du boson de Higgs :

- **La région à basse masse** ($m_H < 130$ GeV). Deux canaux sont étudiés.

Le canal $H \rightarrow b\bar{b}$ possède un rapport de branchement de près de 90% mais il est difficilement détectable à cause du bruit de fond QCD. Il ne peut donc pas raisonnablement être étudié dans son mode direct de production. Il sera recherché, dans ce canal, en production associée avec un boson vecteur (W,Z) ou une paire $t\bar{t}$. La présence d'un W,Z ou $t\bar{t}$ dans l'état final offrent une signature claire qui permet de lutter contre les bruits de fond. Dans ce canal, la section efficace est significativement réduite (de 20 pb à moins de 1 pb). Il est donc nécessaire de procéder à un bon étiquetage des jets de b.

Le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ a un rapport d'embranchement beaucoup plus faible, de l'ordre de $2 \cdot 10^{-3}$. Le bruit de fond y est extrêmement important et particulièrement le bruit de fond irréductible qui est constitué des évènements produisant des paires de photons directs ($gg \rightarrow \gamma\gamma$, $q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$). C'est pourquoi un calorimètre électromagnétique avec des résolutions en énergie et angulaires excellentes a été conçu (voir chapitre 3). Le bruit de fond réductible est constitué de la production de jets mal-identifiés et confondus avec un photon dans le calorimètre. Les processus de bruit de fond réductible sont issus des interactions entre les gluons, les paires quarks-antiquarks ou entre quarks et gluons. Le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ est le canal phare de cette région de masse.

- **La région intermédiaire** ($130 \text{ GeV} < m_H < 2m_Z$). Les deux canaux les plus intéressants sont le canal $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ et $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu l\nu$. Dans le premier canal, le facteur de rejet du bruit de fond est très important grâce aux contraintes fixées par la masse de chaque Z. Le bruit de fond principal est la production de paires de Z obtenues par les processus électrofaibles. Le deuxième canal a une statistique plus importante qui est intéressante

pour une étude des couplages du Higgs avec les bosons vecteurs.

- **La région de grande masse** ($m_H > 2m_Z$). Dans cette région, le canal le plus fiable est $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$. Le bruit de fond y est plus petit que le signal soit un rapport de $\frac{S}{B} > 5$ pour une masse de Higgs inférieure à 500 GeV. Au-dessus de 600 GeV, le Higgs peut toujours être observé via ce canal mais les événements deviennent très rares. Il sera plutôt étudié en combinant ce canal avec les canaux $H \rightarrow ZZ \rightarrow ll\nu\nu$, $H \rightarrow WW \rightarrow ll\nu\nu$ et le canal $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$. Pour ces trois canaux, une excellente reconstruction de l'énergie manquante sera nécessaire ainsi qu'une reconstruction précise des désintégrations des bosons vecteurs en jets.

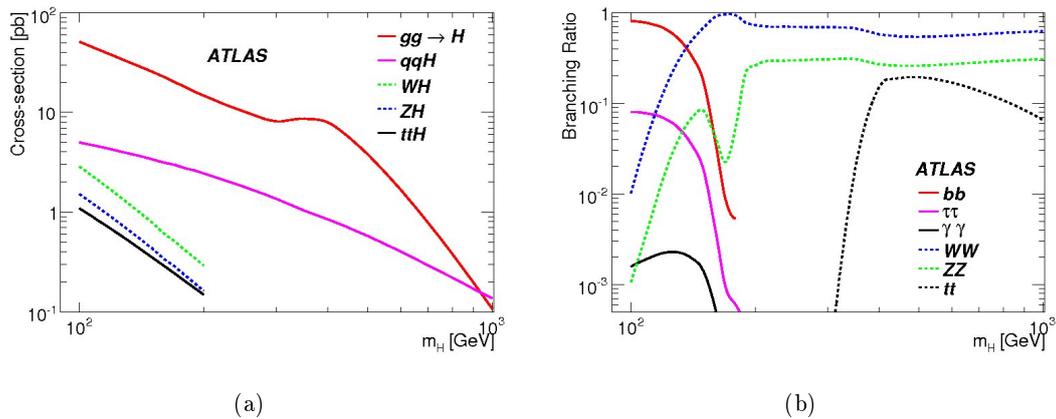


FIG. 2.7 – (a) Sections efficaces pour les 4 canaux de production du boson de Higgs au LHC à 14 TeV et (b) rapports de branchements pour les différents modes de désintégrations du Higgs en fonction de sa masse.

Jusqu'à présent les seules informations directes sur le Boson de Higgs sont des limites sur sa masse. Les recherches directes au LEP contraignent la masse du Higgs à se situer entre 114.4 et 185 GeV. En juillet 2010, les expériences CDF et D0 ont annoncé de nouvelles contraintes sur la masse du Higgs (cf figure 2.8). Les nouveaux résultats de CDF et D0 excluent une partie de ce domaine, de 158 à 175 GeV, ce qui implique que le boson de Higgs, s'il existe, a une masse qui se situe soit entre 175 et 185 GeV, soit, plus probablement, entre 114 et 160 GeV.

2.6.2 Les quarks et les leptons lourds

2.6.2.1 Le quark top

Dans le cadre du Modèle Standard, le quark top est le partenaire d'isospin faible du quark b. Il est le dernier des quarks à avoir été découvert au TeVatron avec une statistique accumulée de quelques centaines d'événements seulement ce qui rend ses propriétés encore peu connues de manière directe à ce jour. Sa masse élevée permet d'envisager des couplages non-standard. Les mesures effectuées par les expériences D0 et CDF convergent vers une masse de $173.3 \pm 1.1 \text{ GeV}/c^2$ [45]. Sa masse est proche de $\frac{\nu}{\sqrt{2}}$ où ν est la valeur du champ de Higgs dans le vide. Sachant que pour des fermions, il a été démontré, dans le chapitre 1, que $m_F = \nu g_F$, on trouve facilement que le couplage de Yukawa G_t du quark top est proche de l'unité. Cette valeur différente de

Search for the Higgs Particle

Status as of July 2010

95% confidence level

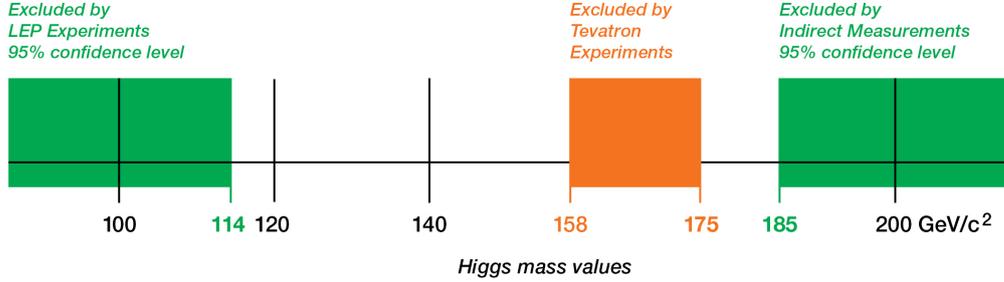


FIG. 2.8 – Nouvelles contraintes apportées par les expériences CDF et D0 sur la masse du Higgs en juillet 2010. La zone 160-170 GeV est désormais exclue [44].

celle des autres quarks, pourrait montrer que le quark top joue un rôle dans le mécanisme de brisure de symétrie électrofaible. Le quark top a aussi une place à part dans plusieurs théories au-delà du Modèle Standard [46]. Dans certains modèles, le quark top possède des propriétés nouvelles. Dans le modèle introduisant la technicouleur (voir chapitre 1.9.1), il y a formation d'un condensat $t\bar{t}$ à cause de l'interaction attractive à 4 quarks top [47]. En projetant la valeur moyenne de l'état lié $t\bar{t}$ sur le vide : $\langle 0|\bar{t}_L t_R|0\rangle$, on obtient une valeur non nulle ce qui entraîne une brisure de $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Ce modèle est à l'heure actuelle, exclu puisqu'il prédit une valeur de masse du quark top : $m_t \geq 220 \text{ GeV}/c^2$ [48]. Dans d'autres théories, la nouvelle physique peut se manifester par le biais de résonances dans la production en paires : $gg \rightarrow X \rightarrow t\bar{t}$. La particule intermédiaire peut être un boson de Higgs supersymétrique neutre [49].

Dans un collisionneur hadronique, le quark top peut être produit de deux façons :

- **Par interaction forte.** Par fusion de gluons ou par annihilation quark-antiquark (voir figure 2.9). Il s'agit d'une production par paire top-antitop. C'est dans ce mode de production que le quark top a été découvert en 1995. Les calculs théoriques [50] ont montré qu'au LHC la section efficace de production est de 300 pb au premier ordre (LO) et de de 850 pb au second ordre (NLO) avec une incertitude de 10%. Au LHC, la contribution du processus $gg \rightarrow t\bar{t}$ est dominante autour de 90% à cause de la domination des gluons devant les paires quark-antiquark de la mer, présentes dans chaque hadron dans cette gamme d'énergie. La production d'une paire $q\bar{q}$ ne peut se faire que lorsqu'un quark fusionne avec un antiquark de la mer ce qui est beaucoup plus rare que la fusion de deux gluons (contrairement au Tevatron où sont produites des interactions $p\bar{p}$).
- **Par interaction faible.** A travers le vertex tWb , trois processus entrent en jeu (voir figure 2.10). Dans ces trois cas, le quark top est produit en association avec un quark b. On parle de quark top "célibataire" et il est accompagné d'un quark b, d'un boson W ou d'un quark léger. Au LHC, la section efficace attendue est d'environ 300 pb dans les conditions nominales.

Dans ces deux cas, ces modes de production auront des signatures expérimentales brouillées par

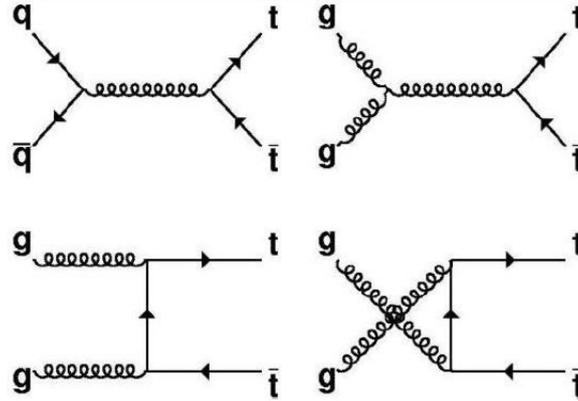


FIG. 2.9 – Diagrammes de production de paires top-antitop par interaction forte.

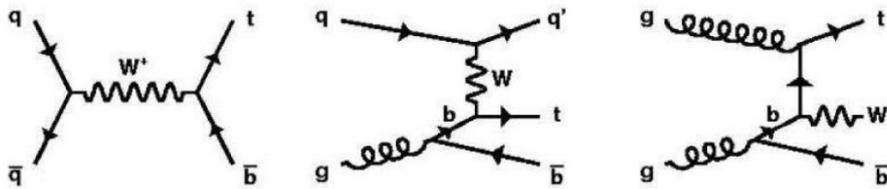


FIG. 2.10 – Diagrammes de production du quark top célibataire par interaction faible.

des bruits de fond importants. L'énergie nominale dans le centre de masse au LHC étant de 14 TeV, les sections efficaces de production du quark top seront cent fois plus élevées qu'au TeVatron. En effet quatre-vingt millions de paires $t\bar{t}$ et trente millions de quarks tops célibataires seront produit au LHC par an pour une luminosité nominale. Le tableau 2.3 répertorie les précisions que pourra apporter le LHC par rapport aux mesures antérieures. Une mesure très précise de la masse du quark top pourra être effectuée grâce aux désintégrations du quark top en Wb ainsi qu'une mesure de la section efficace de production par paires d'une précision de près de 5% L'importante production de quarks top célibataires pourra améliorer la statistique sur leur section efficace de production suivant les trois modes. Enfin l'étude de la section efficace de production de quarks top célibataires, proportionnelle à $|V_{tb}|^2$, conduira à une estimation directe de l'élément de matrice $|V_{tb}|$.

Propriétés	Mesure actuelle	Précision attendue sur les résultats du LHC (dans les conditions nominales)
Masse	170.9 ± 1.8	$\leq 1\text{GeV}$
$\sigma(t\bar{t})$	$7.3 \pm 0.9\text{pb}$	5%
$\sigma(\text{top seul})$	$4.9 \pm 1.4\text{pb}$	13 à 21%
V_{tb}	20%	3%

TAB. 2.3 – Objectifs actuels du LHC pour les mesures de précision concernant le quark top.

2.6.2.2 Une quatrième famille de quarks et de leptons ?

Les expériences du LEP et du SLC ont démontré que seulement trois familles de neutrinos légers ($m_\nu < \frac{m_Z}{2}$) existent. Pourtant rien n'exclut l'existence de neutrinos lourds ou même d'une quatrième génération de quarks et de leptons. Le LHC possède un grand pouvoir de découverte de ce type de particules dont l'existence est prédite par de nombreux modèles. Les dernières limites expérimentales concernant la quatrième génération donnent une masse des quarks et des leptons $m_l > 92.4$ GeV et une limite $m_\nu > 45$ GeV pour les neutrinos [51]. La figure 2.11 représente les sections efficaces de production de quarks lourds pour une masse supérieure à 300 GeV pour des énergies dans le centre de masse de 7 TeV et 10 TeV (pp) ainsi que pour des collisions $p\bar{p}$ à 2 TeV pour le TeVatron. Ainsi près de 30000 évènements avec un quark de masse 600 GeV pourraient être produits, à basse luminosité, en une seule année.

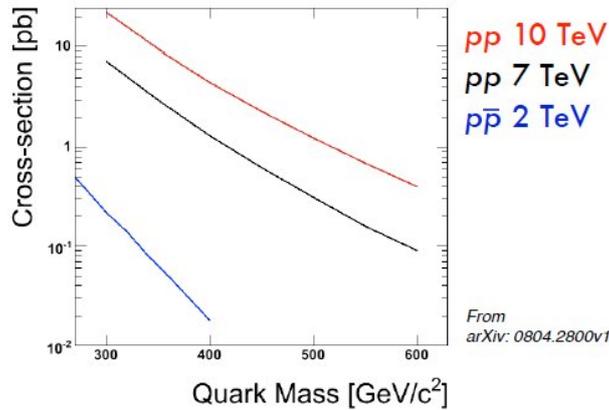


FIG. 2.11 – Section efficace de production de quark lourd en fonction de la masse du quark et de l'énergie dans le centre de masse [52]. La courbe bleue correspond aux conditions du TeVatron.

2.6.3 Les bosons W^\pm et Z^0

Des études précises vont pouvoir être menées au LHC sur la production des bosons de jauge électrofaibles. En effet 300 millions d'évènements sont attendus en un an de prise de données et à basse luminosité [53]. En utilisant les évènements des modes de désintégrations leptoniques ($W \rightarrow e\nu$ et $W \rightarrow \mu\nu$), des mesures de la masse du W pourront être effectuées avec une précision d'environ 20 MeV.

L'étude des évènements $Z \rightarrow ll$ sera aussi extrêmement utile pour la calibration des sous-détecteurs :

- Le détecteur interne et le spectromètre à muons avec la mesure de l'impulsion des muons.
- Le calorimètre électromagnétique avec une mesure de l'énergie des électrons.

2.6.4 La physique des hadrons B

Le LHC possède une expérience dédiée à la physique des quarks b et de la violation de symétrie CP : LHCb. Mais le détecteur ATLAS participera également à ce type de physique en étudiant la violation de la symétrie CP ainsi que les désintégrations rares de mésons B [54]. Au LHC, environ une collision sur 100 produira une paire $b\bar{b}$ ce qui constitue un taux de production important de mésons B.

Comme cela a été présenté dans le chapitre 1, la violation de CP correspond à l'existence d'une phase dans la matrice CKM. Dans le domaine des mésons B, elle peut être représentée par un triangle d'unitarité dont les angles aux sommets α , β et γ pourront être mesurés grâce aux canaux : $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $B_d^0 \rightarrow J/\Psi K_S^0$ et $B_S^0 \rightarrow J/\Psi\Phi$. On attend une précision de 0.012 sur $\sin\beta$ et de 3% sur α (contre 0.023 et 4.5 % obtenus avec l'expérience BaBar [55]).

2.6.5 La recherche des particules supersymétriques

Les modèles supersymétriques permettent de rendre le mécanisme de génération des masses des particules plus plausible. En effet comme cela a été expliqué dans le chapitre 1.8.1, la supersymétrie permet de s'affranchir du problème de divergence des masses du boson de Higgs en associant à chaque fermion un boson supersymétrique et à chaque boson un fermion supersymétrique. Bien qu'aucune preuve expérimentale n'ait été mise en évidence à ce jour, le LEP et le TeVatron ont réussi à obtenir des limites à 250 GeV sur les masses des squarks et les gluinos et à environ 100 GeV pour les sleptons et les charginos [56]. La recherche de squarks et de gluinos sera favorisée car leurs sections efficaces de production sont de l'ordre de celle du bruit de fond du Modèle Standard. Il sera de même possible de rechercher les sleptons, les charginos ainsi que les neutralinos. Si des particules supersymétriques existent avec des masses aux alentours de 1 TeV, le LHC pourra aisément les mettre en évidence. La figure 2.12 représente la valeur maximale de m_h en fonction de $\tan\beta$. Cette valeur est une prédiction importante de la supersymétrie. En effet lorsque l'on introduit deux doublets de Higgs Φ_1 et Φ_2 et que le champ de Higgs est développé autour de sa valeur dans le vide, deux minima sont trouvés : V_1 et V_2 . Le rapport $\frac{V_2}{V_1}$ permet d'obtenir la valeur de $\tan\beta$ ². Cette valeur est en accord avec les ajustements électrofaibles qui prédisent un boson de Higgs léger.

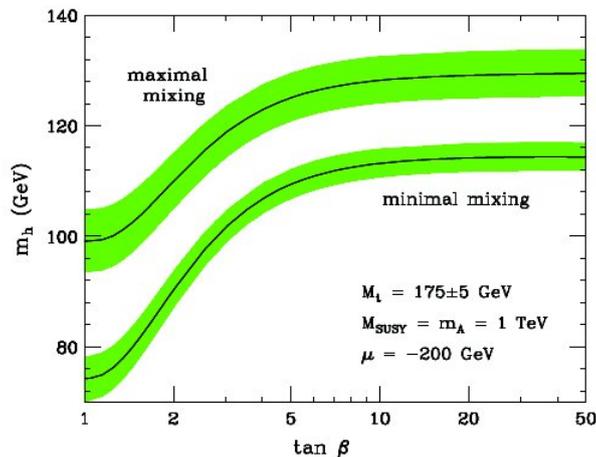


FIG. 2.12 – Masse du boson de Higgs supersymétrique en fonction de $\tan\beta$ après corrections radiatives. L'impact de la valeur du quark top est représenté par la bande noire.

²L'angle β s'avère être l'angle de mélange entre les composantes chargées des deux doublets. Par exemple : la charge physique H^+ du boson de Higgs est $H^+ = -\sin(\beta) \times \Phi_1^+ + \cos(\beta) \times \Phi_2^+$.

2.6.6 Les modèles exotiques

Dans le chapitre 1 ont été détaillé les modèles exotiques autres que les modèles supersymétriques. La technicouleur qui prévoit l'existence de technifermions ainsi que l'existence d'états excités de quarks et de fermions. Parallèlement des recherches de nouveaux bosons de jauge seront effectuées dans les canaux : $W' \rightarrow ZW$ et $Z' \rightarrow WW$ [57].

2.7 Le démarrage du LHC

Le 10 septembre 2008, les premiers paquets de protons ont été injectés et ont circulé dans l'anneau à une énergie de 450 GeV. Le faisceau a traversé en premier le détecteur ALICE, puis CMS et LHCb pour arriver, une heure après sur ATLAS. Au cours de la journée, les protons ont effectué plusieurs centaines de tours. Le fonctionnement du LHC fut interrompu, dans la nuit du 12 septembre suite à un problème sur un transformateur. Mais lors de tests sur un des octants, le 19 septembre, un choc thermique entraîna un dégazage violent d'hélium ce qui induisit une onde de choc qui endommagea gravement le secteur. Les réparations durèrent plus de six mois jusqu'à ce que le dernier aimant à remplacer ait été descendu et installé dans le tunnel du LHC le 30 avril 2009. Le 20 novembre 2009, le LHC redémarrera. Les premières collisions de protons eurent lieu 3 jours plus tard avec un seul paquet de particules circulant dans chaque sens, à l'énergie d'injection de 450 GeV. Juste avant la trêve hivernale, le LHC a atteint 1.2 TeV par faisceau et a fourni une bonne quantité de données de collisions exploitables pour l'étalonnage des détecteurs. Le redémarrage a eu lieu en mars 2010 et une longue période de prises de données est prévue jusqu'à fin 2011. Elle devrait permettre aux détecteurs d'enregistrer environ 100 pb^{-1} de données avec des collisions de 7 TeV. Il n'atteindra une énergie proche de 14 TeV dans le centre de masse qu'en 2013.

Chapitre 3

Le détecteur ATLAS

3.1 Introduction

L'expérience ATLAS est une des expériences en cours d'exploitation au LHC du CERN. Le détecteur ATLAS constitue avec CMS un des deux détecteurs généralistes construits pour le LHC. Les faisceaux se croisent au centre du détecteur ce qui définit le point d'interaction. Les collisions proton-proton sont complexes et mettront en jeu des énergies dans le centre de masse de 7 TeV pendant les deux premières années, proches de 14 TeV dans la suite avec une luminosité instantanée jusqu'à $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. De ce fait la conception du détecteur a largement tenu compte des contraintes liées aux taux de radiations importants ainsi que du nombre important de collisions qui obligent le détecteur à avoir une réponse rapide. Autour du point d'interaction, se trouvent successivement le détecteur interne, le système de calorimétrie et enfin le détecteur de muons (cf figure 3.1).

Un système d'aimants supraconducteurs est utilisé pour produire les champs magnétiques nécessaires pour la mesure de l'impulsion des particules chargées. Ce système comprend un solénoïde pour la partie centrale et interne du détecteur et trois toroïdes pour la partie à grand rayon, dédiée à la mesure des muons.

Le détecteur interne mesure les trajectoires des particules chargées en utilisant la technologie de semi-conducteurs au silicium pour la partie la plus proche du point d'interaction. Il comporte également un détecteur à rayonnement de transition (TRT).

Plusieurs calorimètres d'ATLAS utilisent l'argon liquide comme milieu actif. Le calorimètre électromagnétique, très finement segmenté, utilise le plomb comme milieu absorbeur et couvre la région $|\eta| < 3.2$. Sa structure en accordéon permet une propagation rapide du signal et améliore l'herméticité. La partie avant du calorimètre hadronique possède une structure cuivre/argon liquide alors que la partie tonneau du calorimètre hadronique est composée de fer pour le milieu absorbant et de scintillateur pour le milieu actif.

Tout autour des calorimètres se trouvent les chambres à muons dont une partie permet de mesurer l'impulsion des particules et d'autres servent au système de déclenchement.

Pour reconstruire et analyser les données recueillies par les différents détecteurs, une importante infrastructure informatique a été développée.

L'environnement logiciel d'ATLAS repose sur la structure *Athena* qui est écrite en C++ soit un langage orienté objet et utilise également ROOT, un logiciel d'analyse de données développé par le CERN [58].

Un réseau mondial de très haut débit appelé la grille de calcul a été mis en place et permet de relier les différents centres de calcul des différents instituts. Il permettra, grâce à une solide

infrastructure, de stocker le volume énorme de données (1.8 giga-octets par seconde, soit 1 Peta-byte de données par an) dès le démarrage du LHC.

En premier lieu sera décrit précisément chaque sous-détecteur ainsi que ses performances. Enfin une description des programmes de reconstruction sera donnée.

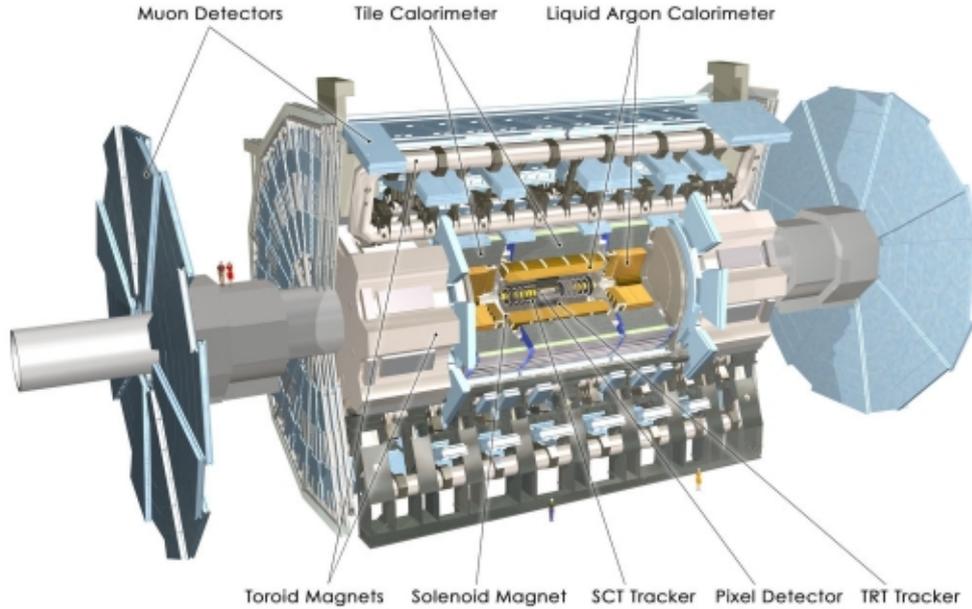


FIG. 3.1 – Le détecteur ATLAS.

3.2 Système de coordonnées

Dans les parties qui vont suivre, seront utilisées, pour la description de chaque sous détecteur, les grandeurs usuelles suivantes (figure 3.2) :

- le repère cartésien $Oxyz$ où la direction Oz est parallèle à l'axe des faisceaux,
- l'angle azimutal φ qui est l'angle de la direction de la particule dans le plan xOy ,
- la pseudo-rapacité donnée par la formule : $\eta = -\ln(\tan\frac{\theta}{2})$ où θ est l'angle entre l'axe Oz et la direction de la particule,
- l'impulsion transverse $P_T = \sqrt{P_z^2 + P_y^2}$

3.3 Système d'aimants

Une partie essentielle du détecteur est le système d'aimants qui génère un champ magnétique courbant les trajectoires des particules chargées et qui permet de ce fait de mesurer leur impulsion.

ATLAS est équipé d'un système hybride de quatre aimants supraconducteurs : un solénoïde central fournissant un champ magnétique uniforme parallèle au faisceau, de 2 T utilisé par les détecteurs de traces centraux et une partie toroïde tonneau ainsi que deux parties bouchon qui créent un champ magnétique tangentiel de 1 T dans les détecteurs de muons.

- Le solénoïde central qui se situe au coeur de l'expérience mesure 5.3 m de long. Il possède un diamètre de 2.4 m (figure 3.3). Il génère un champ magnétique parallèle au faisceau

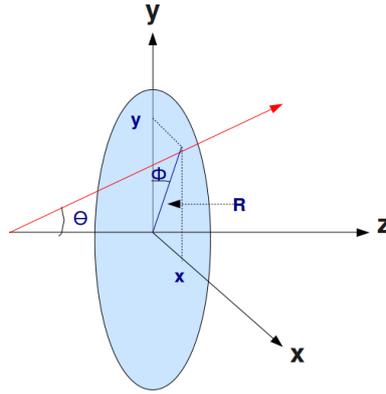


FIG. 3.2 – Coordonnées utilisées dans ATLAS.

de 2 T pour un courant de 7600 A. Il est placé devant le tonneau du calorimètre, dans le même cryostat, ce qui signifie que le bobinage doit être aussi transparent que possible aux particules qui le traversent. Il est refroidi avec de l'hélium liquide jusqu'à 4.5 K.



FIG. 3.3 – Le solénoïde central.

- Un aimant toroïdal génère un champ tangentiel autour de l'axe central du spectromètre à muons de 0.4 T (figure 3.4). Au centre se trouve le toroïde tonneau qui comprend 8 bobines supraconductrices de $25 \times 5 \text{ m}^2$ de surface placées dans des cryostats individuels. Il est complété par deux aimants toroïdaux bouchon qui contiennent également huit bobines placées cette fois-ci dans un seul cryostat de $5 \times 1.65 \text{ m}^2$ de surface.

3.4 Détecteurs internes

Le détecteur interne d'ATLAS a un diamètre d'environ 2.2 m pour une longueur de 7 m. Les trois sous-détecteurs qui le constituent fonctionnent dans un champ uniforme solénoïdal de 2 T. Leur conception tient largement compte d'effets très importants liés aux très hautes radiations générées au LHC ainsi que du temps très court entre les croisements des paquets de faisceaux (25 ns). Le flux de particules chargées varie suivant la profondeur. Il est de $10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ au rayon $r=4 \text{ cm}$, de $5.10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ à $r = 25 \text{ cm}$ et de $5.10^5 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ à 100 cm.

C'est pourquoi trois technologies différentes ont été mises en place dans trois sous-détecteurs bien distincts (figure 3.6).

Les croisements de faisceau étant proches les uns des autres, il ne faut pas mélanger les informations correspondant aux interactions de particules provenant d'autres croisements de faisceaux. Les détecteurs doivent donc avoir une réponse extrêmement rapide et être capables

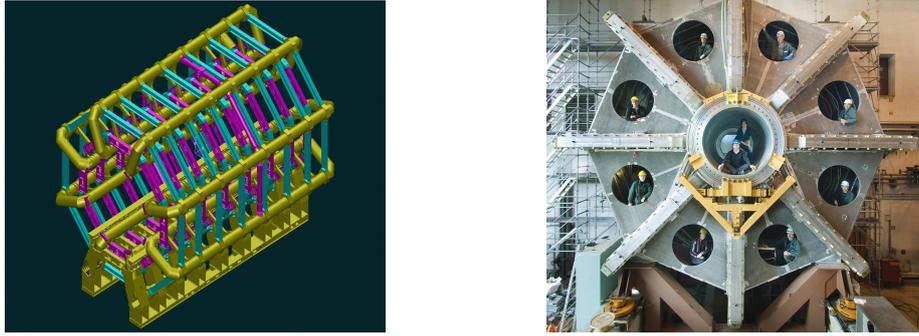


FIG. 3.4 – Vue schématique de l’aimant toroïdal tonneau (à gauche) et une photo de l’aimant bouchon (à droite).

malgré le grand nombre d’impacts de reconstruire les traces. Par ailleurs le détecteur interne doit être constitué du moins de matière possible, pour permettre aux calorimètres de recueillir ensuite toute l’énergie des particules initiales. La figure 3.5 montre la quantité de matière, en longueur de radiation, en fonction de η pour le détecteur interne. Ceci constitue un défi considérable,

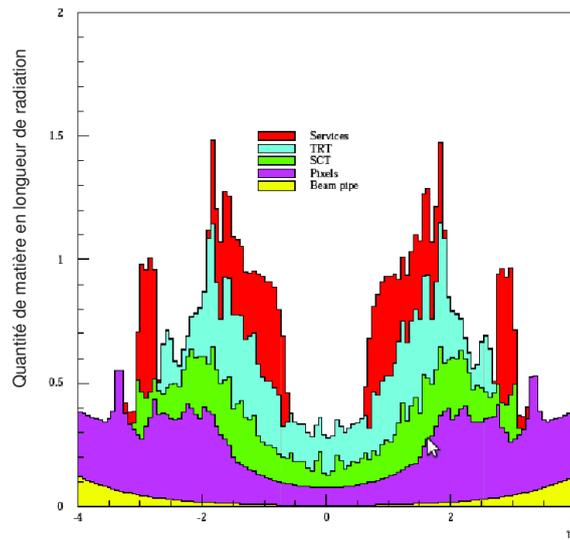


FIG. 3.5 – Quantité de matière représentée par les détecteurs internes en longueur de radiation.

notamment à cause du système de refroidissement et de la quantité de câbles nécessaire au bon fonctionnement du très grand nombre de canaux de lecture (de l’ordre de 10^8). Enfin, les détecteurs doivent supporter le taux d’irradiation. Ceci impose le choix de matériaux particuliers et de technologies de détecteur silicium spécifiques.

3.4.1 Le détecteur à pixels

Le système de détecteurs à pixels d’ATLAS possède plus de 10^8 cellules appelées pixels. La taille d’un pixel est de $50 \mu\text{m}$ sur $300 \mu\text{m}$ (en $R\varphi \times z$). Il est divisé en deux parties :

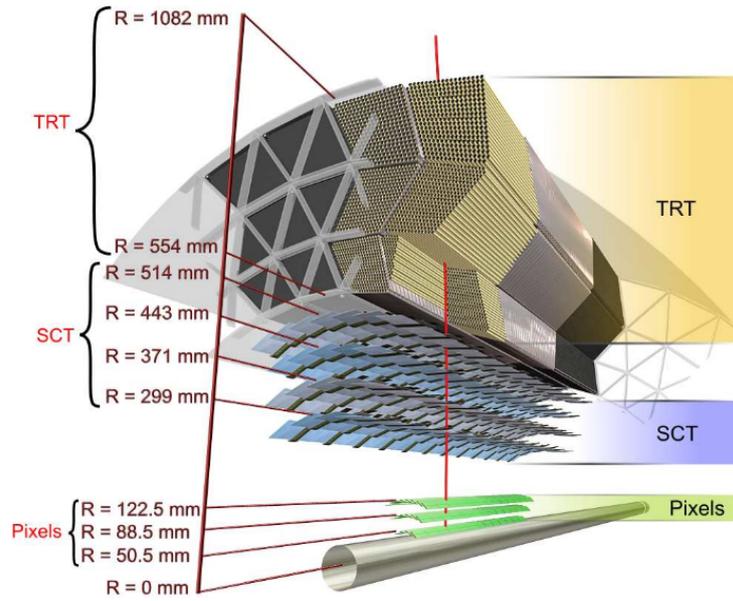


FIG. 3.6 – Schéma représentant la structure d'éléments traversés par une particule chargée. La particule traverse successivement le tube à vide en béryllium, les trois couches de pixel en silicium, les quatre couches du détecteur à micro-pistes en silicium (SCT) puis le détecteur à radiation de transition (TRT).

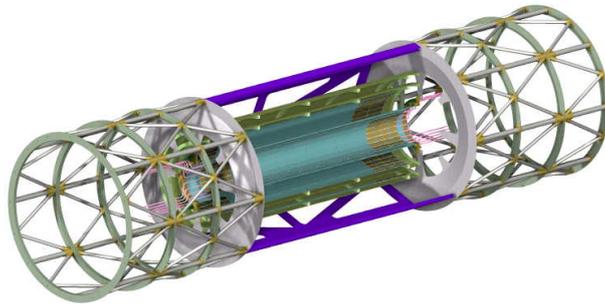


FIG. 3.7 – Le système de détecteur à pixels avec ses trois couches.

la partie centrale constituée de trois couches concentriques (couche B, couche 1, couche 2) et la partie avant et arrière comprenant trois disques de chaque côté du tonneau (figure 3.7). Ce détecteur sera utilisé pour étiqueter les particules à courte durée de vie (tels que les jets provenant de désintégrations de b) et pour reconstruire les vertex secondaires. La couche de pixels la plus proche du point d'interaction est importante pour la précision de la reconstruction du paramètre d'impact des traces. Elle est appelée couche B en raison du rôle crucial qu'elle joue pour l'identification des jets de b . Cependant, à cause des détériorations causées par les taux de radiations élevés, il est prévu de la remplacer après quelques années de fonctionnement.

Le système possède une grande granularité ce qui signifie qu'un pixel sur dix mille en moyenne est touché par événement. Le détecteur est conçu de manière à ce que chaque trace possède au moins trois points dans la région $|\eta| < 2.5$.

3.4.2 Le détecteur à micro-pistes SCT (Semi-Conductor Tracker)

Le détecteur de traces SCT a un diamètre de 1.2 m et une longueur de 5.6 m. Il comporte deux parties : une partie tonneau composée de quatre couches cylindriques concentriques de 1.6 m de long et de rayons compris entre 30 et 52 cm ainsi que deux parties bouchons de neuf disques chacune à des distances entre 80 cm et 2.8 m.

Ce détecteur couvre la région $|\eta| < 2.5$ et fournit quatre points de mesure par trace. 2112 modules forment la partie tonneau et sont parallèles à l'axe du détecteur, 1976 modules constituent la partie bouchon. Chaque module contient quatre détecteurs. De chaque côté du module, deux détecteurs sont connectés.

Le SCT a été conçu pour fournir au moins quatre points de passage par trace et pour avoir une efficacité supérieure à 95% pendant toute la durée de fonctionnement d'ATLAS, ce afin d'assurer une bonne reconstruction des traces et une bonne efficacité de déclenchement [59].

Sa résolution est de l'ordre de 16 μm dans le plan $R\varphi$, de 580 μm dans la direction z .

3.4.3 Le détecteur à rayonnement de transition (TRT)

Le détecteur à rayonnement de transition permet une détermination efficace de la trajectoire des particules chargées dans le plan $R\varphi$. Il permet de collecter 36 points de mesures supplémentaires par trace et permet ainsi d'obtenir une bonne mesure sur l'impulsion des particules chargées et une bonne reconstruction des traces. Il couvre la région $|\eta| < 2.5$ et contient 420000 capteurs.

Il utilise comme technique de détection des tubes à dérive (pailles) dont le centre est occupé par un fil en tungstène doré et rempli d'un mélange de gaz à 70% de Xénon, 20% de méthane et 10% de CO_2 pour détecter les rayons X. En effet les électrons contenus dans les radiateurs de transition (couches de polyéthylène entre les pailles) produisent des rayons X qui sont détectés dans les tubes à dérives.

La partie externe du TRT jusqu'à $|\eta| < 0.8$ est composée d'un tonneau et de 2 bouchons. Le tonneau est constitué de 3 couches dont chacune contient 32 modules identiques. Chaque module de la première couche contient 329 tubes à dérives, les modules du milieu contiennent chacun 520 tubes à dérive tandis que chaque module de la partie externe contient 793 tubes à dérive. Il y a donc au total 52544 tubes dans toute la partie tonneau.

Les bouchons du TRT contiennent chacun trois roues supplémentaires perpendiculaires au faisceau. Il s'agit des roues A ($827\text{mm} < |z| < 1715\text{mm}$), B ($1719\text{mm} < |z| < 2725\text{mm}$) et C ($2818\text{mm} < |z| < 3363\text{mm}$). Chacun des bouchons contient 160000 tubes à dérive (figure 3.8). Les roues A et B contiennent respectivement 12 et 8 disques avec huit couches consécutives de 768 tubes à dérive. Enfin la roue de type C contient huit disques avec pour chacun 576 tubes à dérive.

La résolution est comprise entre 170 et 240 μm . Ces faibles résolutions sont dues aux passages de plusieurs particules dans les tubes à dérive qui perturbent la mesure du temps de dérive.

3.5 Le système de calorimétrie

Autour du trajectographe se trouve le système de calorimétrie avec ses deux calorimètres : le calorimètre électromagnétique et le calorimètre hadronique (figure 3.9).

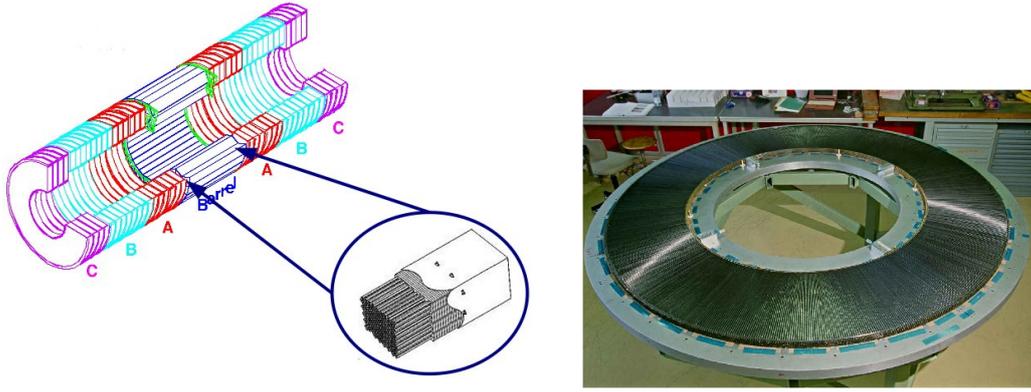


FIG. 3.8 – Vue schématique du TRT avec ses parties tonneau et bouchons ainsi que d’un module du tonneau (à gauche) et photo d’un disque d’une roue du TRT (à droite).

3.5.1 Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique [60] a pour rôle essentiel d’identifier les électrons et les photons et de mesurer l’énergie déposée. La calorimétrie est un des points fondamentaux pour la compréhension des processus de collisions proton proton étant donné que beaucoup de processus intéressants comportent des électrons ou des photons dans leur état final. Ainsi le calorimètre électromagnétique a été tout particulièrement optimisé pour la découverte du boson de Higgs (figure 3.10). C’est pourquoi le calorimètre électromagnétique doit être performant et des contraintes sont imposées sur sa conception.

- La recherche du boson de Higgs dans les désintégrations en $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow 4e$ nécessite une résolution en énergie de $\frac{10\%}{\sqrt{E}}$ avec un terme constant très petit de l’ordre de 0.7% sur un intervalle de 10 à 300 GeV. Les contributions de bruit cohérent par cellule ne doivent pas excéder 3 MeV pour ne pas détériorer la résolution sur l’énergie transverse manquante.
- Une très grande couverture en pseudorapidité pour maximiser l’efficacité du signal ce qui signifie une acceptance la plus large possible.
- Une mesure de la direction du photon très précise pour que la contribution angulaire à la résolution en masse invariante des deux photons ($H \rightarrow \gamma\gamma$) soit moins importante que la résolution en énergie. Ceci implique une résolution en φ : $\sigma \leq \frac{50mrad}{\sqrt{E}}$.
- Une fine granularité (0.025*0.025 en η et φ dans le compartiment central et très fine dans le premier compartiment) pour l’identification des jets, des électrons et des positrons.

Ces contraintes ont une implication directe sur la technologie du calorimètre. La collaboration ATLAS a choisi de construire un calorimètre électromagnétique à échantillonnage avec du plomb comme milieu absorbant et de l’argon liquide comme milieu actif. De multiples considérations sont à l’origine du choix d’un calorimètre à échantillonnage.

- Cette technologie permet d’obtenir un détecteur compact pour un coût raisonnable avec un matériau absorbant dense et peu coûteux.
- Le choix d’un matériau dense permet d’avoir des longueurs de radiations faibles.
- Les cellules du calorimètre sont découpées de manière projective pour faciliter la reconstruction des événements (segmentation transversale).
- De plus ce type de calorimètre a une segmentation longitudinale en profondeur ce qui permet de connaître le développement en profondeur des gerbes pour faciliter l’identification des électrons et des π^0 .

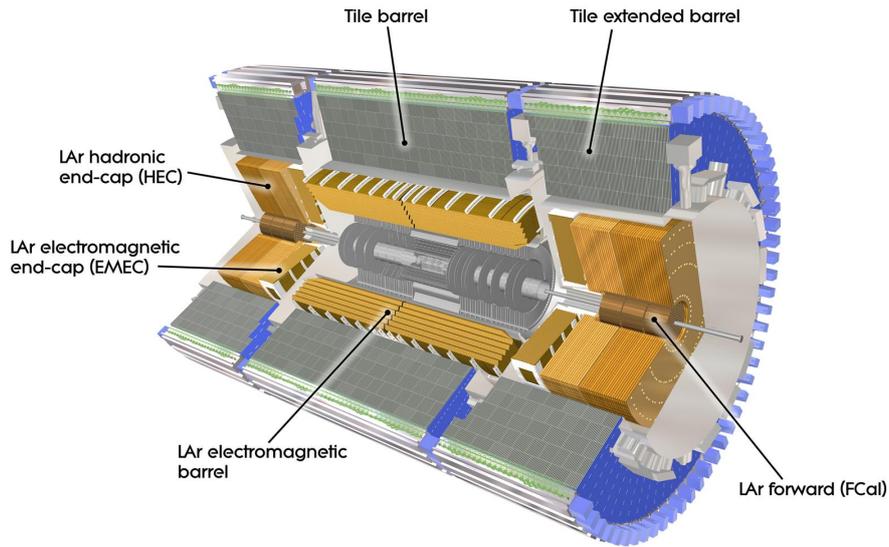


FIG. 3.9 – Vue schématique des calorimètres d'ATLAS.

3.5.1.1 Son fonctionnement

Au cours des collisions proton proton, quantité de particules sont émises. Au cours de leur parcours dans le calorimètre, les électrons et les photons interagissent principalement avec les absorbeurs en plomb. A très haute énergie, le processus dominant pour les électrons est l'émission d'un photon par rayonnement Bremsstrahlung. Les photons, quant à eux, se convertissent en paires électron-positron. Ces réactions successives s'arrêtent lorsque ces particules secondaires n'ont plus assez d'énergie pour contribuer au développement de la gerbe. Le calorimètre a donc été conçu pour contenir la totalité de la gerbe et ce, même si les particules incidentes sont très énergétiques.

Pour pouvoir distinguer les différents types de particules mises en jeu, il est essentiel de tenir compte des caractéristiques du développement longitudinal et latéral de la gerbe au cours de la phase de conception du calorimètre. La segmentation longitudinale et latérale du calorimètre sera primordiale pour la mesure précise de l'énergie et la détection des particules.

3.5.1.2 Les électrons et la matière

Pour des électrons, la perte d'énergie produite au cours des interactions avec le plomb peut déclencher différents mécanismes en cascades (voir figure 3.11). Pour des gammes d'énergies faibles, le processus dominant est la perte d'énergie par ionisation dans le milieu. Ceci dit, d'autres processus rentrent en jeu comme la perte d'énergie par rayonnement de freinage (Bremsstrahlung), la diffusion Bhabha $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ ou bien l'annihilation e^-e^+ . Ces processus produisent des électrons de quelques MeV.

Au delà d'une dizaine de MeV, le processus dominant est le Bremsstrahlung. La section efficace différentielle d'émission d'un photon d'énergie k par un électron dans la matière est de

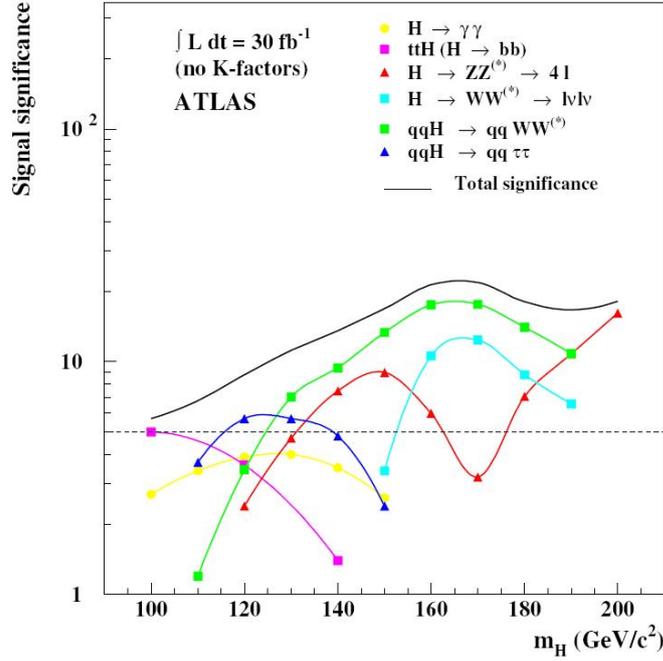


FIG. 3.10 – Potentiel de découverte du boson de Higgs en fonction de sa masse avec une luminosité intégrée de $30fb^{-1}$ pour ATLAS. Chaque signature impose des contraintes sur la conception du calorimètre.

la forme [61] :

$$\frac{d\sigma}{dk} = \frac{A}{X_0 \mathcal{N}_A k} \left(\frac{4}{3} - \frac{4}{3}y + y^2 \right) \quad (3.1)$$

où A représente le nombre de masse du matériau, X_0 la longueur de radiation et \mathcal{N}_A le nombre d'Avogadro et y la fraction d'énergie de l'électron incident transférée au photon.

Par ce processus, une partie de l'énergie de l'électron est transférée au photon qui va ensuite interagir avec la matière, se convertir en paires e^+e^- et ainsi créer la gerbe électromagnétique.

Cette équation n'étant valable que pour des hautes énergies, la fraction y est donc petite.

3.5.1.3 Les photons et la matière

Pour des photons, les interactions avec la matière se font par différents mécanismes. La figure 3.12 caractérise les processus d'interactions avec le plomb. Au delà de 100 MeV, le processus dominant est la création de paires électron/positron. La section efficace d'interaction, aux hautes énergies, s'exprime ainsi :

$$\sigma \sim \frac{7}{9} \frac{A \mathcal{N}_A}{X_0} \quad (3.2)$$

D'autres processus rentrent en jeu comme la diffusion Compton, l'effet photoélectrique ou l'effet Rayleigh.

Les électrons qui forment les particules secondaires suivent le processus décrit dans le paragraphe précédent.

Sur la figure 3.13, le développement d'une gerbe électromagnétique initiée par une particule élémentaire se développant dans le calorimètre est modélisé. L'énergie de la particule initiale

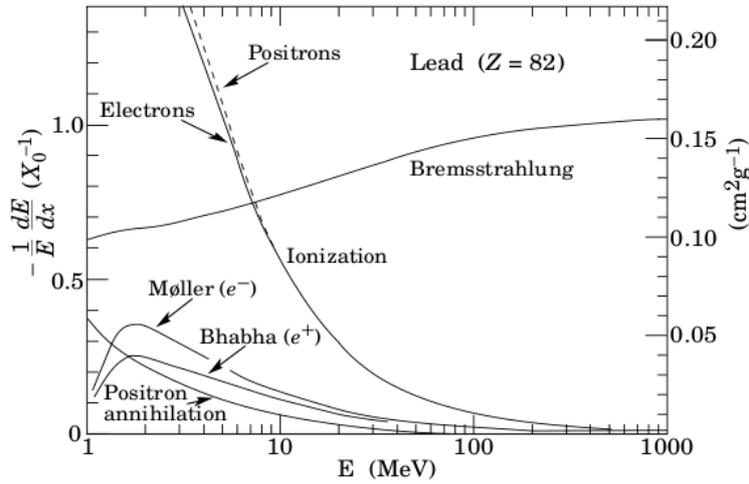


FIG. 3.11 – Les différents processus de perte d'énergie pour les électrons dans le plomb en fonction de l'énergie de la particule incidente.

est répartie sur les particules secondaires. Le nombre de ces particules augmente au fur et à mesure qu'elles progressent vers l'arrière jusqu'à l'énergie critique décrite plus haut. La simulation montre clairement que le nombre de particules croît rapidement jusqu'au maximum puis décroît à nouveau.

3.5.1.4 Développement longitudinal de la gerbe électromagnétique

A haute énergie, les processus dominants sont l'émission d'un photon de Bremsstrahlung pour les électrons et la création de paires e^+e^- pour les photons. Le processus de gerbe électromagnétique peut être ainsi décrit comme une succession de ces deux phénomènes. L'énergie déposée par la gerbe augmente en même temps que son étalement à cause de la multiplication du nombre de particules. Lorsqu'elle atteint son maximum en nombre de particules, les électrons ont plutôt tendance à perdre leur énergie par ionisation tandis que les photons interagissent par effet photoélectrique et effet Compton. Ainsi l'énergie déposée et le nombre de particules de la gerbe décroissent jusqu'à atteindre un seuil appelé énergie critique. A ce niveau là, l'électron perd autant d'énergie par Bremsstrahlung que par ionisation. L'énergie critique s'exprime comme :

$$E_c \approx \frac{610 \text{ MeV}}{Z + 1.24} \quad (3.3)$$

Dans le cas du plomb, l'énergie critique est de 7.42 MeV.

Les électrons parcourent une certaine distance dans la matière avant d'émettre un photon qui lui même se convertira en paire e^+e^- . La longueur de radiation permet de caractériser ce libre parcours moyen de l'électron, c'est à dire la distance parcourue pour laquelle la perte d'énergie de l'électron par Bremsstrahlung correspond à $1/e$ de son énergie initiale. Elle est donnée par :

$$X_0 = \frac{716.4A}{Z(Z+1)\ln(287/\sqrt{Z})} \quad (3.4)$$

Notons que la distance moyenne de conversion du photon est donnée par :

$$X_\gamma = \frac{9}{7} X_0 \quad (3.5)$$

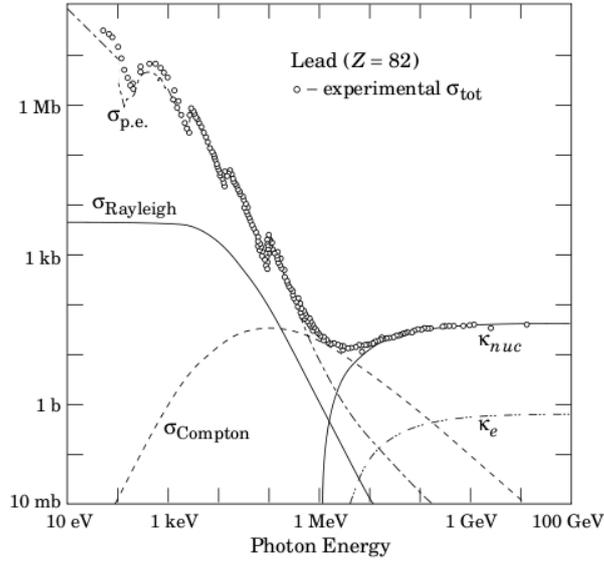


FIG. 3.12 – Section efficace des processus d'interaction du photon avec le plomb.

Ce qui montre que le parcours du photon est à peu près 30% plus important que celui de l'électron.

Le développement longitudinal de la gerbe dû au dépôt d'énergie dans le calorimètre est décrit par la formule :

$$\frac{dE}{dl} = E_0 b \frac{(bl)^{a-1} e^{-bl}}{\Gamma(a+1)} \quad (3.6)$$

avec l la profondeur exprimée en longueurs de radiation, E_0 l'énergie de la particule incidente, a et b des paramètres liés à la nature de la particule incidente ainsi qu'au type de matériau traversé, et $\Gamma(x)$ une fonction telle que :

$$\Gamma(x) = \int_0^{+\infty} y^{x-1} e^{-y} dy \quad (3.7)$$

Notons que $a \simeq b \ln(ZE_0)$ et $b \simeq 0,5$.

Le maximum de la gerbe est atteint pour $\frac{d}{dl} \left(\frac{dE}{dl} \right) = 0$ soit :

$$l_{max} = (a-1)/b = \ln \left(\frac{E_0}{E_{crit}} + C_j \right), j = e, \gamma \quad (3.8)$$

où $C_e = -0,5$ lorsque les désintégrations sont induites par un électron et $C_\gamma = +0,5$ pour les photons. La quantité E_{crit} vaut 7.42 MeV pour le plomb, 22.4 MeV pour le fer et 20.2 MeV pour le cuivre. On peut donc dire que les dimensions d'une gerbe donnée augmentent logarithmiquement avec l'énergie de la particule incidente ce qui permet au calorimètre de conserver des dimensions raisonnables même pour des particules incidentes de très haute énergie. On peut ainsi fixer la profondeur du calorimètre ($24X_0$ pour ATLAS à $\eta = 0$), ce qui permet de contenir les gerbes jusqu'à des énergies de plusieurs centaines de GeV.

3.5.1.5 Développement latéral de la gerbe électromagnétique

Deux processus sont à l'origine du développement latéral de la gerbe électromagnétique.

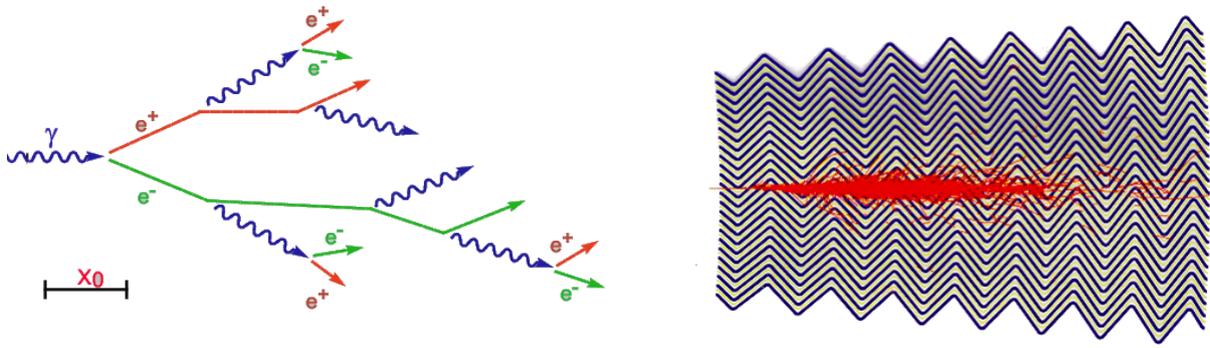


FIG. 3.13 – Diagramme du développement d'une gerbe (gauche) et simulation de son développement dans le calorimètre (droite)

- Les électrons et les positrons subissent des diffusions multiples avec la matière.
- Les électrons ainsi que les photons produits par effet Compton ou effet photoélectrique s'éloignent aussi de l'axe de la gerbe.

Cette extension est caractérisée par le rayon de Molière qui est lié au libre parcours moyen des électrons.

$$R_M = \frac{21,2}{E_{crit[MeV]}} X_0 \quad (3.9)$$

En moyenne 90% de l'énergie déposée par une gerbe est contenue dans un cylindre de rayon R_M . On peut donc fixer la taille des cellules du calorimètre en utilisant cette quantité.

3.5.1.6 Résolution intrinsèque

Les particules secondaires chargées créées au cours des collisions des particules incidentes avec le plomb, vont ioniser les atomes d'Argon des couches actives. Les électrons d'ionisation vont alors dériver vers les électrodes situées entre les absorbeurs. La quantité de charge créée par la gerbe est donc proportionnelle à l'énergie de la particule incidente. Le nombre de particules traversant l'argon liquide permet de caractériser la résolution intrinsèque.

Le nombre moyen de particules est :

$$N \propto \frac{E_0}{E_{crit}} \frac{1}{L_{Pb}} \quad (3.10)$$

avec L_{Pb} l'épaisseur de plomb vue par une particule.

On a donc comme résolution intrinsèque :

$$\frac{\sigma(E_0)}{E_0} = \frac{1}{\sqrt{N}} = \frac{a}{\sqrt{E}} \quad (3.11)$$

Elle est donc donnée par les fluctuations statistiques de N , N étant distribué selon une loi de Poisson et a est le terme d'échantillonnage proportionnel à $\sqrt{E_{crit} L_{Pb}}$.

En pratique on a comme résolution pour le détecteur :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \quad (3.12)$$

où $a = 10\% \cdot \sqrt{GeV}$, $200 \text{ MeV} < b < 400 \text{ MeV}$ et $c = 0,7\%$.

Ces 3 termes peuvent être définis comme :

- a , le terme d'échantillonnage lié à la structure du calorimètre. Il est dû aux fluctuations intrinsèques décrites plus haut.
- b , est le terme de bruit dans la chaîne de lecture.
- c , est le terme constant. Il est lié aux non-uniformités du calorimètre. A haute énergie, ce terme est dominant.

3.5.1.7 Les hadrons chargés et la matière

Les interactions hadron-noyau sont régies par des interactions électromagnétiques auxquelles s'ajoutent des l' interactions fortes. Elles sont de courte portée. Ces interactions sont donc plus rares que les processus électromagnétiques. Ceci dit, dans le cas de hadrons de haute énergie ainsi que dans des milieux denses, ces réactions par interaction forte prennent de l'importance. La section efficace peut s'écrire comme :

$$\sigma_{totale} = \sigma_{elastique} + \sigma_{inelastique} \quad (3.13)$$

- Pour des réactions élastiques, le hadron garde son identité après interaction. Ce type d'interaction est dominant à basse énergie.
- Pour des réactions inélastiques, les hadrons secondaires sont créés : $p + N \rightarrow p, n, \pi, K, \dots$
A haute énergie, c'est le processus dominant.

A haute énergie (quelques GeV), la section efficace croît avec l'énergie dans le centre de masse : $\sigma_{totale} \propto \ln s$ avec $s = E_{cm}^2$.

3.5.1.8 Les spécificités du calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique a été optimisé pour la découverte du Boson de Higgs. Il a été conçu pour minimiser les zones mortes. Pour cela, ses absorbeurs sont en "accordéons" (figure 3.13).

Le calorimètre est découpé en trois parties :

- La partie tonneau couvrant un intervalle de pseudorapidité $|\eta| < 1,475$
- Deux parties bouchon couvrant des pseudorapidités $1,375 < |\eta| < 3,2$

Il est également segmenté en trois couches différentes en profondeur : la couche ("strip") avant, la couche intermédiaire ("middle") et la couche arrière ("back"). C'est au niveau intermédiaire que la plus grande proportion d'énergie est déposée. Les cellules intermédiaires mesurent $0,025 \times 0,025$ en coordonnées $\eta \times \varphi$. Dans le presampler, la granularité est de $0,025 \times 0,1$ dans l'intervalle de pseudorapidité $|\eta| < 1,52$ ainsi que dans l'intervalle de pseudorapidité $1,5 < |\eta| < 1,8$.

Les absorbeurs Un absorbeur est constitué d'une plaque de plomb entourée de deux feuilles d'acier inoxydable (figure 3.14). L'acier permet à l'absorbeur d'avoir une rigidité et une élasticité nécessaire pour lui permettre de conserver sa forme. L'épaisseur de plomb est de 1.53 mm pour $|\eta| < 0,8$ et de 1,13 mm pour $0,8 < |\eta| < 1,475$.

Les électrodes Trois couches de cuivre et deux couches d'isolant constituent les électrodes. On distinguera deux parties dans la structure des électrodes. Les couches externes sont portées à la haute tension alors que la couche interne est celle qui est reliée au système de lecture du signal. Les couches externes sont placées à une tension de 2 kV et les absorbeurs sont à la masse

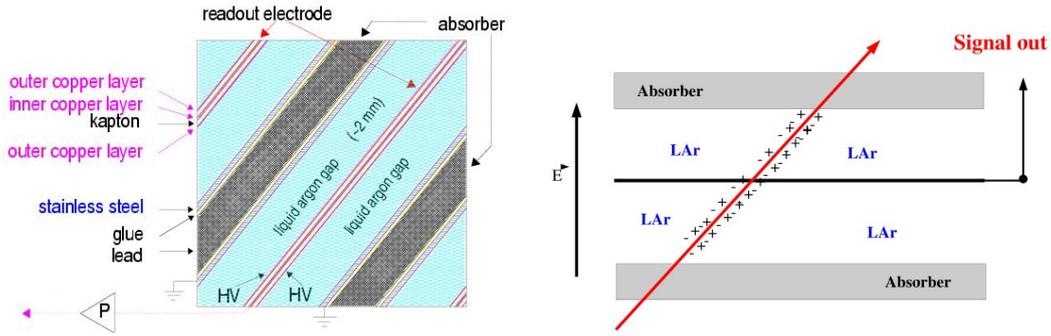


FIG. 3.14 – Schéma du principe de fonctionnement du calorimètre. Sa structure en accordéon permet une herméticité maximale en φ . Une fois l'argon liquide ionisé par les particules qui ont interagi, les électrons vont alors dériver vers les électrodes. Le signal mesuré sera proportionnel au dépôt d'énergie.

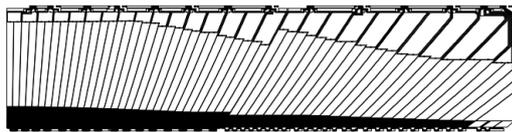


FIG. 3.15 – Structure en compartiments des électrodes du calorimètre électromagnétique. Dans la couche avant, les cellules sont très fines. On remarquera la structure projective des cellules.

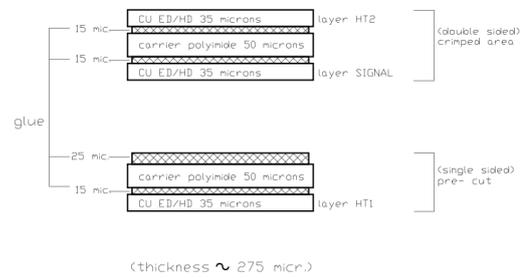


FIG. 3.16 – Coupe transversale d'une électrode. Les deux couches de haute tension sont portées à 2 kV. Les électrons d'ionisation sont récupérés à partir de la couche centrale.

(figures 3.15 et 3.16). Ceci permet de collecter les électrons issus de l'ionisation de l'argon. Les charges vont dériver vers ces couches ce qui va entraîner la production d'un courant sur la face interne dont le signal va être acheminé vers l'électronique.

3.5.1.9 Lecture et amplitude du signal

Lorsqu'une particule chargée passe dans le calorimètre électromagnétique, elle ionise l'argon liquide et les électrons d'ionisation dérivent vers l'électrode. Le courant induit créé a une forme triangulaire (figure 3.17). La première partie du signal correspond à l'ionisation de l'argon liquide et la décroissance correspond à la dérivation des électrons vers l'électrode de lecture. Le signal est amplifié puis mis en forme pour être stocké sous forme analogique avant de passer le système de déclenchement. Pour trouver le maximum de l'amplitude du signal, la méthode de filtrage optimal est utilisée (voir annexe A). Elle permet de calculer l'amplitude du signal tout en minimisant la contribution du bruit de fond électronique. Cette méthode consiste en une somme pondérée des échantillons autour du pic. Les poids de ces échantillons sont appelés coefficients de filtrage optimal (OFC). Pour les calculer, il suffit de connaître la fonction continue décrivant le signal

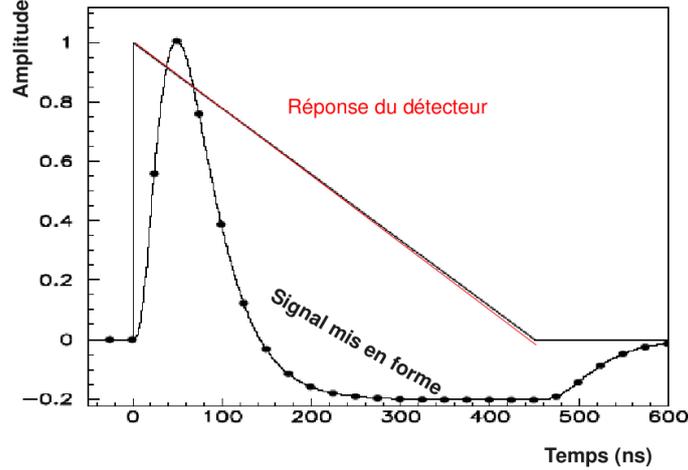


FIG. 3.17 – Réponse du calorimètre avant la mise en forme du signal (triangle) et après l’amplification puis la mise en forme du signal.

ainsi que la matrice de corrélation du bruit. L’amplitude du signal A_{max} et le décalage en temps entre le temps du pic réel et le pic de la fonction utilisée sont ainsi obtenus.

3.5.1.10 Le tonneau

Le tonneau électromagnétique (figure 3.18) est enfermé dans un cryostat. Il est constitué de deux cylindres de rayon interne 1,4 m et de rayon externe 2 m et de longueur 3,2 m chacun. Les deux cylindres couvrent une région en pseudorapacité de $0 < |\eta| < 1,475$. Chaque cylindre est formé par un assemblage de 16 modules comportant chacun 64 absorbeurs pliés en accordéon. Les signaux sont extraits par les extrémités du tonneau. L’argon liquide est maintenu à la température de 89.3 K et sous une pression de 1.25 atmosphère. De plus, pour estimer l’énergie perdue devant le calorimètre, un pré-échantillonneur est placé devant sa partie interne. Il est constitué d’électrodes de cuivre baignant dans l’argon liquide.

3.5.1.11 Les bouchons du calorimètre

La partie bouchon du calorimètre est utilisée pour détecter les électrons et les photons à grande pseudo-rapacité, $|\eta| > 1.375$. Le bouchon est divisé en deux roues concentriques : une roue externe constituée de 256 absorbeurs et une roue interne constituée de 768 absorbeurs (figure 3.19). Il couvre un intervalle en pseudo-rapacité $1,375 < |\eta| < 3,2$. Un pré-échantillonneur est également placé devant le calorimètre dans la région $1,5 < |\eta| < 1,8$. La géométrie des bouchons est similaire à celle du tonneau mais plus complexe car l’empilement des modules ne peut pas se faire en gardant constant le gap d’argon liquide ce qui explique que cette partie est divisée en deux roues concentriques.

3.5.2 Le calorimètre hadronique

L’ensemble des calorimètres hadroniques d’ATLAS couvre la région en pseudo-rapacité $|\eta| < 4.9$. Nous allons voir dans la suite que ces calorimètres utilisent différentes techniques pour mettre en évidence différents types de signatures physiques et possèdent une structure qui tient compte du niveau de radiations reçues. Ils ont une bonne herméticité et permettent une très bonne

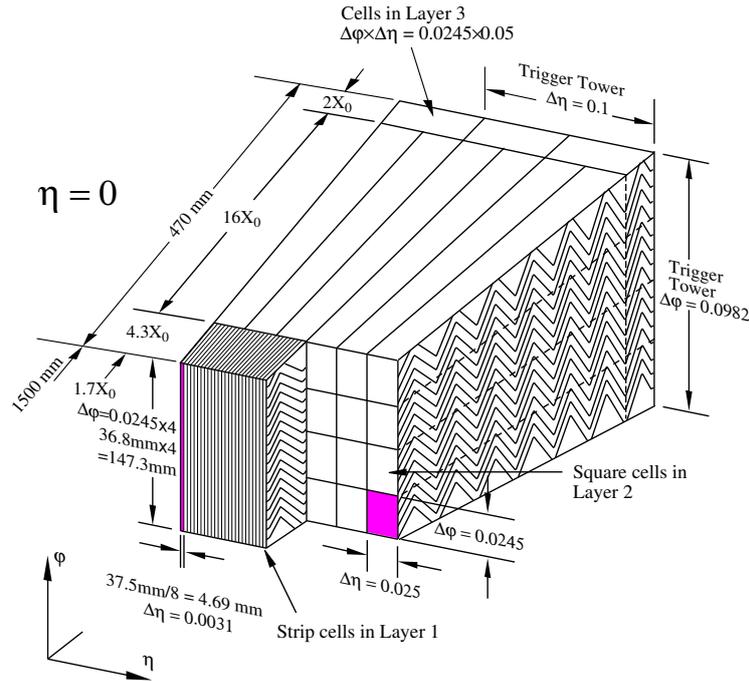


FIG. 3.18 – La partie tonneau du calorimètre électromagnétique. On distingue les trois compartiments. La partie avant possède des cellules peu épaisses qui mesurent $0,003 \times 0,1$ en $\eta \times \varphi$. Le compartiment intermédiaire dont les cellules collectent quasiment toute l'énergie déposée, possède une granularité de $0,025 \times 0,025$ en $\eta \times \varphi$. Enfin la partie arrière dont les cellules mesurent $0,05 \times 0,025$ et mesurent le dépôt d'énergie des queues des gerbes. C'est dans cette dernière partie qu'il est possible d'estimer la fraction d'énergie s'échappant du calorimètre.

mesure de l'énergie transverse manquante. En effet, l'épaisseur de l'ensemble des calorimètres hadroniques représente 11 longueurs d'interaction dont 10 de matériau actif. Il peut donc contenir la totalité de la gerbe. Trois parties sont définies : un calorimètre à tuiles ou calorimètre tonneau, les calorimètres bouchons et enfin le calorimètre avant.

3.5.2.1 Les neutrons et la matière

Le neutron est très pénétrant parce qu'il ne subit que la force nucléaire qui est de très courte portée. C'est à haute énergie que les neutrons interagissent dans un milieu composé de hadrons chargés ce qui conduit au développement d'une gerbe hadronique. À basse énergie, plusieurs processus d'interaction sont possibles :

- Diffusion élastique : la réaction dominante pour les neutrons rapides (0.1 – 10 MeV)
- Diffusion inélastique : par exemple $A(n,n)A^*$, $A(n,2n)B$
- Fission

3.5.2.2 Les gerbes hadroniques

Les gerbes hadroniques sont bien plus complexes à modéliser que les gerbes électromagnétiques. Elle sont produites par interaction électromagnétique et forte et se développent plus tardivement. Les gerbes hadroniques commencent généralement dans la partie électromagnétique et se prolongent dans la partie hadronique.

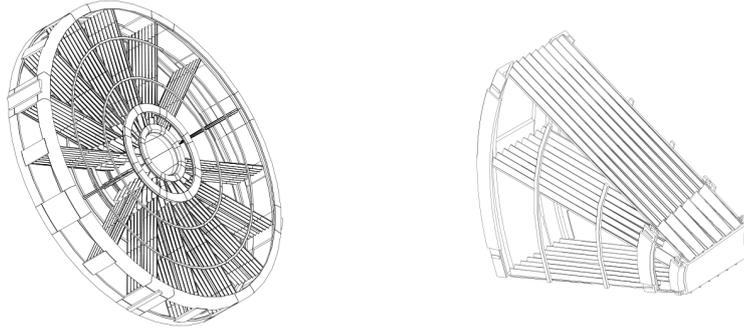


FIG. 3.19 – Vue d’une roue complète du calorimètre électromagnétique en configuration générale (gauche) et d’un module (droite).

Une gerbe hadronique est initiée par les hadrons secondaires rapides créés dans l’interaction inélastique d’un hadron incident de haute énergie. Le développement longitudinal d’une gerbe hadronique est caractérisé par la longueur d’absorption nucléaire (λ_{nucl}). Puisque $\lambda_{nucl} \gg X_0$, une gerbe hadronique se développe plus profondément dans le milieu qu’une gerbe électromagnétique et se prolongent dans la partie hadronique. Les hadrons secondaires ont des impulsions transversales importantes (350 MeV/c). La dimension transversale d’une gerbe hadronique est plus grande que celle d’une gerbe électromagnétique (dominée par diffusion multiple à petit angle). La fluctuation du développement d’une gerbe hadronique est très grande. C’est la raison pour laquelle la mesure d’énergie d’un hadron est moins précise que celle d’un électron par calorimètre.

Composante électromagnétique d’une gerbe hadronique En moyenne, pour chaque interaction, 1/3 des mésons produits sont des π^0 . Les gerbes hadroniques sont composée à 30% d’une composante électromagnétique ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$) et à 70% d’une composante hadronique. La composante hadronique possède une grande variété de processus (figure 3.20).

A chaque interaction, une fraction f_0 d’énergie électromagnétique est produite :

- 1^{re} génération : f_0
- 2^{me} génération : $f_0 + f_0(1 - f_0)$
- n^{me} génération : $F_0 = f_0 \sum (1 - f_0)^{n-1} = 1 - (1 - f_0)^n$

Ainsi à basse énergie, $F_0 \approx f_0$ et à très haute énergie, $F_0 \rightarrow 1$ (figure 3.21).

3.5.2.3 Le calorimètre à tuiles

Dans la partie centrale, pour $|\eta| < 1,7$, le calorimètre à tuiles (figure 3.22) a comme milieu actif du scintillateur et comme absorbeur du fer. Dans cette zone où les radiations restent relativement faibles, il n’est pas nécessaire d’utiliser l’argon liquide. Le calorimètre à tuiles est composé d’un cylindre de rayon interne 2280 mm et de rayon externe 4230 mm. Il est segmenté en trois compartiments suivant différentes longueurs d’interaction : 1.4, 3.9 et 1.8 à $\eta = 0$. Dans les deux premiers compartiments, la granularité est de 0.1×0.1 en $\Delta\eta \times \Delta\varphi$ alors que dans le dernier, elle est de 0.2×0.1 .

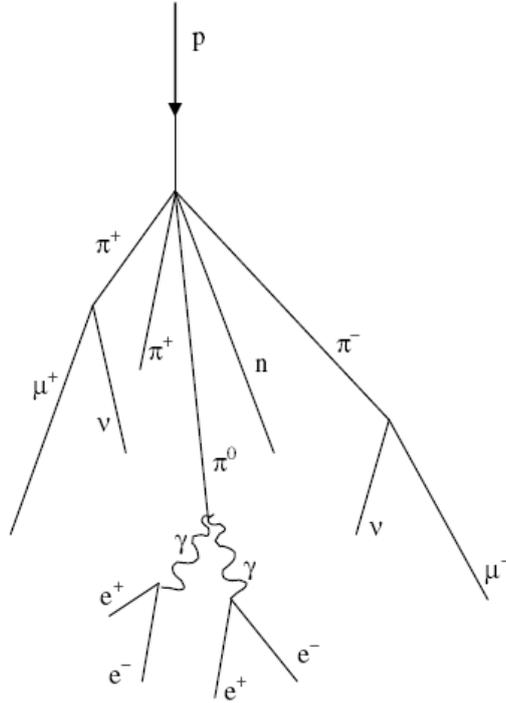


FIG. 3.20 – Désintégration d’un hadron incident en une cascade de particules secondaires. Deux composantes sont à distinguer : la composante hadronique (π^+ , π^- , $n\dots$), la composante électromagnétique (e^+ , e^- , γ , π^0)

3.5.2.4 Le calorimètre bouchon

Dans l’intervalle de pseudorapidité $1.5 < \eta < 3.2$, les calorimètres hadroniques bouchons utilisent comme milieu actif l’argon liquide et le cuivre comme milieu absorbeur. Dans cette partie du calorimètre hadronique, l’environnement est soumis à de forts taux de radiation du fait de la proximité avec l’axe du faisceau. Le HEC (“Hadronic End Cap”) est situé dans le même cryostat que l’EMEC. Deux parties le composent : deux roues (HEC1 et HEC2) disposées perpendiculairement au faisceau. Chaque roue est composée de 32 modules (figures 3.23 et 3.24). Dans la partie comprise dans l’intervalle $1.5 < \eta < 2.5$, la granularité est de 0.1×0.1 en $\Delta\eta \times \Delta\varphi$ et dans la partie $2.5 < \eta < 3.2$, elle est de 0.2×0.2 (cf tableau 3.1). Entre deux plaques consécutives se trouvent trois électrodes. L’électrode centrale est l’électrode de lecture alors que les deux électrodes latérales amènent la haute tension, créant ainsi un champ électrique dans le gap.

Zones du calorimètre hadronique		Compartiments			Absorbeur
		1 (avant)	2 (milieu)	3 (arrière)	
Tonneau	$\eta < 1.7$	$\sim 0.1 \times 0.1$	$\sim 0.1 \times 0.1$	$\sim 0.2 \times 0.1$	fer
Bouchons	$1.5 < \eta < 2.5$	$\sim 0.1 \times 0.1$	$\sim 0.1 \times 0.1$	$\sim 0.1 \times 0.1$	cuivre
	$2.5 < \eta < 3.2$	$\sim 0.2 \times 0.2$	$\sim 0.2 \times 0.2$	$\sim 0.2 \times 0.2$	cuivre

TAB. 3.1 – Granularité en $\Delta\eta \times \Delta\varphi$ dans le calorimètre hadronique.

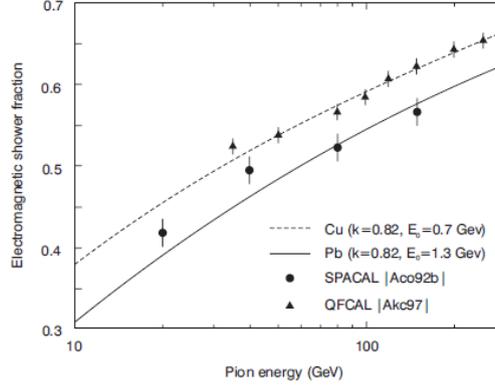


FIG. 3.21 – Fraction électromagnétique des gerbes de pions dans le cuivre et le plomb [2] [3]

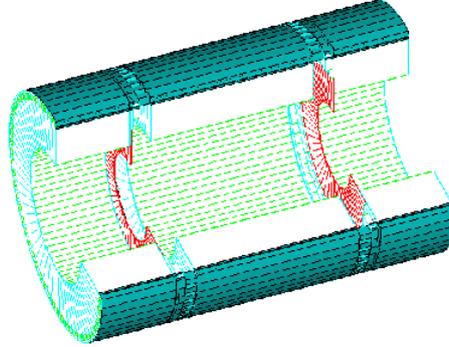


FIG. 3.22 – Le calorimètre hadronique à tuiles scintillantes.

Le calorimètre hadronique à argon liquide, bénéficie de la même électronique que le calorimètre électromagnétique.

3.5.2.5 Le calorimètre à l'avant (FCAL)

Cette région sera soumise à un haut niveau de radiations puisque le FCAL couvre la région $3.2 < |\eta| < 5$ de part et d'autre du point d'interaction, à 4.7 m du point d'interaction. Les radiations annuelles dans le FCAL seront de 10^{16} neutrons cm^{-2} et 2×10^6 Gy. Le FCAL est découpé en trois modules : FCAL1, FCAL2 et FCAL3 et est placé dans le même cryostat que EMEC, HEC1 et HEC2 (voir figure 3.25). Contrairement au HEC, une nouvelle structure d'électrodes est choisie. Dans le module 1, situé proche du point d'interaction, les électrodes sont des tubes de cuivre alors que dans les deux autres modules, il s'agit de tubes en tungstène. Chaque section consiste en une matrice métallique définissant des passages cylindriques longitudinaux. Comme il est montré dans la figure 3.26, ces bouchons possèdent des tubes et des baguettes concentriques. Ces dernières sont portées à haute tension alors que les tubes sont à la masse. Le milieu détecteur est l'argon liquide. Le FCAL a une granularité de $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.2 \times 0.2$ (voir tableau 3.2).

Le FCAL est donc conçu d'une part pour assurer l'herméticité du détecteur mais aussi pour

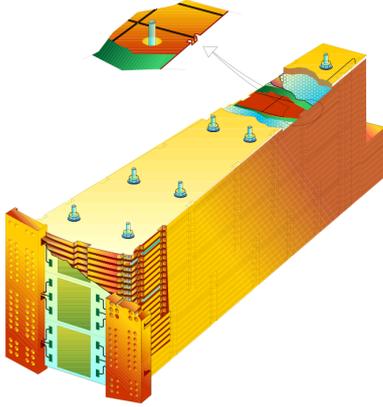


FIG. 3.23 – Vue schématique d'un module du HEC montrant la structure de lecture.



FIG. 3.24 – Photo représentant les modules du HEC une fois assemblés.

l'étiquetage des jets à l'avant. Sa résolution en énergie doit vérifier : $\frac{\sigma}{E} = \frac{100\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 10\%$.

	FCAL1	FCAL2	FCAL3
Absorbeur	Cuivre	Tungstène	Tungstène
Couverture	$3.0 < \eta < 4.9$	$3.1 < \eta < 4.9$	$3.2 < \eta < 4.9$
Profondeur (λ)	2.6	3.5	3.4
Granularité	$\sim 0.2 \times 0.2$	$\sim 0.2 \times 0.2$	$\sim 0.2 \times 0.2$

TAB. 3.2 – Les caractéristiques du FCAL.

Le tableau 3.3 résume les paramètres principaux du calorimètre d'ATLAS.

3.6 Spectromètre à muons

Ce spectromètre (figure 3.27) est utilisé spécifiquement pour la détection des muons notamment pour les désintégrations du Higgs en quatre muons. A leur arrivée dans le trajectographe externe, les muons n'ont presque pas interagi avec les autres détecteurs. Un fort champ magnétique toroïdal est utilisé pour courber la trajectoire de ces particules et mesurer leur impulsion. Un système d'aimants supraconducteurs est utilisé. Ensuite la mesure précise des trajectoires est assurée par divers types de chambres de détection. D'autres chambres spécifiques assurent le déclenchement et affinent les mesures.

Trois parties constituent ce spectromètre à muons : une partie tonneau et deux bouchons. Dans le tonneau, on distingue trois cylindres concentriques à des rayons 5, 7.5 et 10 m autour de la ligne du faisceau. La région en pseudorapidité ainsi couverte est $|\eta| < 1$. Au niveau des bouchons, la région couverte est $1 < |\eta| < 2.7$. Quatre disques concentriques autour de l'axe sont disposés à des distances 7, 10, 14 et 21 m du point d'interaction.

Performances Le spectromètre à muons a été spécialement conçu pour mesurer les muons de haute impulsion transverse. Il peut tout de même mesurer l'énergie des muons de quelques GeV. A bas Pt (~ 10 GeV), la résolution est de l'ordre de 6 – 8%. Pour une impulsion transverse de

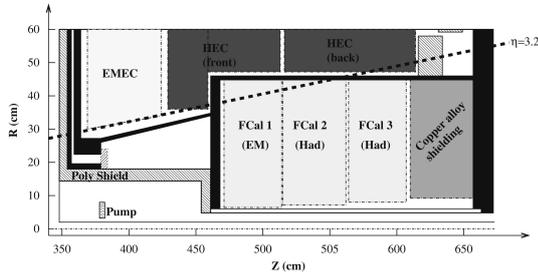


FIG. 3.25 – Les trois modules du FCAL situés dans la partie end-cap du cryostat et leur intégration dans le système calorimétrique.

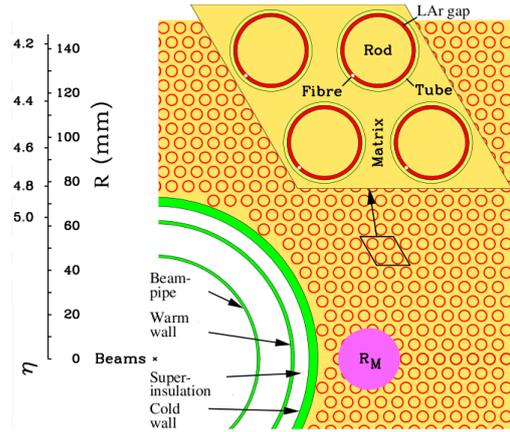


FIG. 3.26 – Matrice des calorimètres à l'avant.

1 TeV, le spectromètre seul fournit une résolution pouvant atteindre les 10%. En effet, à haute impulsion, les traces des muons sont peu courbées et les mesures demeurent très sensibles à l'étalonnage et à l'alignement des modules. Ceci entraîne nécessairement une dégradation de la résolution [62]. Il s'ajoute que la résolution est aussi sensible aux fluctuations de pertes d'énergie des muons dans les calorimètres. Ceci dit, en utilisant les informations du détecteur interne, il est possible d'améliorer cette résolution et d'atteindre les 2%.

3.7 Le système de déclenchement

Au cours du fonctionnement du LHC, la fréquence des collisions sera de 40 MHz. Ceci constitue un défi important puisque le système de déclenchement devra être rapide. Il devra faire face à un nombre considérable d'interactions pour sélectionner des processus rares. Le taux d'événements écrits sur disque est limité à ~ 100 HZ. Ainsi pour réduire ce taux considérable d'événements, qui pour la majorité sont d'intérêt physique faible, un système de déclenchement à trois niveaux est utilisé (schéma 3.28).

- Le premier niveau L1A identifie les signatures intéressantes et définit des régions d'intérêt physique pour le niveau suivant.
- Le second niveau HLT (High Level Trigger) reconstruit les données d'intérêt physique du niveau 1 grâce aux informations de tous les sous-détecteurs.
- Le troisième niveau EF (Event Filter) procède à la sélection finale des événements.

Le déclenchement au 1er niveau Le déclenchement du premier niveau permet de réduire le taux de déclenchement à 75KHz. Le déclenchement se fait à partir des informations des calorimètres ainsi que des chambres de déclenchement des muons. Des informations sur les clusters (direction et énergie) du calorimètre ainsi que sur l'énergie transverse manquante vont pouvoir être obtenues. Ainsi des objets vont pouvoir être reconstruits en utilisant des seuils en énergie transverse ou sur l'énergie transverse totale. Si l'événement est accepté, toutes les informations apportées par les détecteurs vont être stockées en attendant le résultat du déclenchement du

	Barrel		End-cap	
EM calorimeter				
Number of layers and $ \eta $ coverage				
presampler	1	$ \eta < 1.52$	1	$1.5 < \eta < 1.8$
Calorimeter	3	$ \eta < 1.35$	2	$1.375 < \eta < 1.5$
	2	$1.35 < \eta < 1.475$	3	$1.5 < \eta < 2.5$
			2	$2.5 < \eta < 3.2$
Granularity $\Delta\eta \times \Delta\phi$ versus $ \eta $				
presampler	0.025×0.1	$ \eta < 1.52$	0.025×0.1	$1.5 < \eta < 1.8$
Calorimeter 1st layer	$0.025/8 \times 0.1$	$ \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	$2.5 < \eta < 3.2$	
Calorimeter 2nd layer	0.025×0.025	$ \eta < 1.40$	0.05×0.025	$1.375 < \eta < 1.425$
	0.075×0.025	$1.40 < \eta < 1.475$	0.025×0.025	$1.425 < \eta < 2.5$
			0.1×0.1	$2.5 < \eta < 3.2$
Calorimeter 3rd layer	0.05×0.025	$ \eta < 1.35$	0.05×0.025	$1.5 < \eta < 2.5$
Number of readout channels				
Presampler	7808		1536(both sides)	
Calorimeter	101760		62208(both sides)	
LAr hadronic end-cap				
$ \eta $ coverage			$1.5 < \eta < 3.2$	
Number of layers			4	
Granularity $\Delta\eta \times \Delta\phi$			0.1×0.1	$1.5 < \eta < 2.5$
			0.2×0.2	$2.5 < \eta < 3.2$
Readout channels			5632(both sides)	
LAr forward calorimeter				
$ \eta $ coverage			$3.1 < \eta < 4.9$	
Number of layers			3	
Granularity $\Delta x \times \Delta y(cm)$			<i>FCal1</i> : 3.0×2.6	$3.15 < \eta < 4.30$
			<i>FCal1</i> $\sim 4x$ finer	$3.10 < \eta < 3.15$
				$4.30 < \eta < 4.83$
			<i>FCal2</i> : 3.3×4.2	$3.24 < \eta < 4.50$
			<i>FCal2</i> $\sim 4x$ finer	$3.20 < \eta < 3.24$
				$4.50 < \eta < 4.81$
			<i>FCal3</i> : 3.3×4.2	$3.32 < \eta < 4.60$
			<i>FCal3</i> $\sim 4x$ finer	$3.29 < \eta < 3.32$
				$4.60 < \eta < 4.75$
Readout channels			3524(both sides)	
Scintillator tile calorimeter				
	Barrel		Extended barrel	
$ \eta $ coverage	$ \eta < 1.0$		$0.8 < \eta < 1.7$	
Number of layers	3		3	
Granularity $\Delta\eta \times \Delta\phi$	0.1×0.1		0.1×0.1	
	last layer 0.2×0.1		0.2×0.1	
Readout channels	5760		4092(both sides)	

TAB. 3.3 – Les paramètres principaux du calorimètre d'ATLAS.

niveau 2.

Le déclenchement au 2nd niveau Le déclenchement du second niveau réduit le taux de déclenchement des données à 1 kHz. A partir des régions d'intérêts définies au niveau précédent, les candidats électrons, photons, jets, muons et τ sont alors reconstruits. En combinant ces informations, certains processus plus complexes vont pouvoir être sélectionnés et les événements de bruit de fond vont pouvoir être rejetés.

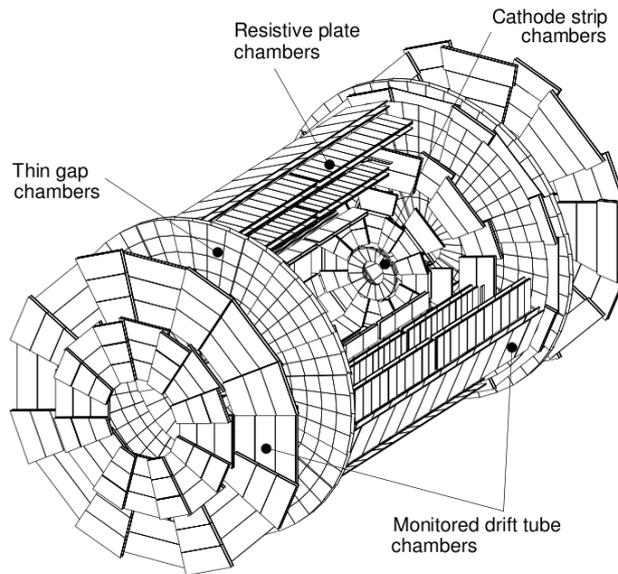


FIG. 3.27 – Spectromètre à muons.

Le filtre d'évènements A ce troisième et dernier niveau l'évènement est complètement reconstruit en utilisant la granularité complète du détecteur. La sélection finale se fait à un taux de ~ 100 Hz. Grâce à des algorithmes élaborés, les évènements vont pouvoir être classés selon le type de signature élémentaire : présence d'un objet électromagnétique, d'un jet, d'un muon...

3.8 Des données brutes au stockage

Après plusieurs années de fonctionnement du LHC, la quantité gigantesque de données récoltées pourrait devenir vite ingérable par les systèmes de stockage. Le système informatique d'ATLAS devra donc s'adapter à, à peu près, dix PetaBytes de données par an. Une infrastructure de calcul a été mise en place au travers de la grille de calcul qui contiendra les données d'acquisition et les divers types de données reconstruites.

Pour faciliter la manipulation et l'échange des données stockées sur chaque "Tier" (figure 3.30), une grille de calcul a été mise en place.

La mise en place des algorithmes de reconstruction des données ainsi que des outils d'analyse permettra de remonter aux évènements intéressants.

3.8.1 Les données

Après reconstruction des données brutes, les produits sont stockés dans différents objets :

- ESD (Event Summary Data) a un contenu de données assez riche puisque environ 500 kB de données par évènement sont stockées. Ce format de données contient des informations détaillées sur les cellules et les clusters.
- AOD (Analysis Object Data) contient moins d'information qu'un ESD et a une taille limitée à 100 kB par évènement. L'AOD ne contient que des informations qui vont permettre de procéder à une analyse standard.

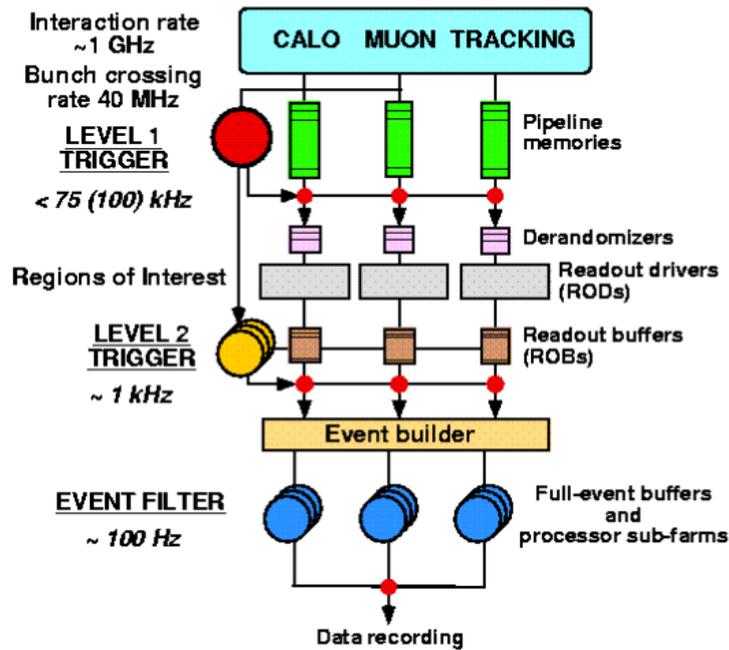


FIG. 3.28 – Schéma du système de déclenchement et d'acquisition d'ATLAS.

- CBNT (Combined N-tuples) contiennent toutes les variables pertinentes associées à chaque objet reconstruit dans chaque événement. Ainsi on peut obtenir des informations sur l'énergie et la position de chaque objet dans le détecteur. Ceci dit ces entités occupent une place volumineuse sur l'espace disque. Ce type de données est utilisée dans l'analyse des données de tests en faisceaux présentée dans cette thèse.
- D3PD (Derived Physics Data) est un fichier ROOT comme les fichiers CBNTs. Il contient un ensemble de variables sous le contrôle de l'utilisateur. Ces variables donnent des informations globales sur l'évènement (énergie transverse, numéro de run, numéro d'évènement...), des informations sur les objets reconstruits (jets, traces, objets calorimétriques...), et peuvent si nécessaire contenir des informations de plus bas niveau (information sur les cellules individuelles du calorimètre). C'est ce format qui a été utilisé pour l'analyse des premières données présentée au chapitre 5.

3.8.2 Reconstruction des objets

Reconstruction des électrons et photons dans le calorimètre électromagnétique

Un électron ou un photon dépose la quasi totalité de sa gerbe dans le calorimètre électromagnétique. La reconstruction est menée comme suit :

- L'amplitude du signal est recueillie dans chaque cellule de la gerbe ce qui va permettre de reconstruire l'énergie de chaque cellule.
- Ensuite on procède à la phase de *clustering* : un amas de cellule est construit pour contenir la gerbe. Des fenêtres d'énergie maximale avec des tailles fixes (3×3 , 3×5 , 3×7 ...) sont cherchées (*le sliding window*) dans la région $|\eta| < 2.5$. Le *cluster topologique* définit des amas de tailles variables pour des valeurs d'énergie déposée dépassant un certain seuil. Tout le détecteur est ainsi couvert. Nous verrons plus tard que, pour les tests en faisceaux,

on utilise un cluster de taille fixe autour de la cellule de plus grande énergie, ce qui constitue un algorithme simplifié.

- Une fois les clusters reconstruits, un ensemble de corrections est appliqué. Il s'agit de corrections de haute tension, des corrections résiduelles en η , des corrections en φ mais aussi des corrections pour les pertes d'énergie dans la matière non instrumentée.
- Pour identifier un électron ou un photon, des variables discriminantes vont être choisies. Ces variables caractérisent le développement latéral et longitudinal de la gerbe, la trace de l'électron mais aussi tiennent compte des informations sur les clusters. Un des chapitres de ma thèse traitera de l'identification des électrons dans la partie avant du calorimètre, c'est à dire pour $|\eta| > 2.5$.

Reconstruction des traces Divers algorithmes de reconstruction de traces sont utilisés.

- les algorithmes *xKalman* et *iPatrec* développés depuis les débuts de la simulation d'ATLAS en 1992 sont encore utilisés comme algorithmes de référence. L'algorithme *xKalman* permet d'identifier rapidement dans le TRT des trajectoires plausibles et de les extrapoler vers les détecteurs de précision. Grâce au nombre important de points par trace dans le TRT, une reconnaissance des trajectoires est ainsi permise. L'algorithme *iPatrec* permet une recherche de trace initiée dans les détecteurs de précision. Grâce à une méthode combinatoire, la recherche de traces est menée dans des régions autour d'objets intéressants tels que les muons ou les objets calorimétriques.
- Un algorithme est utilisé pour distinguer les traces venant des conversions de photons avec les désintégrations de particules à longue durée de vie : *newTracking*. Cet algorithme requiert que les traces aient au minimum une impulsion transverse de 100 GeV, qu'elles se situent à moins d'un mm du point d'interaction dans le plan transverse et à 10 cm suivant z . Il requiert également que les traces contiennent au moins sept points de mesure dans les couches du SCT et du détecteur à pixels.

Reconstruction des jets Quatre étapes vont permettre la reconstruction des jets :

- Reconstruction d'un Proto-Jet : l'algorithme des jets prend en entrée différents objets à partir desquels le jet peut être reconstruit, et les convertit en objets "Proto-Jet". Ces entrées peuvent être les cellules reconstruites du calorimètre, les tours, les clusters ou les traces...
- Recherche du Jet : Pour cela deux algorithmes sont utilisés : l'algorithme de *Cone* et l'algorithme K_T .

L'algorithme de cone R_{cone} est défini comme :

$$R_{cone} = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\varphi^2} \quad (3.14)$$

où R_{cone} est une quantité indiquant la taille du jet dans lequel sont regroupées toutes les cellules. Si deux jets sont séparés d'une distance inférieure à la valeur de R_{cone} alors ils sont reconstruits comme un seul jet. Dans ATLAS, les valeurs typiques, pour les dimensions des cones, sont 0.4 et 0.7. La figure 3.29 illustre différentes valeurs de R_{cone} dans les algorithmes de jets. Les flèches correspondent aux directions en η, φ des deux jets et le cône correspond aux jets reconstruits. A gauche les deux jets sont séparés puisque l'algorithme de jet utilise un plus petit R_{cone} alors que pour l'exemple de droite, R_{cone} étant plus grand, un seul jet est reconstruit.

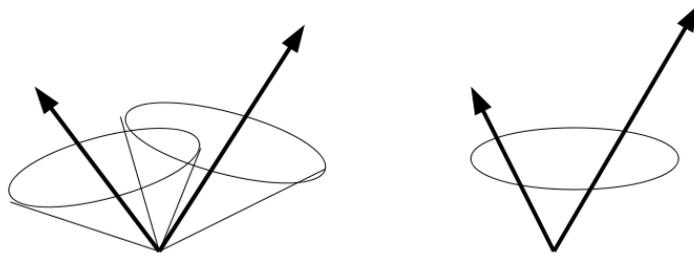


FIG. 3.29 – Reconstruction des algorithmes de jets en utilisant différentes valeurs de R_{cone} .

L’algorithme K_T reconstruit les jets par une procédure d’amas (clustering) : il unit les proto-jets les plus proches, en introduisant une mesure de distance ΔR entre les proto-jets. C’est selon la mesure de cette distance que l’algorithme choisit quels proto-jets unir et, surtout, quand arrêter la procédure.

- Une fois le jet trouvé, chacune des informations provenant de chaque sous-système qui lui est associé vont être recherchées : clusters, traces ...
- Enfin des corrections dues à un certain nombre d’effets de champ magnétique, de cryostat...sont appliquées. Les jets obtenus sont étalonnés à l’échelle hadronique [63].

3.8.3 La grille de calcul

Le projet LCG (LHC Computing Grid) a pour objectif de satisfaire les besoins énormes de calcul générés par l’activité du LHC grâce à un service informatique mondial de grille combinant les capacités des centres de calcul d’Europe, d’Asie et d’Amérique.

La grille LCG se présente comme un ensemble de centres de calcul hiérarchisés en trois niveaux (cf figure 3.30) :

- Tier-0 : Il est installé au CERN. Il stocke toutes les données brutes provenant du niveau 3 de déclenchement (Event Filter). Il a aussi pour rôle de reconstruire les premières données en ESDs, AOD, CBNT...Ces données sont alors redistribuées au second niveau appelé Tier-1.
- Tier-1 : Une dizaine de centres participent à ce niveau de stockage. Chaque centre recevra un dixième de données primaires. Un Tier-1 doit faciliter l’accès aux données récentes et reconstruites et avoir également en mémoire une copie des types de données des autres Tier-1.
- Tier-2 : C’est sur ce niveau de stockage que sont faites les analyses et la simulation. Une partie des AODs y seront stockés. Le Tier-2 est très sélectif vis à vis des utilisateurs ou des groupes de physique. Il faudra qu’un groupe de physique donné ait les priorités suffisantes pour pouvoir analyser ses données sur un site donné.

LHC Data Grid Hierarchy:

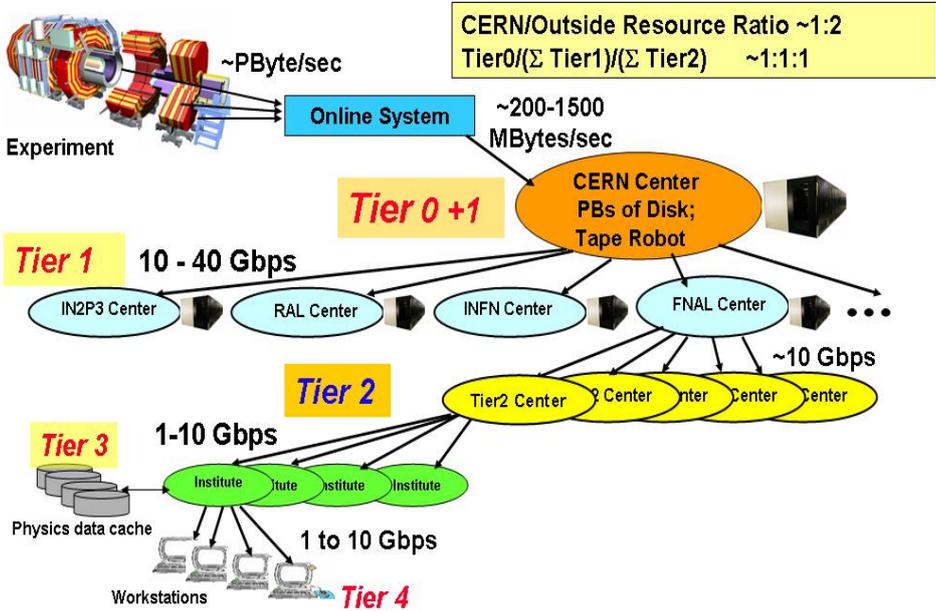


FIG. 3.30 – Infrastructure de calcul du LHC.

Chapitre 4

Séparation e/π avec les données de test en faisceaux

Pendant la construction et l'intégration du détecteur ATLAS, des données de tests en faisceaux combinés, regroupant plusieurs sous-systèmes, ont été prises. Ainsi, pour des détecteurs de la partie avant, à $\eta > 2.5$, des tests en faisceaux combinant les calorimètres hadronique et électromagnétique ont été effectués en 2004. Les données de pions et d'électrons provenant de ces tests sont analysées ici pour comprendre la séparation e/π dans la région avant du calorimètre électromagnétique ($2.5 < \eta < 3.2$). L'identification des électrons dans cette région peut en effet être utilisée pour sélectionner des événements $Z \rightarrow ee$ et $W \rightarrow e\nu$ ainsi que pour développer des outils pour comprendre les différents bruits de fond en jeu.

La région avant peut être exploitée pour augmenter la statistique de détection des bosons W et Z d'environ 30% [1], en demandant qu'un électron se trouve dans la région centrale et le deuxième dans la région avant. Dans cette région demeure un flux important de particules issues des résidus du proton ce qui favorise l'étude de la séparation e/π avec la sélection des électrons. D'autre part le bruit de fond composé en grande partie d'interactions entre faisceaux et gaz ainsi que de particules provenant du halo des faisceaux sera plus important que dans la partie centrale. Cette étude facilitera donc, avec l'arrivée des premières données, une bonne compréhension des différents bruits de fond.

Le travail présenté ici a fait l'objet d'une note interne [64].

4.1 Les tests en faisceaux

But des tests en faisceaux Le but premier de ces tests en faisceaux a été de valider les performances initiales du détecteur. Ils ont permis d'obtenir une calibration hadronique dans la région avant en incluant des corrections liées aux effets de zones mortes. Principalement ces tests ont permis de valider les performances du détecteur pour la reconstruction des électrons et des pions d'énergie $6 \text{ GeV} < E < 200 \text{ GeV}$ dans le HEC, l'EMEC et dans le FCal. Ils ont également permis une étude détaillée de la reconstruction des jets dans la partie avant. Les codes de reconstruction et de simulations d'ATLAS ont pu être testés [65] [66] [67].

4.1.1 Les tests en faisceaux

Les tests en faisceaux ont eu lieu pour des détecteurs de la région avant ($2.5 < \eta < 3.2$) avec des données prises en 2004. La région avant est particulièrement complexe puisque les sous-détecteurs qui la composent sont très proches les uns des autres. En outre, les technologies de

détection employées pour chaque sous-système sont assez différentes. Le détecteur utilisé en test en faisceaux était aussi proche que possible de la configuration finale du détecteur ATLAS et contenait la partie avant du calorimètre électromagnétique (EMEC), la partie avant du calorimètre hadronique (HEC) ainsi que le calorimètre avant (FCAL) [68].

Rappelons que l'EMEC est un calorimètre à argon liquide (noté LAr) avec comme matériau absorbeur le plomb. Une roue de la partie avant est structurée en 8 modules. Chaque calorimètre avant contient deux roues coaxiales : une partie intérieure ($1.375 < |\eta| < 2.5$) et une partie extérieure ($2.5 < |\eta| < 3.2$).

Le HEC est aussi un calorimètre à argon liquide avec des plaques de cuivre comme absorbeurs et deux roues (à l'avant et à l'arrière). A cause de l'espace limité dans le cryostat de test, une série spéciale de huit modules avant et arrière du HEC a été fabriquée pour ces tests en faisceaux. Ces modules ont une couverture réduite en $|\eta|$ correspondant à $2.1 < |\eta| < 3.2$.

Les modules du calorimètre avant FCAL utilisés dans ces tests en faisceaux sont des prototypes d'ingénierie des modules des FCAL1 et FCAL2 d'ATLAS et ont été utilisés pour des tests en faisceaux plus anciens, en 1998. Une description plus précise du système de calorimétrie avant d'ATLAS peut être trouvée en [68] et dans le chapitre 3.

Dans cette région avant, il n'y a pas de mesure de traces chargées. De ce fait le calorimètre a été conçu avec une bonne résolution en énergie ($15\%/\sqrt{E}$) et une plus faible granularité pour le compartiment milieu (0.1×0.1) que dans la partie centrale (0.025×0.025). Dans cette région, le calorimètre électromagnétique comporte seulement deux compartiments (2 et 3). Il est suivi du calorimètre hadronique. Le schéma de cette région est montré sur la figure 4.1.

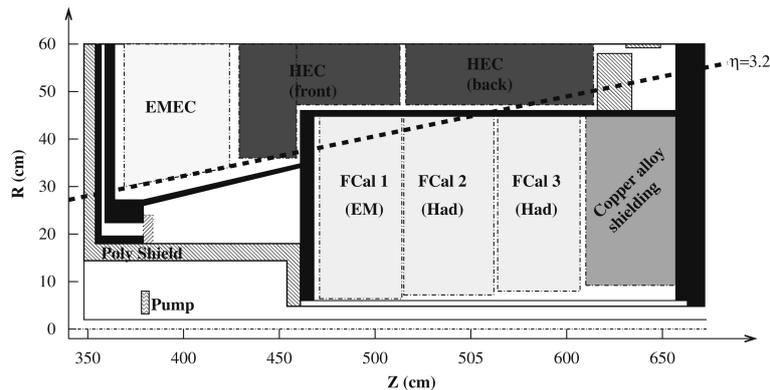


FIG. 4.1 – Schéma des calorimètres EMEC, HEC et FCAL à l'intérieur d'ATLAS.

La ligne de faisceau Les tests en faisceaux du calorimètre électromagnétique bouchon ont été effectués sur la ligne de faisceau H6 (figure 4.2) du SPS au CERN, située dans le hall Nord.

Les faisceaux d'électrons et de pions sont obtenus à partir des protons accélérés au SPS jusqu'à 450 GeV puis envoyés sur une cible. L'interaction avec cette cible permet de produire des électrons, des positrons, des muons et des hadrons d'énergie comprise entre $6 \text{ GeV} \leq E \leq 200 \text{ GeV}$. Grâce à des aimants de courbure et à une série de collimateurs, les électrons peuvent être séparés des hadrons.

Différents instruments composent la ligne du faisceau. Les conditions de déclenchement d'un événement sont atteintes lorsque les trois compteurs à scintillations de taille $10 \times 10 \text{ cm}^2$ (S1 et S2) et $7.5 \times 7.5 \text{ cm}^2$ (S3), situés en amont du cryostat, donnent un signal en coïncidence. Juste derrière le compteur S1, se trouve un compteur à scintillations dit de veto puisqu'il possède

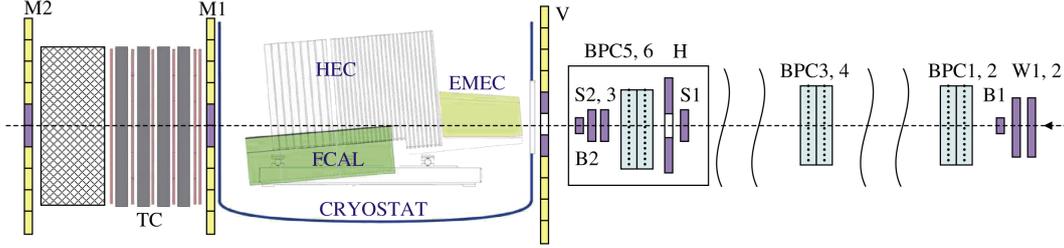


FIG. 4.2 – Schéma des instruments de la ligne H6. L'EMEC, le HEC et le FCAL sont représentés dans le cryostat. Ils sont complétés par un calorimètre TC à l'extérieur du cryostat. La ligne d'instrumentation du faisceau est composée de chambres à fils (BPC), de compteurs à scintillation (S,B) et de parois scintillantes (V,M1,M2) ; Le faisceau se propage de la droite vers la gauche.

une fente de 6 cm de diamètre pour le faisceau ce qui permet de se débarrasser des particules du halo des faisceaux. L'ensemble des compteurs est situé sur une table qui peut se déplacer verticalement. Il est donc possible d'ajuster le faisceau suivant différentes positions verticales. Trois murs de scintillateurs (V, M1, M2), l'un juste devant le cryostat, les deux autres juste derrière, sont utilisés pour le déclenchement. Les murs M1 et M2 servent à détecter les muons. Ils sont séparés par une paroi en fer. Ainsi lorsque les cinq scintillateurs sont en coïncidence, le système d'acquisition applique un veto qui permet de rejeter en grande partie les muons présents dans le faisceau. Dans la suite sera expliqué comment les muons résiduels (muons qui déposent très peu d'énergie, de l'ordre du GeV) seront éliminés.

La position du point d'impact ainsi que l'angle du faisceau sont donnés grâce aux informations des six chambres à multifils (BPC-1 à BPC-6), chacune avec un plan vertical (y) et horizontal (x) de lecture. Le gaz utilisé est un mélange d'argon et de CO_2 ce qui apporte une efficacité de détection de presque 100%.

Enfin un autre compteur à scintillations (B1) est situé derrière deux autres chambres à fils (W1 et W2) avec des plans verticaux et horizontaux. Ces chambres à multifils possèdent un espace entre les fils de 1 mm permettant ainsi de déclencher le système de lecture de ces chambres indépendamment du déclenchement du faisceau.

Le cryostat Le cryostat possède un diamètre interne de 2.50 m et peut être rempli d'argon liquide jusqu'à une hauteur de 2.20 m. Il peut bouger horizontalement de ± 30 cm perpendiculairement à la ligne de faisceau. Les aimants de courbure de ligne de faisceau permettent une déflexion du faisceau de ± 25 cm, juste en face du cryostat. Le cryostat est composé d'une partie interne contenant un module de l'EMEC ($\frac{1}{8}$ en φ de la roue complète de l'EMEC), huit modules de la roue arrière spécialement fabriqués pour ces tests en faisceaux ($\frac{8}{32}$ de la roue complète) ainsi que huit modules de la roue arrière du HEC et des modules du FCAL.

La région disponible pour les balayages en η (scans) est assez limitée à cause de la taille de la fenêtre du cryostat ¹ mais aussi parce que le dernier aimant de la ligne de faisceau agit peu sur la courbure des particules. Les données ont été prises en deux périodes correspondant à différentes positions du cryostat. Durant la première période de prises de données, la position du cryostat était plus basse de 13 cm que durant la dernière.

¹Le cryostat possède une épaisseur réduite à 5.5 mm d'acier inoxydable dans une zone circulaire d'un diamètre de 60 cm. Les détecteurs sont placés juste derrière cette fenêtre. Ainsi un espace d'environ $60 \times 50 \text{ cm}^2$ est disponible pour les balayages horizontaux et verticaux.

Le dispositif La figure 4.3 montre le schéma du dispositif des différents modules du calorimètre dans le cryostat des tests en faisceaux. Le faisceau entre à travers la fenêtre du cryostat par la droite. Sont représentés schématiquement le module interne de l'EMEC, les modules des roues avant et arrière du HEC ainsi que les modules du FCA11 et du FCA12. De plus, pour mesurer les fuites au delà du module du FCA12, un calorimètre appelé cold tail catcher (CTC) est placé juste derrière le dernier module du FCAI. De la même façon, un calorimètre appelé warm tail catcher (WTC) est placé à l'extérieur du cryostat. Il permet ainsi de mesurer les fuites des modules de la roue arrière du HEC.

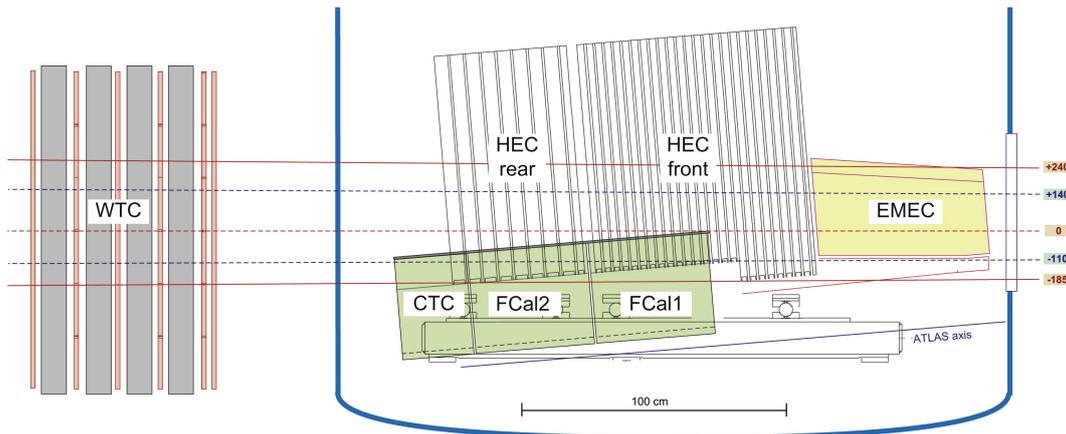


FIG. 4.3 – Vue schématique du montage du calorimètre dans le cryostat du faisceau test. Le module interne de l'EMEC, le module du HEC et les modules du FCA11 et FCA12 sont représentés. Le cold tailcatcher (CTC), derrière le FCA12 et le warm tailcatcher (WTC), hors du cryostat, sont également indiqués.

Sur la figure 4.4, une photo de l'assemblage complet de tous les modules du calorimètre pour les tests en faisceaux est montrée.

4.1.2 L'acquisition de données et le système de déclenchement

Le schéma représentant l'électronique de lecture est présenté sur la figure 4.5. Le signal des cellules du HEC ainsi que le signal provenant de l'EMEC et du FCal sont envoyés sur des cartes "front end" à l'extérieur du cryostat où ils sont amplifiés et échantillonnés en utilisant l'horloge TTC². Les échantillons sont stockés dans un pipeline analogique utilisant des capacités commutées dans les FEB (Front-End read-out Boards) à 40 MHz. Lorsque l'évènement a été validé par le système de déclenchement, il est numérisé et transféré au système de lecture. La lecture et la mise en forme est assurée par huit modules MINI-ROD³ (16 FIFOs parallèles par FEB), exploités initialement pour des tests sur l'EMEC et le FCAI.

Le déclenchement et la synchronisation des huit FEBs, des huit MINI-RODs et des trois cartes de calibration sont assurés par le système TTC-0⁴ [69] déjà employé lors de tests antérieurs. Un

²Timing and Trigger Control. Il s'agit du système de distribution d'horloges et de signaux déclenchement des expériences LHC.

³Read-Out Driver. Ces cartes ont pour rôle dans ATLAS de reconstruire l'énergie et de mettre en forme les évènements. Les MINI-RODs, utilisés sur les tests en faisceaux comportent de simples FIFOs et envoient les trames numérisées complètes au système d'acquisition sans faire de reconstruction d'énergie.

⁴Ce système est une version simplifiée, spécifique aux tests en faisceaux, du TTC.

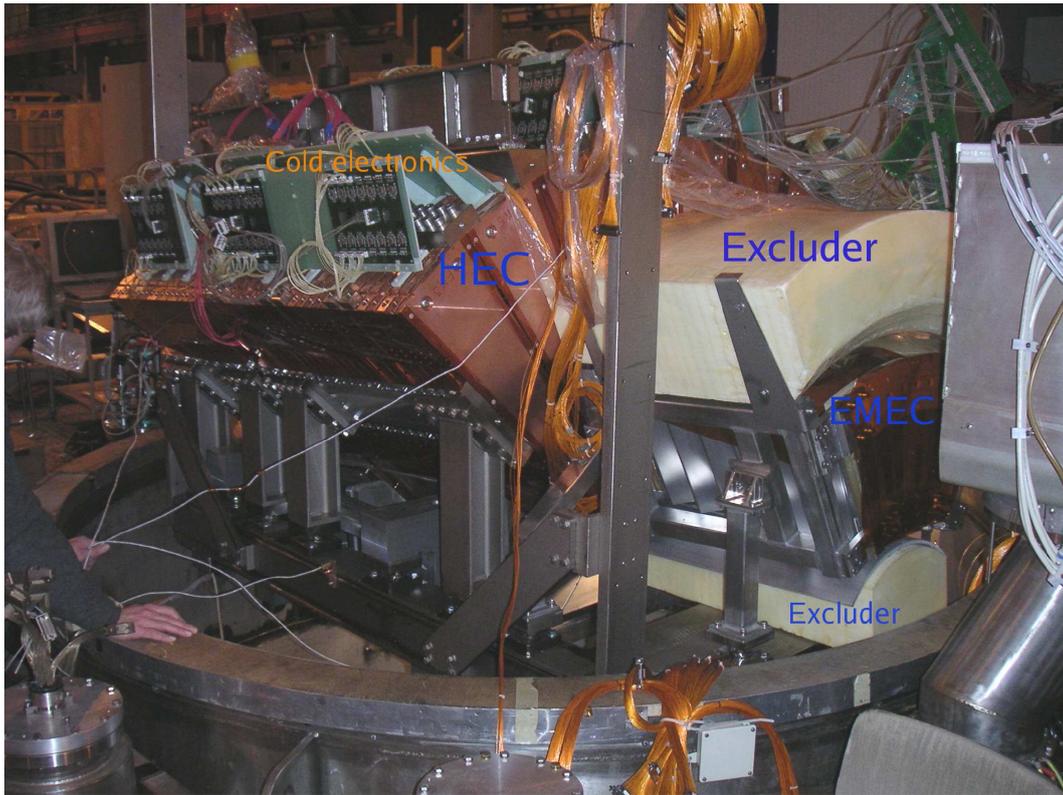


FIG. 4.4 – La composition du calorimètre dans le cryostat : à droite le module de l'EMEC. En bas les parois froides du FCAL (sous l'EMEC) et en haut les modules du HEC avec les panneaux électroniques. Les modules du FCAL sont au-dessous du HEC.

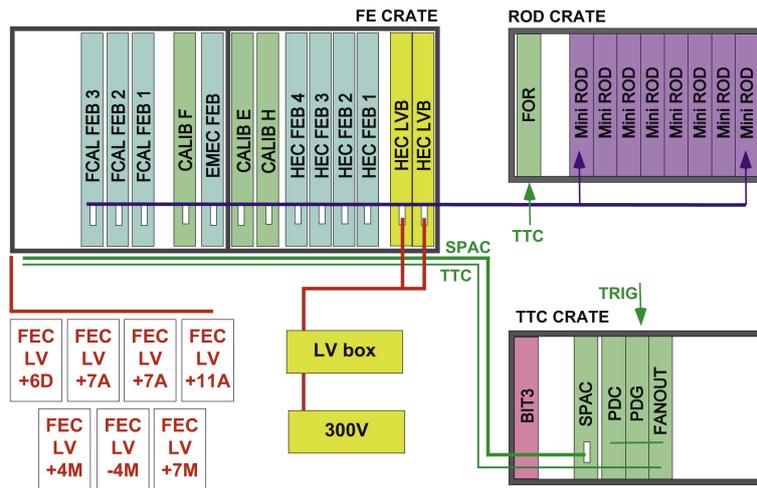


FIG. 4.5 – Schéma représentant l'électronique de lecture de la configuration test du calorimètre.

chassis CAMAC⁵ est utilisé pour la lecture de deux modules TDC (Time-To-Digital Converter) pour obtenir la différence en temps entre l'évènement déclenché et l'horloge ADC, en plus du système de lecture des chambres à multifils et des compteurs à scintillation.

4.2 Les données

4.2.1 Les données test réelles

Les données ont été prises sur deux périodes de quelques semaines en 2004. Deux dispositifs de faisceaux ont été utilisés, l'un avec un étroit faisceau (environ 1 cm de diamètre), et un autre avec un faisceau plus large (quelques cm de diamètre).

Durant les deux périodes de tests en faisceaux, plus de 4000 prises de données ("runs") ont eu lieu avec des pions, des électrons ou des muons aux énergies $6 \text{ GeV} \leq E \leq 200 \text{ GeV}$ avec un total de 80 millions de déclenchements. Les positions du point d'impact ainsi que les lignes de scans sont représentées sur la figure 4.6. Le travail présenté ici utilise principalement des données à $\eta = 2.8$ avec des énergies allant de 10 à 200 GeV. Ce point est une position de référence où des études détaillées des performances de la partie avant du calorimètre tels que des résolutions en énergie et en position ont eu lieu. La liste complète des runs utilisés est donnée en annexe B.

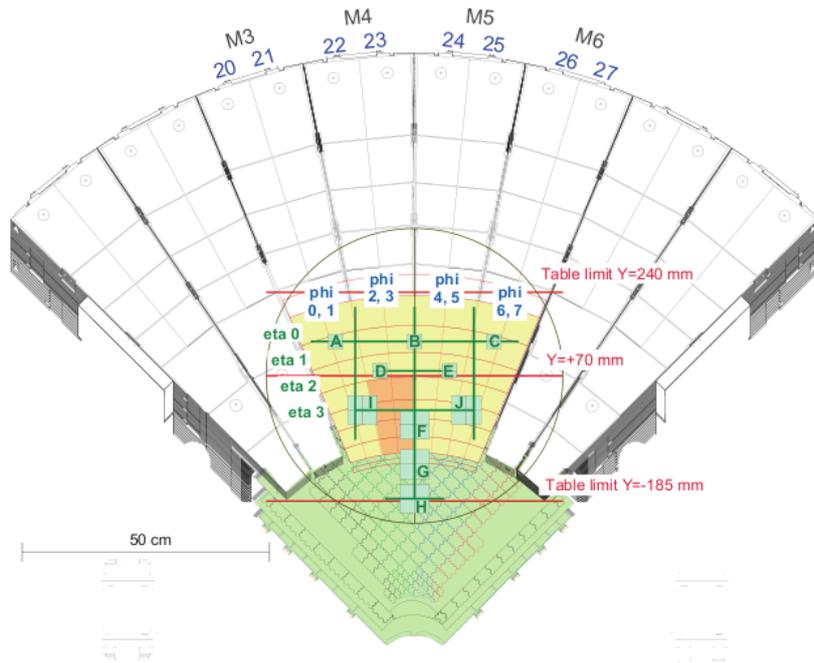


FIG. 4.6 – Position du point d'impact du faisceau ainsi que des lignes de balayage sur la face avant des calorimètres. Les carrés indiquent la région scannée pour les données prises aux différents points d'impact. Les lettres indiquent les points de référence utilisés pour la caractérisation de la reconstruction du détecteur. Les coordonnées sont indiquées en η et ϕ en unités de cellules. Les lignes indiquent où ont été effectués les balayages horizontaux et verticaux à des énergies fixées.

⁵Computer Automated Measurement And Control : bus informatique utilisé pour l'acquisition de données

4.2.2 Les données simulées d'ATLAS

Des données simulées de pions et d'électrons avec des énergies comprises entre 10 GeV et 150 GeV ont été produites en utilisant la géométrie complète du détecteur ATLAS, pour comparaison avec les données de tests en faisceaux. Les données de tests en faisceaux simulés n'ont pas été utilisées parce qu'elles se sont avérées être beaucoup plus difficiles à produire que la simulation ATLAS. Il est à noter que, dans ATLAS, la quantité de matière devant le calorimètre est supérieure à celle dans les données de tests en faisceaux. Le développement longitudinal des gerbes de particules ne peut donc être comparé en détail entre les données et la simulation.

4.3 Reconstruction des électrons à l'avant

4.3.1 Reconstruction de l'énergie des électrons

Un algorithme de regroupement des cellule (clustering) simple a été utilisé pour reconstruire l'énergie déposée par les électrons et les pions. Dans les couches du HEC (compartiments 0, 1 et 2), l'énergie a été sommée sur toutes les cellules dont la distance est moins de 0.25 en $\sqrt{\eta^2 + \varphi^2}$ autour de la position du point d'impact du faisceau. Dans l'EMEC, compartiments 2 et 3, un cluster 0.3×0.3 en η et en φ (soit 9 cellules) a été défini autour de la cellule la plus chaude (voir figure 4.7). Cette taille de cluster permet de collecter une importante fraction d'énergie déposée ($> 95\%$) sans inclure trop de bruit.

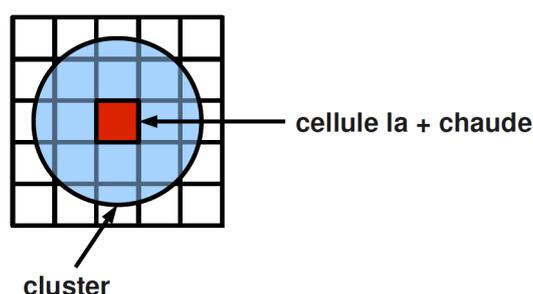


FIG. 4.7 – Dans l'EMEC, un cluster est défini par la cellule la plus chaude entourée de ses 8 cellules voisines. Un cluster est donc constitué de 9 cellules.

4.3.1.1 Les corrections

Certains effets dus à la géométrie de l'EMEC ainsi que des effets liés à la haute tension sont responsables de la variation de réponse en fonction η , dans l'EMEC, pour les électrons. Ces effets existent aussi pour les pions mais peuvent être plus aisément mis en évidence avec les électrons.

Corrections de haute tension Dans la roue interne, il y a deux régions en η , de haute tension constante pour $2.5 < |\eta| < 2.8$ et $2.8 < |\eta| < 3.2$.

La figure 4.8 montre qu'à l'intérieur des différents secteurs de haute tension, la réponse en fonction de η de l'énergie est linéaire sauf aux bords des secteurs. Entre les deux secteurs, il apparaît que la reconstruction en énergie est mauvaise et donc influence grandement le comportement linéaire présent dans chacun des secteurs. Avant que les corrections ne soient appliquées, la non-uniformité est d'environ 4%. Une correction en η est donc appliquée pour chaque cellule.

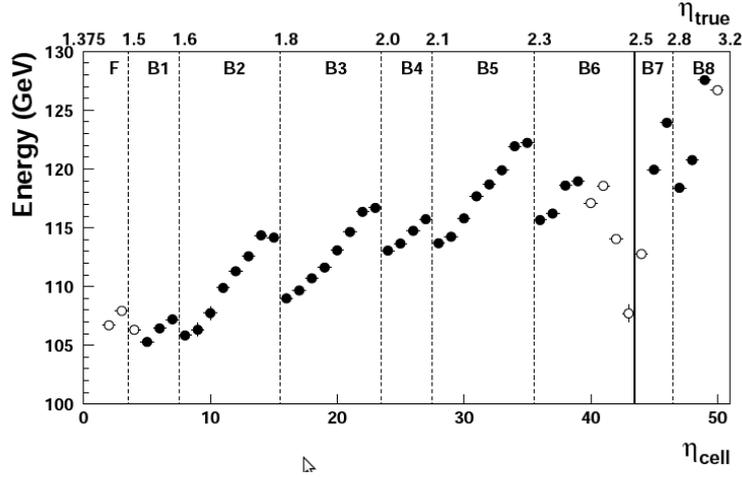


FIG. 4.8 – Énergie moyennée sur φ en fonction de η avant correction des effets de haute tension. Les deux régions en η correspondant à la roue externe ($\eta < 2.5$) et à la roue interne ($\eta > 2.5$) sont représentées. Pour $\eta = 2.5$, le trait plein permet de séparer ces deux régions. À l'intérieur, les traits en pointillés séparent les différents secteurs. Cette figure est extraite de la référence [66]. Il est à noter que la région d'étude présentée ici est située dans la partie droite pour $\eta > 2.5$ (secteur B7 et B8). Les points ouverts correspondent à des données qui n'ont pu être exploitées pour l'estimation de α et β car trop proches des bords du détecteur.

L'énergie est corrigée des effets de haute tension, au niveau de chaque cellule, en utilisant la paramétrisation :

$$E_{corr} = E_{cell} \cdot \frac{\beta}{1 + \alpha \cdot (\eta_{cell} - \eta_0)}, \quad (4.1)$$

où η_0 est le centre du secteur lié à la haute tension et α et β sont des paramètres libres. β correspond au coefficient de normalisation à l'énergie du faisceau. Il est proche de 1 si la calibration est bien comprise. Dans la suite va être démontrée, par un rapide calcul, l'estimation de la valeur de α à partir de la taille des gaps qui est plus petite à grand η . Le paramètre β a été obtenu en utilisant les balayages en η ("scans") des électrons de 193 et de 119 GeV, par comparaison entre énergie moyenne reconstruite et énergie du faisceau, après ajustement de α de manière à minimiser la dispersion de la réponse.

Pour mesurer l'énergie déposée dans le calorimètre, il faut utiliser l'amplitude du courant qui est directement proportionnelle à la charge d'ionisation :

$$I_{max} \propto v_{dr} \cdot \frac{f_{samp}}{g}, \quad (4.2)$$

où v_{dr} représente la vitesse de dérive des électrons, f_{samp} la fraction d'échantillonnage c'est à dire la fraction d'énergie déposée dans l'argon liquide sur l'énergie déposée dans l'argon liquide et dans le plomb et g la taille de l'intervalle entre l'électrode et l'absorbeur (gap).

La vitesse de dérive v_{dr} est directement proportionnelle au champ électrique : $v_{dr} \propto E^b$, b étant un paramètre mesuré expérimentalement et égal à 0.3 [70]. En considérant que le champ $E = \frac{U}{g}$, l'amplitude du signal s'écrit finalement :

$$I_{max} \propto \frac{f_{samp}}{g^{b+1}} \cdot U^b = E \text{ (réponse calorimètre)} \quad (4.3)$$

On peut exprimer facilement la variation de la réponse en énergie :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta f_{samp}}{f_{samp}} + (b+1) \frac{\Delta g}{g} + b \frac{\Delta U}{U} \quad (4.4)$$

Le terme ΔU est nul puisque dans chaque secteur de haute tension, la haute tension est constante.

La variation g du gap peut s'exprimer en fonction de η . En effet le gap g est fonction des paramètres φ et r : $g \propto r\varphi$ (figure 4.9). Et le paramètre r est proportionnel à R et θ (figure 4.10).

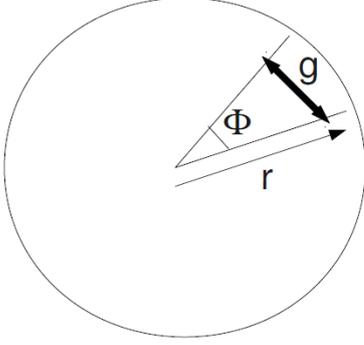


FIG. 4.9 – Paramètres utilisés pour calculer α sur la roue de face.

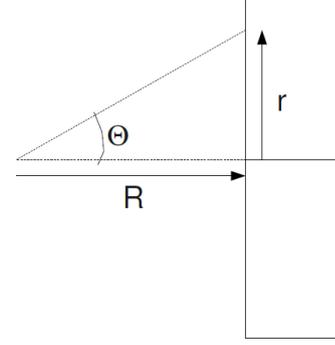


FIG. 4.10 – Paramètres utilisés pour calculer α sur la roue de profil.

On en déduit donc :

$$\frac{\Delta g}{g} \sim \frac{\Delta r}{r} \quad (4.5)$$

$$\frac{\Delta r}{r} \sim \frac{\Delta \theta}{\theta} \quad (4.6)$$

De plus :

$$\eta \sim -\ln\left|\frac{\theta}{2}\right| \quad (4.7)$$

La variation en η s'écrit :

$$\Delta \eta \sim -\frac{\Delta \theta}{\theta} \sim -\frac{\Delta r}{r} \sim -\frac{\Delta g}{g} \quad (4.8)$$

De plus il a été démontré que [70] :

$$\frac{\Delta f_{samp}}{f_{samp}} \sim (1 - f_{samp}) \frac{\Delta g}{g} \quad (4.9)$$

En utilisant l'équation (4.4), la variation d'énergie dans chaque secteur de haute tension s'écrit :

$$\frac{\Delta E}{E} \sim \frac{\Delta f_{samp}}{f_{samp}} - (b+1) \frac{\Delta g}{g} \sim (b + f_{samp}) \Delta \eta \quad (4.10)$$

En identifiant avec l'équation initiale (4.1), il est facilement déductible que $\alpha \sim b + f_{samp}$ et que $\alpha \sim 0.5$ puisque b a été pris à 0.3 et f_{samp} , la fraction d'échantillonnage est de l'ordre de 0.2 [71].

Les valeurs utilisées sont $\alpha = 0.55$ et $\beta = 1.0$ [67]. Elles ont été obtenues en minimisant la dispersion de la réponse en fonction de η .

Corrections au niveau du cluster Deux autres corrections spécifiques à la reconstruction de l'énergie de l'électron doivent être mentionnées. Une correction résiduelle en η est appliquée sur l'énergie du cluster à cause de la géométrie du détecteur pour tenir compte des fuites d'énergie à l'extérieur de la fenêtre de clustering (voir figure 4.11). L'énergie collectée est donc maximale pour les gerbes centrées et plus faible au bord. Cette correction est de l'ordre de 2% [69].

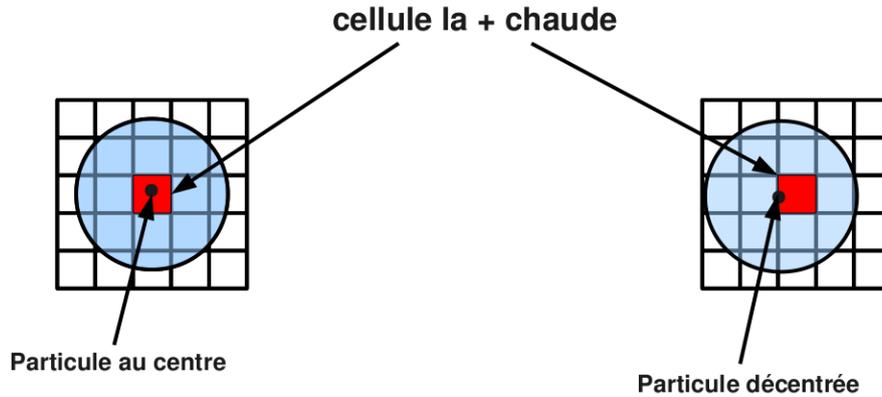


FIG. 4.11 – Une correction doit être appliquée dans le cas où la particule n'est pas situé au centre de la cellule la plus chaude mais dans un des coins.

Du fait de la géométrie en accordéon, la fraction d'échantillonnage et donc le champ électrique ne sont pas uniformes suivant φ . Ainsi, à cause de la structure périodique des absorbeurs, une correction en φ est aussi appliquée et compte pour moins de 1% [69].

4.3.2 Uniformité

Pour les électrons, l'uniformité de la réponse en énergie est de l'ordre de 1% après application de toutes les corrections décrites plus haut. Puisque le but de cette étude est la séparation e/π et non des mesures de précision d'énergie, aucune hypothèse ne devrait à priori être faite sur la nature de la particule reconstruite. Ceci signifie que les corrections spécifiques appliquées aux électrons ou aux pions (modulations résiduelles en η , modulations en φ due à la structure périodique des absorbeurs) n'ont pas été appliquées dans cette étude. En pratique, seulement les corrections de haute tension ont été appliquées et aucune pondération n'a été faite dans le calorimètre hadronique. En effet, les mesures pour chaque compartiment devraient être pondérées pour obtenir une distribution uniforme et retrouver en moyenne l'énergie des pions incidents (figure 4.12).

4.4 Définition des lots de données

La première étape a été d'estimer la contamination en électrons dans les faisceaux de pions et les contaminations en pions dans les faisceaux d'électrons. La connaissance de ces contaminations permet de savoir à quel niveau de mesure les facteurs de rejet seront fiables. En effet, la présence de pions dans les données d'électrons détériore l'estimation des efficacités et identiquement la présence d'électrons dans les données de pions influence la détermination des facteurs de rejet.

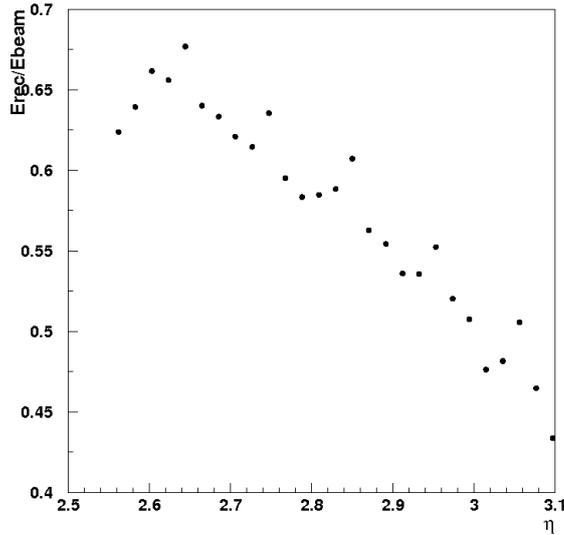


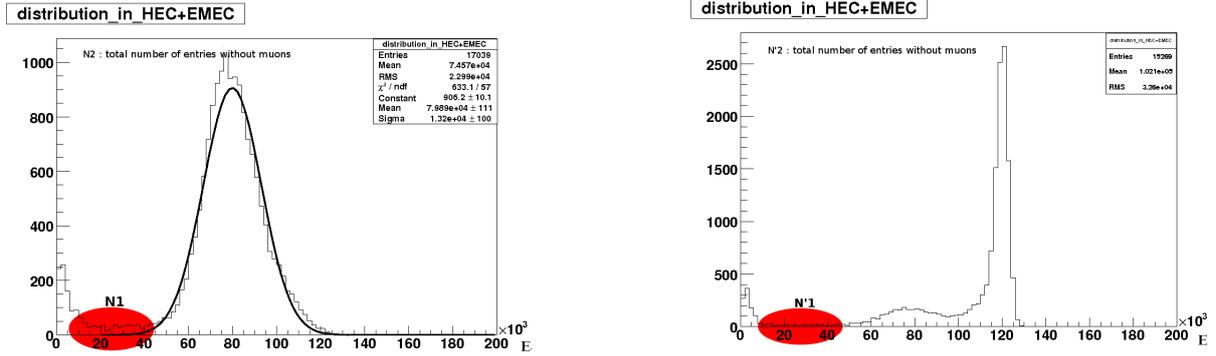
FIG. 4.12 – Energie du cluster divisée par l’énergie du faisceau en fonction de η pour des pions de 200 GeV. L’énergie collectée décroît lorsque η augmente. Cet effet peut être expliqué par le fait que, dans la région avant, la taille des cellules diminue lorsque η augmente et que donc une taille constante de cluster collecte moins d’énergie. Cet effet n’a pas été corrigé dans l’analyse présentée ici.

4.4.1 Les contaminations dans les données de pions

Premièrement, ont été estimées les contaminations en électrons dans les données de pions. Dans cette étude, seulement les données de tests en faisceau ont été utilisées. Il aurait été possible d’utiliser des données simulées, mais il est plus rigoureux d’estimer autant que possible les contaminations à partir des données. Les électrons déposent principalement leur énergie dans l’EMEC mais peuvent aussi déposer une faible fraction d’énergie dans le HEC. Les distributions en énergie dans le HEC et dans l’EMEC pour les pions et les électrons sont exploitées (figure 4.13). Les électrons contaminant le faisceau de pions devraient être localisés à une énergie inférieure à celle du pic dû aux pions dans les distributions d’énergie du HEC+EMEC. Plus précisément, tous les événements déposant entre 5 GeV et la position du pic- 3σ ont été considérés comme des électrons de contamination. Le nombre de ces événements sera appelé N_1 . Une coupure au-dessus de 5 GeV permet de se débarrasser des muons (figure 4.14). La quantité d’événements au-dessus de 5 GeV est appelée N_2 . Il a été vérifié dans les données simulées de pions que cette région est vide. En effet d’après la figure 4.15, dans l’intervalle 5 GeV et la position du pic- 3σ (en rouge), la quantité d’événements est négligeable pour la simulation (31 événements sur 5000 au total soit 0.6%).

Ensuite la fraction d’événements détectés, dans la gamme d’énergie définie au-dessus, est utilisée pour normaliser le nombre d’événements détectés sur le même intervalle mais pour un faisceau d’électrons. Il est appelé N'_1 . N'_2 est le nombre total d’entrées, après la coupure à 5 GeV, dans les distributions de HEC+EMEC pour un faisceau d’électrons. Les contaminations en électrons dans les données de pions sont alors données grâce au rapport : $\frac{N'_1}{N'_2} * \frac{N_1}{N_2}$. Les contaminations mesurées sont constantes en η et petites (voir figure 4.16 et annexe C). Elles ne

dépendent donc pas de la géométrie du détecteur.



1) En rouge : comptage des particules détectées entre 5 GeV et la position du pic- $3\sigma \rightarrow \frac{N_1}{N_2}$: fraction de particules détectées dans cet intervalle.

2) En rouge comptage des particules détectées dans le même intervalle.
 $\rightarrow \text{contamination} = \frac{N'_1}{N'_2} * \frac{N_1}{N_2}$

FIG. 4.13 – Distribution de l'énergie dans le EMEC + HEC pour des données de pions (à gauche) et pour des données d'électrons (à droite).

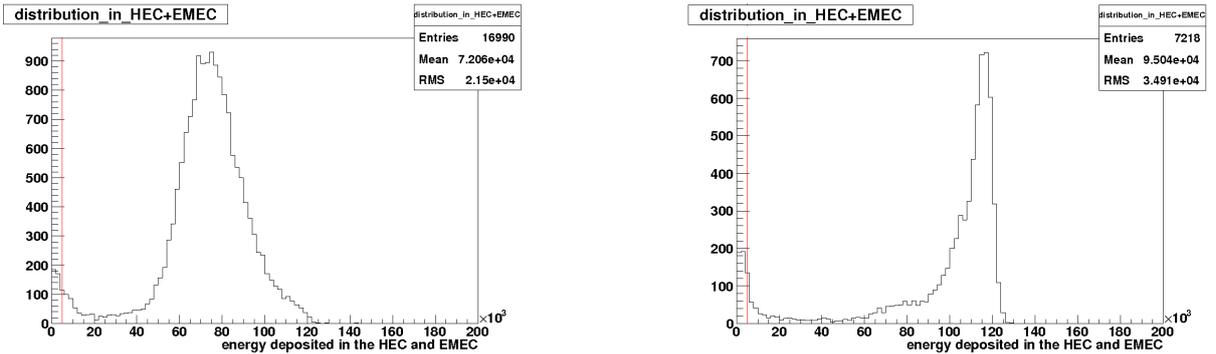


FIG. 4.14 – Distributions de l'énergie dans le HEC+EMEC pour des pions (gauche) et des électrons (droite) avec en rouge la coupure à 5 GeV pour éliminer les muons.

4.4.2 Contaminations dans les données d'électrons

Pour estimer les contaminations en pions dans les données d'électrons, il n'est pas possible d'utiliser directement les données de tests en faisceaux. Les données simulées d'ATLAS pour une géométrie complète du détecteur ont été utilisées, au contraire de ce qui a été fait pour la mesure des contaminations en électrons dans les données de pions, où seulement des données ont été utilisées (paragraphe 4.4.1). Trois compartiments composent le HEC (0, 1 et 2). Chaque bouchon est divisé en deux cylindres côte à côte aux granularités différentes. La roue avant est appelée HEC1, la roue arrière HEC2. Les "faux" électrons ont été définis comme des événements avec une énergie déposée de plus de 2.5 GeV dans le compartiment 0 du HEC (figure 4.18). Il a été vérifié avec les données simulées d'électrons, que les électrons déposent au plus 2.5 GeV dans le HEC compartiment 0 (figure 4.19). Avec les données simulées de pions, la fraction de

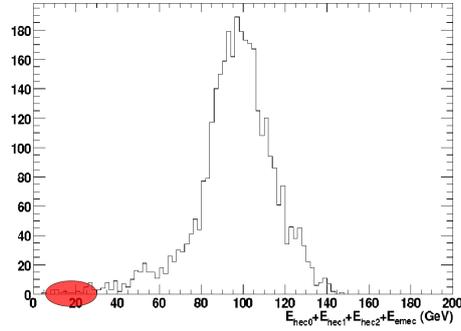


FIG. 4.15 – Dépôt d'énergie dans le HEC+EMEC pour des données simulées de pions à 150 GeV. La zone hachurée en rouge correspond à la région non contaminée en électrons.

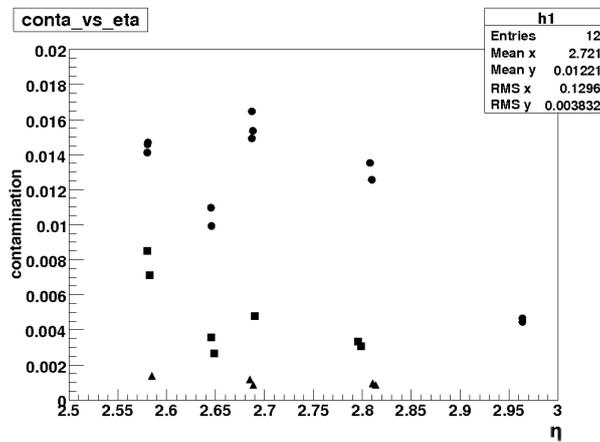


FIG. 4.16 – Contaminations en électrons dans les données de pions en fonction de l'énergie et de η . Les ronds représentent des énergies de 200 GeV, les carrés 120 GeV et les triangles 60 GeV. Chaque point correspond à une seule prise de donnée (run).

particules détectées au delà de 2.5 GeV dans le compartiment 0 du HEC a été mesurée (figure 4.17).

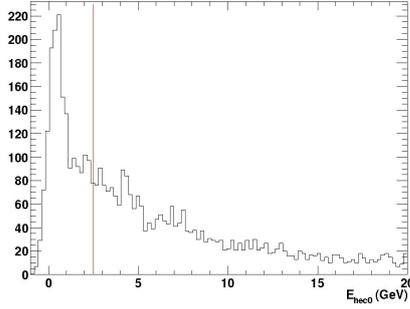


FIG. 4.17 – Distribution en énergie des données simulées de pions à 60 GeV. Une coupure (ligne rouge) est appliquée à 2.5 GeV sur le compartiment 0 du HEC et la fraction de particules passant cette coupure est calculée.

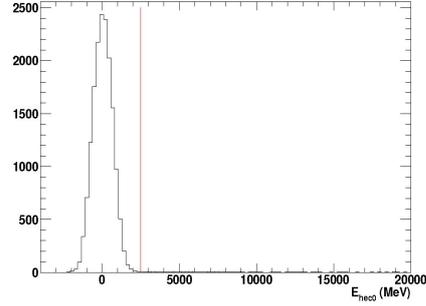


FIG. 4.18 – Données d'électrons à 60 GeV. Une coupure (ligne rouge) est appliquée à 2.5 GeV sur le compartiment 0 du HEC et la fraction de particules passant cette coupure est calculée.

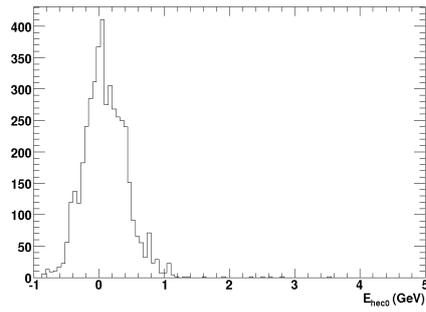
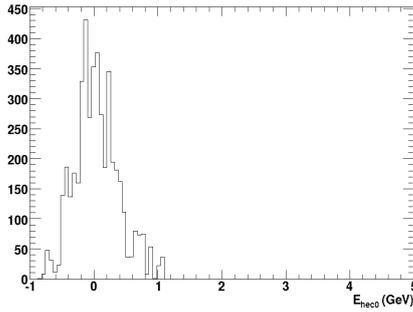


FIG. 4.19 – Distributions en énergie dans le HEC compartiment 0 pour des données simulées d'électrons à 10 GeV (gauche) et 150 GeV (à droite).

Avant de définir les lots d'électrons et de pions, une première étape est d'enlever les muons contaminant les données. En effet les muons ne déposent que quelques GeV dans le calorimètre. C'est pourquoi, une coupure à 1 GeV dans le compartiment 2 de l'EMEC est appliquée à la fois pour les pions et pour les électrons (figure 4.21).

4.4.3 Lots d'électrons

Les distributions de l'énergie déposée dans le calorimètre par les électrons mettent en évidence les contaminations en pions dans les données d'électrons. Pour remédier aux contaminations en pions présentes à plus basse énergie, une deuxième coupure est appliquée et seuls sont sélectionnés, les événements situés à des énergies supérieures à la position du pic- 3σ (figure 4.22) pour des données à 60, 120 et 200 GeV. Pour les données à 10 GeV, il n'a pas été possible d'appliquer cette coupure, la position du pic- 3σ étant négative. Il a été également regardé l'effet d'une coupure plus restrictive sur les lots d'électrons. Pour cela, des lots d'électrons ont aussi été définis par

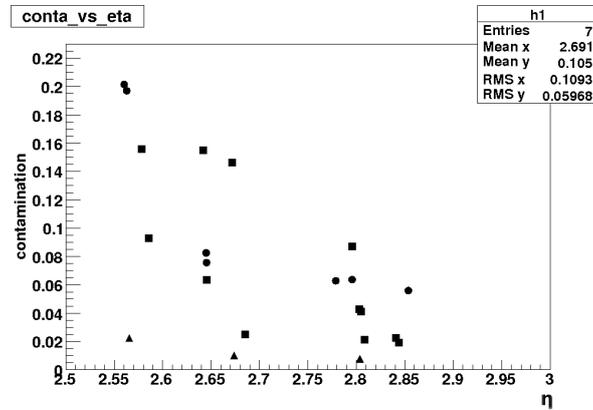


FIG. 4.20 – Contaminations en pions dans les données d'électrons en fonction de l'énergie et de η . Les ronds représentent les énergie à 200 GeV, les carrés 120 GeV et les triangles 60 GeV.

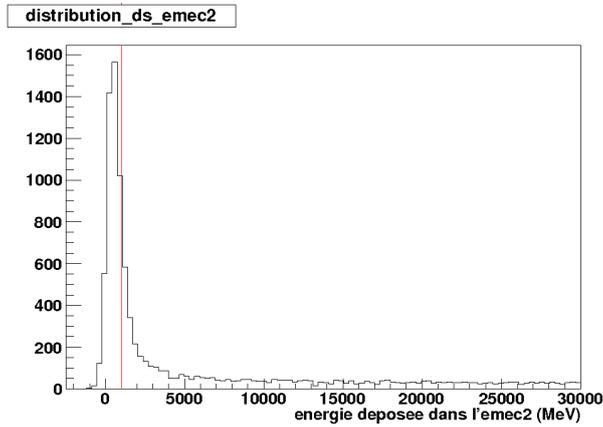


FIG. 4.21 – Energie déposée dans le compartiment 2 de l'EMEC pour des pions à 200 GeV. le trait rouge représente la coupure à appliquer pour rejeter les muons.

des évènements situés au delà de la position du pic- 2σ . La comparaison des résultats en terme de facteur de rejet fait l'objet de la section 4.8.

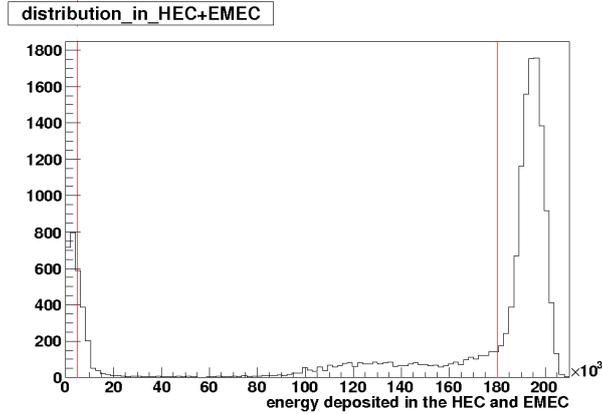


FIG. 4.22 – Coupures appliquées sur les données d'électrons. Le pic à basse énergie correspond principalement aux muons. La ligne rouge à 5 GeV correspond à la coupure utilisée pour les rejeter. Le deuxième pic à haute énergie correspond aux électrons. La ligne rouge à haute énergie correspond à la coupure marquant la limite entre électrons et pions. La zone entre les deux coupures correspond aux pions de contaminations. Cette figure montre les données pour un faisceau d'électrons à 193 GeV.

Pour les données d'électrons à 10 GeV, seule la coupure à 1 GeV sur l'énergie déposée dans l'EMEC 2 est appliquée.

Il a été démontré plus haut que quelques pions contaminent les données d'électrons au delà de 2.5 GeV dans le HEC compartiment 0. Une dernière coupure est donc appliquée sur le dépôt d'énergie dans le compartiment 0 du HEC pour toutes les valeurs d'énergies de faisceau. La table 4.1 résume la sélection effectuée sur les données d'électrons avec le nombre d'évènements obtenu.

4.4.4 Lots de pions

La figure 4.23 présente les différentes coupures appliquées aux données de pions. Les mêmes coupures pour définir les lots d'électrons sont appliquées mis à part la coupure sur l'énergie déposée dans le compartiment 0 du HEC. A nouveau les données de pions à 10 GeV ne sont soumis qu'à la coupure à 1 GeV sur l'énergie déposée dans le compartiment 2 de l'EMEC.

Le table 4.2 résume la sélection effectuée sur les données de pions avec le nombre d'évènements obtenu.

4.5 Identification des électrons à $\eta > 2.5$

Dans le paragraphe qui suit, les électrons sont considérés comme le signal à identifier et les pions le bruit de fond à rejeter. Dans cette section, seulement les données à $\eta = 2.8$ ont été utilisées parce que c'est dans cette région que la plus large gamme d'énergie est disponible.

4.5.1 Choix des variables discriminantes et analyse séquentielle

Les variables sensibles au développement des gerbes doivent être définies.

Energie faisceau	Coupages	Nombre évènements
200 GeV	Sans coupure	17310
	coupure muons	13790
	coupure $pic - 3\sigma$	10805
	coupure sur ehec0	10752
120 GeV	Sans coupure	12711
	coupure muons	10329
	coupure $pic - 3\sigma$	7339
	coupure sur ehec0	7330
60 GeV	Sans coupure	16851
	coupure muons	16562
	coupure $pic - 3\sigma$	15449
	coupure sur ehec0	15434
10 GeV	Sans coupure	16883
	coupure muons	16142
	coupure sur ehec0	16138

TAB. 4.1 – Coupures appliquées sur le lot d'électrons.

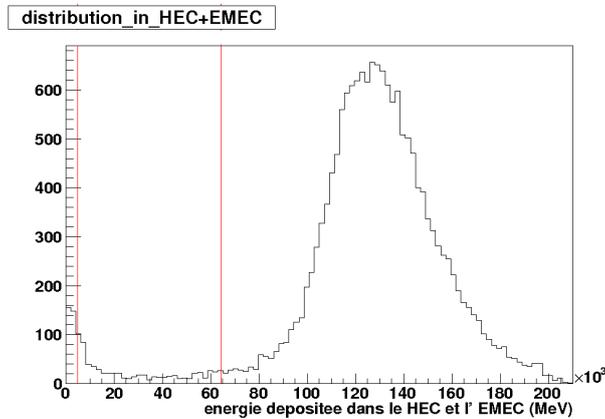


FIG. 4.23 – Coupures appliquées sur les données de pions. Le pic à basse énergie correspond principalement aux muons. La ligne rouge à 5 GeV correspond à la coupure utilisée pour les rejeter. Le deuxième pic à haute énergie correspond aux pions. La ligne rouge à haute énergie correspond à la coupure marquant la limite entre pions et électrons de contaminations. La zone entre les deux coupures correspond aux électrons de contaminations. Cette figure montre les données pour un faisceau de pions à 120 GeV.

Energie faisceau	Coupages	Nombre évènements
200 GeV	Sans coupure	17309
	coupage muons	12737
	coupage $pic - 3\sigma$	12380
120 GeV	Sans coupure	16990
	coupage muons	12286
	coupage $pic - 3\sigma$	11961
60 GeV	Sans coupure	17420
	coupage muons	12126
	coupage $pic - 3\sigma$	11930
10 GeV	Sans coupure	17141
	coupage muons	9075

TAB. 4.2 – Coupures appliquées sur le lot de pions.

Pour comparaison avec l'analyse discriminante qui sera présentée plus tard, une simple analyse séquentielle a été faite. Des coupures sur les pions et les électrons ont été appliquées pour définir les variables discriminantes, et obtenir une efficacité maximale pour un facteur de rejet donné.

Dans les figures 4.25 à 4.29, les distributions des électrons sont présentées en bleu et celles des pions en rouge et sont données pour des énergies de 10, 60, 120 et 200 GeV.

Les variables utilisées pour l'identification des électrons sont :

- L'énergie dans le compartiment 2 de l'EMEC normalisée à l'énergie totale reconstruite du cluster dans le calorimètre (E_{Emec2}/E_{tot}) (figure 4.24). Les électrons déposent principalement leur énergie dans le compartiment 2 de l'EMEC, alors que les pions ne déposent qu'une petite fraction d'énergie dans le compartiment 2 de l'EMEC.
- Le dépôt d'énergie dans le HEC normalisé à l'énergie totale reconstruite dans le calorimètre (E_{hec}/E_{tot}) (figure 4.25). Les pions déposent toute leur énergie dans le HEC, alors que les électrons ne déposent qu'une petite fraction dans le HEC.
- L'énergie déposée dans le compartiment 0 du HEC normalisée à l'énergie totale totale déposée dans le calorimètre (E_{hec0}/E_{tot}) (figure 4.26). Les pions déposent leur énergie principalement dans le compartiment 0 du HEC alors que le dépôt d'énergie des électrons est très bas.
- Energie de la cellule la plus chaude dans le HEC compartiment 0 normalisée à l'énergie totale totale déposée dans le calorimètre ($E_{cellHec0}/E_{tot}$) (figure 4.27). Les pions déposent leur énergie principalement dans le compartiment 0 du HEC. Les électrons déposent seulement une faible fraction d'énergie dans le compartiment 0 du HEC.
- Le moment décrivant le développement latéral de la gerbe : $\langle r^2 \rangle = \frac{1}{E_{norm}} \times \sum_{i=1}^n (E_i r_i^n)$ avec r_i la distance entre la cellule et l'axe de la gerbe, E_i l'énergie de la cellule et E_{norm} l'énergie totale déposée dans le calorimètre (figure 4.28). Le développement des gerbes de

pions est plus important que le développement des gerbes d'électrons.

- Moment d'ordre 1 de la densité d'énergie dans l'EMEC compartiment 2 normalisé à l'énergie totale totale déposée dans le calorimètre (figure 4.29) : $\frac{1}{E_{norm}} \times E_i(E_i/V_i)$, où V_i est le volume de la cellule pris à 1.

Les coupures pour sélectionner les électrons sont établies dans le tableau 4.3. Les coupures

Variable	Coupures
E_{Emec2}/E_{tot}	> 0.9
E_{hec}/E_{tot}	< 0.01
E_{hec0}/E_{tot}	< 0.04
$E_{cellHec0}/E_{tot}$	< 0.02
$\langle r^2 \rangle$	> 0.002

TAB. 4.3 – Coupures appliquées pour identifier les électrons.

pour sélectionner les pions sont simplement les négations logiques des coupures pour sélectionner les électrons.

Les facteurs de rejet et les efficacités sont définies ainsi :

$$\text{efficacité} = \frac{\text{nombre d'électrons sélectionnés}}{\text{nombre total d'électrons}} \quad (4.11)$$

$$\text{facteur de rejet} = \frac{\text{nombre de pions}}{\text{nombre total de pions identifiés comme électrons}} \quad (4.12)$$

Le résultat de l'analyse séquentielle est présenté dans le tableau 4.4. Les erreurs sur les facteurs de rejet et les efficacités ont été estimées en supposant que leur origine est purement statistique. Cette supposition a été vérifiée en traçant les distributions des écarts à la moyenne à la fois pour les efficacités et pour les facteurs de rejet (figure 4.30).

E(GeV)	Efficacité	Facteur de rejet
10	0.25 ± 0.004	5.5 ± 2
60	0.34 ± 0.004	26 ± 5
120	0.58 ± 0.006	78 ± 8
200	0.37 ± 0.005	152 ± 11

TAB. 4.4 – Résultats de l'analyse basée sur les coupures. Les efficacités et les facteurs de rejet sont donnés pour chaque énergie.

L'analyse basée sur les coupures a l'avantage d'être simple, mais n'exploite pas les corrélations entre les variables. De ce fait, deux méthodes d'analyses discriminantes ont été étudiées qui tiennent compte quant à elles des corrélations.

4.5.2 Méthodes d'analyses multivariées : le discriminant de Fisher et les arbres de décisions (BDT)

Les corrélations entre les variables choisies sont représentées sur la figure 4.31 pour des données d'électrons à 200 GeV. Les corrélations aux autres énergies sont données en annexe

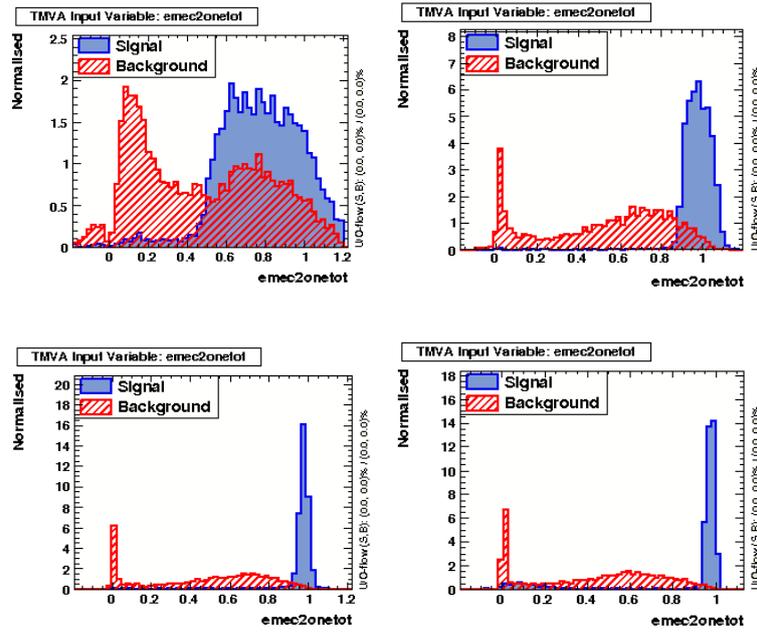


FIG. 4.24 – Dépôt d'énergie dans le compartiment 2 de l'EMEC normalisé à l'énergie totale déposée dans le calorimètre pour des faisceaux de 10, 60, 120 et 200 GeV. Pour sélectionner les électrons, une coupure est appliquée à $E_{Emec2}/E_{tot} > 0.9$. En rouge : pions, en bleu : électrons.

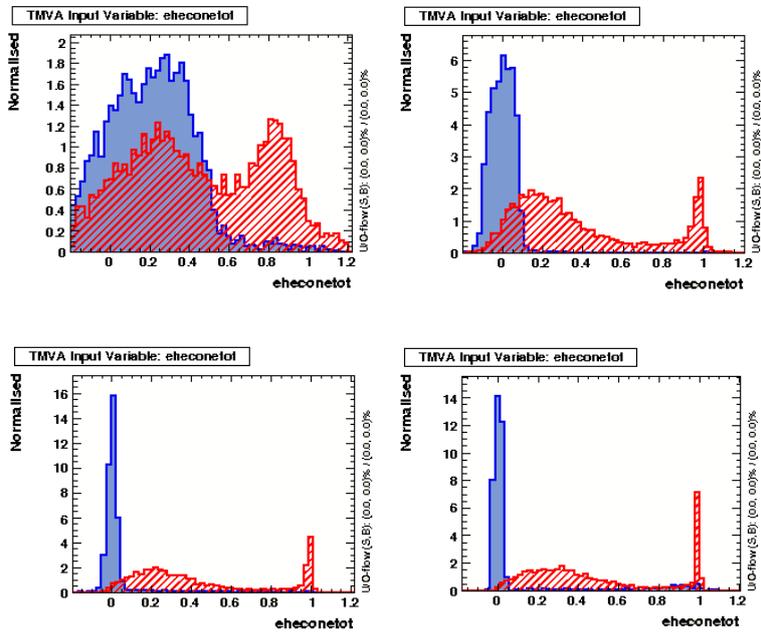


FIG. 4.25 – Dépôt d'énergie dans le HEC normalisé à l'énergie totale déposée dans le calorimètre pour des faisceaux de 10, 60, 120 et 200 GeV. Pour sélectionner les électrons, une coupure est appliquée à $E_{hec}/E_{tot} < 0.01$. En rouge : pions, en bleu : électrons.

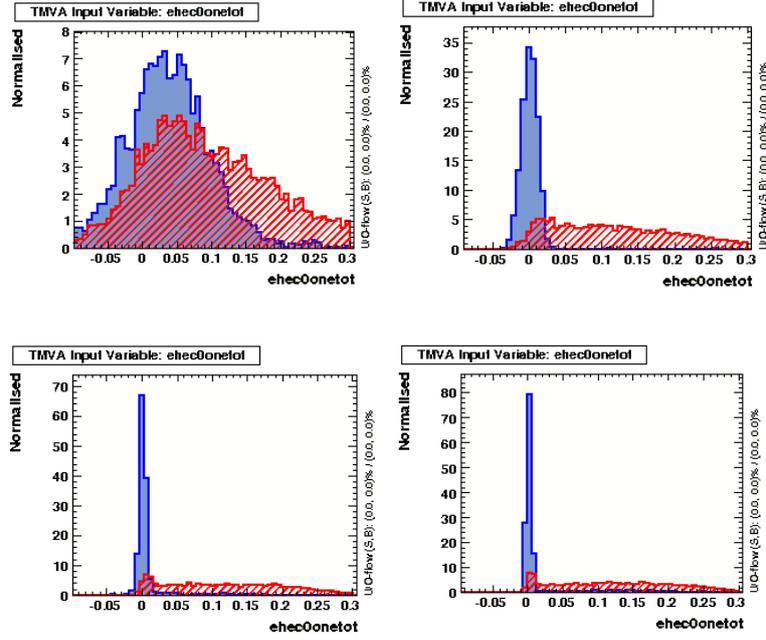


FIG. 4.26 – Energie dans le compartiment 0 du HEC normalisée à l'énergie totale déposée dans le calorimètre pour des faisceaux de 10, 60, 120 et 200 GeV. Pour sélectionner les électrons, une coupure est appliquée à $E_{hec0}/E_{tot} < 0.04$. En rouge : pions, en bleu : électrons.

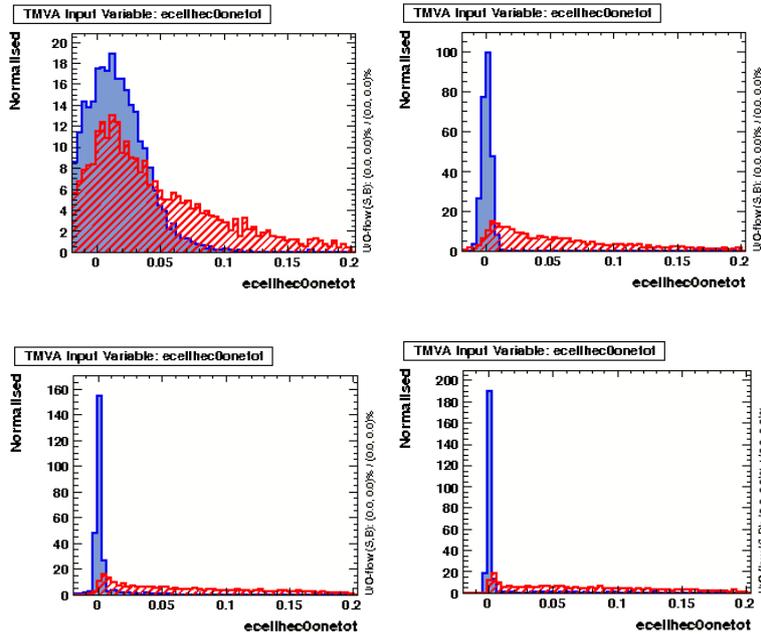


FIG. 4.27 – Energie de la cellule la plus chaude dans le compartiment 0 du HEC normalisée à l'énergie totale déposée dans le calorimètre pour des faisceaux de 10, 60, 120 et 200 GeV. Pour sélectionner les électrons, une coupure est appliquée à $E_{cellHec0}/E_{tot} < 0.02$. En rouge : pions, en bleu : électrons.

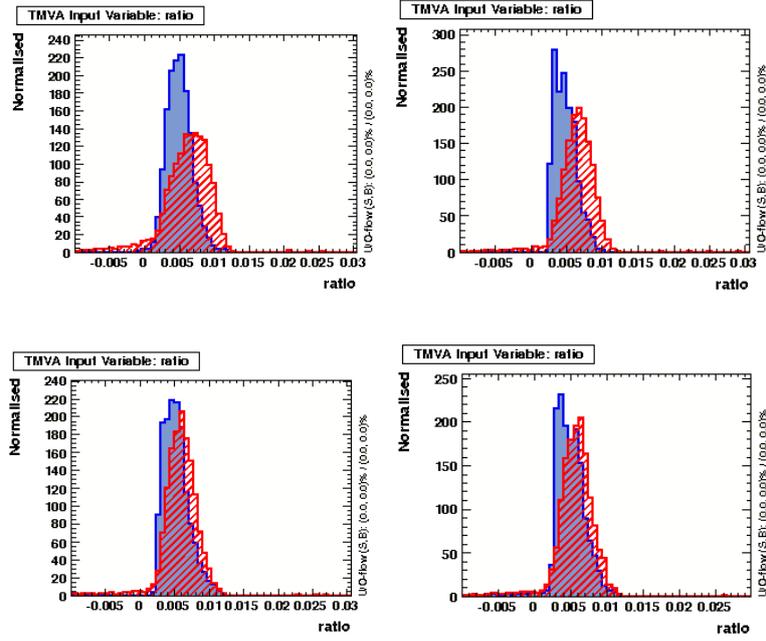


FIG. 4.28 – Moment décrivant le développement latéral de la gerbe électromagnétique pour des faisceaux de 10, 60, 120 et 200 GeV. Pour sélectionner les électrons, une coupure est appliquée pour $\langle r^2 \rangle = \frac{1}{E_{norm}} \times \sum_{i=1}^n (E_i r_i^n) > 0.002$. En rouge : pions, en bleu : électrons.

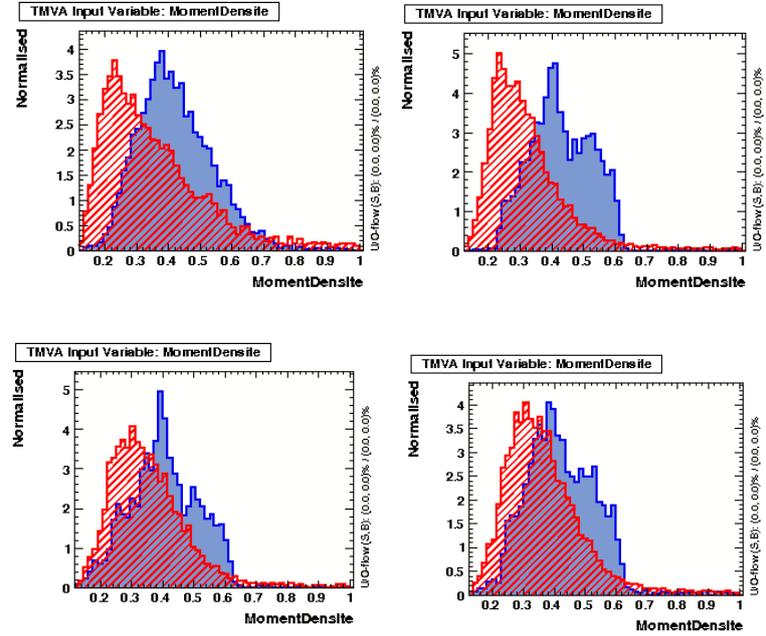


FIG. 4.29 – Moment d'ordre 1 de la densité d'énergie pour des faisceaux de 10, 60, 120 et 200 GeV. En rouge : pions, en bleu : électrons.

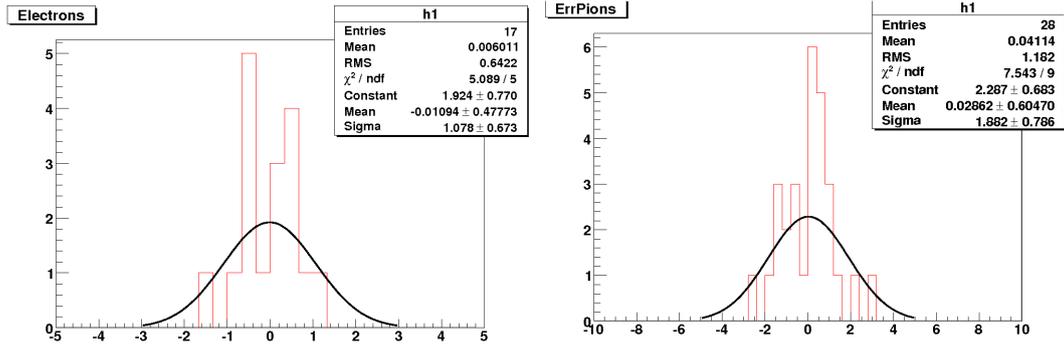


FIG. 4.30 – Ecart à la moyenne des distributions pour les efficacités des électrons (à gauche) et pour les facteurs de rejet des pions (à droite). Pour les pions, la distribution est définie comme : $\frac{Nb_{part}/Nb_{tag} - \langle Nb_{part}/Nb_{tag} \rangle}{\sigma}$ avec $\sigma = \frac{\sqrt{Nb_{tag}}}{Nb_{part}}$. Nb_{tag} représente le nombre d'évènements sélectionnés par les coupures et Nb_{part} le nombre total de particules.

D. Il a ainsi été vérifié que les corrélations entre chacune des variables sont raisonnablement linéaires et les valeurs des coefficients de corrélation ont pu être calculées (figure 4.32).

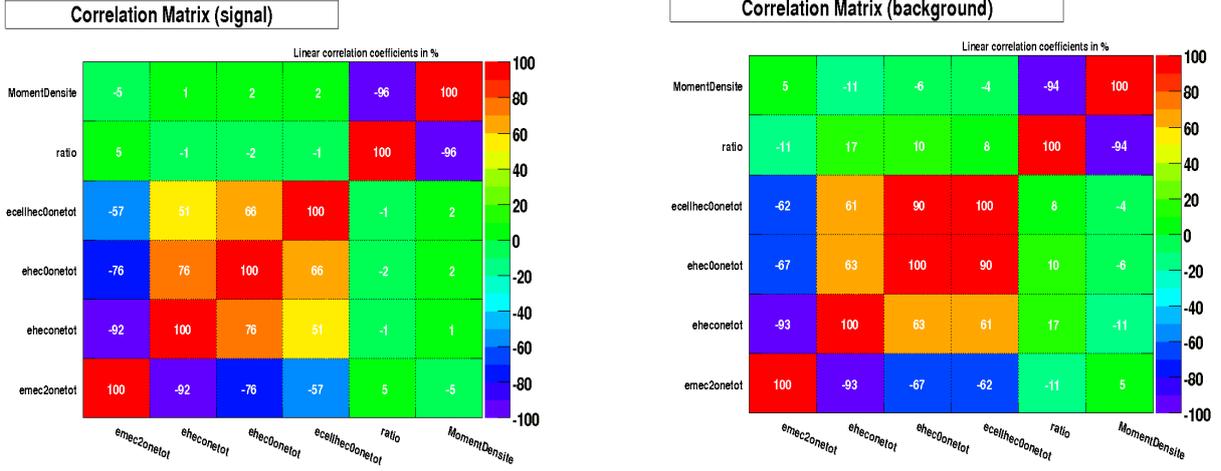


FIG. 4.32 – Valeurs des coefficients de corrélation entre les différentes variables.

Le choix de la première variable a été fait en classant toutes les variables selon leur pouvoir discriminant. Comme on peut le voir dans les tableaux 4.5 la meilleure variable est "emec2onetot", la fraction de l'énergie déposée dans le compartiment 2 de l'EMEC.

Classement	Variables	Pouvoir discriminant [72]
1	emec2onetot	2.873×10^{-1}
2	ehec0onetot	2.72×10^{-1}
3	ehec1onetot	2.459×10^{-1}
4	ecellhec0onetot	2.176×10^{-1}
5	MomentDensite	1.014×10^{-1}
6	ratio	9.394×10^{-2}

TAB. 4.5 – Les valeurs du pouvoir discriminant pour chacune des variables. Le classement donné aux variables est le suivant : 1 : Fraction de l'énergie déposée dans le compartiment 2 de l'EMEC, 2 : Fraction d'énergie déposée de le HEC, 3 : Fraction d'énergie déposée de le compartiment 0 du HEC, 4 : Fraction d'énergie déposée dans la cellule la plus chaude du compartiment 0 du HEC, 5 : Moment d'ordre 1 de la densité d'énergie, 6 : Moment décrivant le développement latéral de la gerbe électromagnétique.

L'analyse de Fisher :

L'analyse discriminante linéaire détermine un axe dans l'espace des variables d'entrées et projette les classes de sortie (signal et bruit de fond) sur cet axe (figures 4.34 et 4.35). L'axe est choisi de manière à ce que le signal et le bruit de fond soient séparés le plus possible l'un de l'autre. Le discriminant de Fisher $y_{Fi}(i)$ est donnée par :

$$y_{Fi}(i) = F_0 + \sum_{k=1}^{N_{var}} a_k x_k \quad (4.13)$$

La valeur des coefficients a_k correspond au pouvoir discriminant de la variable k et permet

d'ordonner les variables entre elles. Le décalage F_0 centre la moyenne de l'échantillon des événements du signal et du bruit de fond sur zéro. Par comparaison de cette méthode avec l'analyse séquentielle, l'efficacité a été fixée à la valeur obtenue avec l'analyse séquentielle (figure 4.36). Ensuite, l'efficacité a été fixée à 50% et les facteurs de rejet à nouveau calculés (figure 4.37).

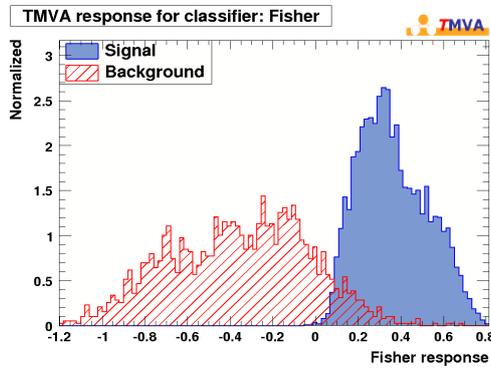


FIG. 4.33 – Distribution des valeurs du discriminant de Fisher pour le signal (bleu) et le bruit de fond (rouge)

Pour les données :

- Un discriminant de Fisher optimisé pour chaque énergie (rouge) a été calculé. L'ensemble des événements de données est coupée en un lot d'entraînement et un lot test. Pour le signal d'entraînement, 1200 événements ont été utilisés. Les classificateurs entraînés ont été mémorisés dans la série de données test. Cette méthode a été appliquée pour toutes les énergies et les mêmes règles ont été appliquées pour le signal et le bruit de fond. Différents coefficients représentant le poids de chaque variable ont été obtenus et les facteurs de rejet ont été calculés pour chaque énergie (voir figure 4.33).
- Un Fisher "moyen" mélangeant toutes les énergies a été calculé (vert). Dans un seul arbre, tous les arbres de chaque énergie ont été mélangés. Pour le signal d'entraînement, 40000 événements de données ont été utilisés et le classificateur entraîné a été appliqué au jeu de données test. Les mêmes règles ont été appliquées pour le signal et le bruit de fond. Donc pour chaque variable un poids a été calculé. Les facteurs de rejet ont alors été estimés en utilisant les mêmes coefficients pour chaque énergie.

La même méthode a été appliquée sur les données simulées. Un discriminant de Fisher optimisé pour chaque énergie (bleu) ainsi qu'un Fisher "moyen" mélangeant toutes les énergies (rose) ont été calculés.

Pour calculer ce Fisher moyen, il faudrait pondérer chacune des énergies suivant la probabilité d'obtenir des électrons de 10, 60, 100 et 150 GeV et identiquement pour les pions dans les données réelles d'ATLAS. Au moment de cette analyse, la proportion d'événements pour chaque énergie n'était pas connue avec précision. Il a donc été considéré que chacun des événements se trouvaient en proportion identique d'une énergie à l'autre ce qui revient à ne pas injecter d'information sur le proportion d'énergie.

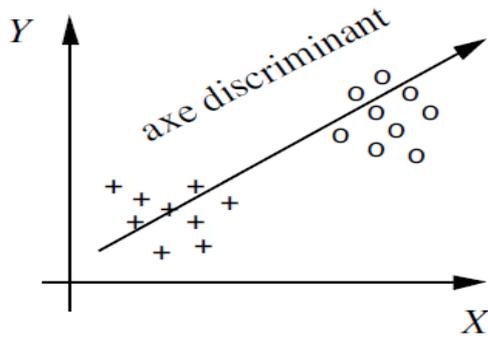


FIG. 4.34 – Le but de cette méthode de séparation de variables est de déterminer des facteurs, combinaisons linéaires des variables descriptives, qui prennent des valeurs les plus proches possible pour des éléments de la même classe, et les plus éloignées possible entre éléments de classes différentes.

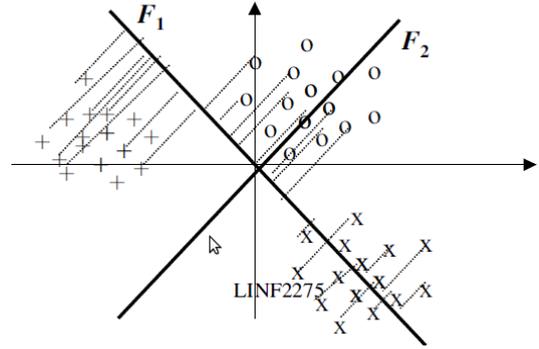


FIG. 4.35 – Le 1^{er} facteur discriminant (F1) est une nouvelle variable, combinaison linéaire des variables descriptives (centrées), dont la variance inter-classe est maximum. Ce 1^{er} facteur détermine un axe dans le nuage de points (passant par l'origine) tel que les projections des points sur cet axe aient une variance inter-classe (variance des moyennes de classe) maximale. Le 2^{eme} facteur (F2) est non corrélé (perpendiculaire) au 1^{er} et de variance inter-classe max. Ainsi de suite pour le 3^{eme} et les suivants.

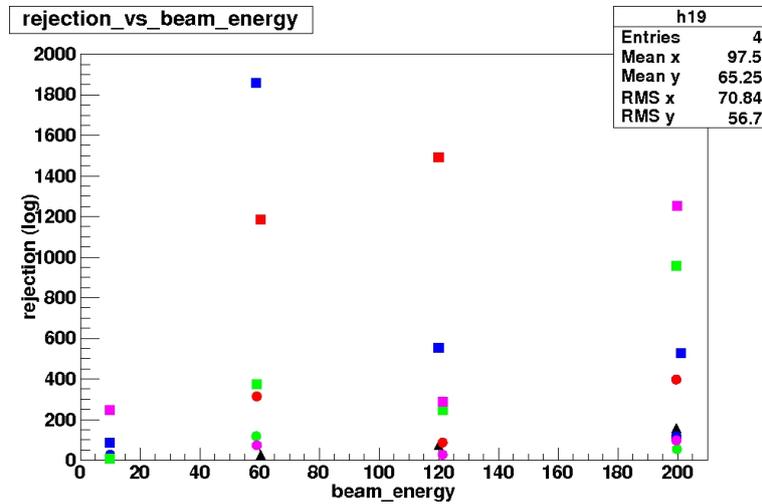


FIG. 4.36 – Facteur de rejet en fonction de l'énergie du faisceau en utilisant la méthode du Fisher (ronds) et la méthode des BDT (carrés) en fixant l'efficacité à celle obtenue pour l'analyse séquentielle (triangles).

Noir	Analyse Séquentielle
Rouge	Discriminant pour les données
Vert	Discriminant "moyen" pour les données
Bleu	Discriminant pour la simulation
Rose	Discriminant "moyen" pour la simulation

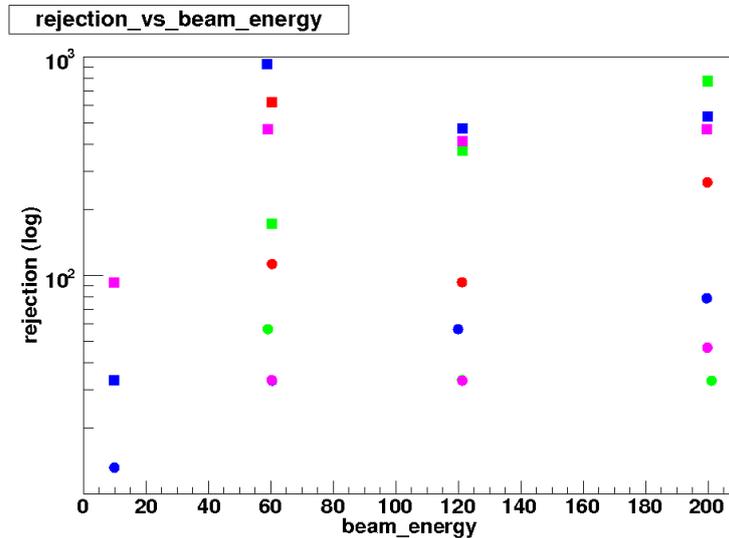


FIG. 4.37 – Facteur de rejet en fonction de l’énergie du faisceau en utilisant la méthode du Fisher (ronds) et la méthode des BDT (carrés) en fixant l’efficacité à 50%.

Rouge	Discriminant pour les données
Vert	Discriminant "moyen" pour les données
Bleu	Discriminant pour la simulation
Rose	Discriminant "moyen" pour la simulation

Boosted Decision Trees :

Un arbre de décision (DT) est un classificateur binaire pour séparer le signal du bruit de fond [72]. Une série de décisions sont appliquées sur un seul évènement jusqu’à ce qu’un critère d’arrêt soit atteint (figures 4.39 et 4.5.2). Le “boost” d’un arbre de décision (BDT) représente une extension du simple arbre de décision [73]. “Booster” des algorithmes consiste à utiliser un jeu d’évènements connus pour entraîner l’algorithme. Un nouveau jeu, le jeu test d’évènements, est utilisé pour tester l’algorithme. Si un évènement du jeu d’entraînement est mal classifié, c’est à dire, qu’un évènement du signal se trouve sur une feuille du bruit de fond ou qu’un évènement du bruit de fond se trouve sur une feuille du signal, le poids de cet évènement est alors incrémenté (boosté) (figure 4.39).

- Un arbre de décision de sortie “boosté”, optimisé pour chaque énergie (rouge) a été calculé. Les évènements d’entrées sont partagés en un lot d’entraînement et un lot test. Pour le signal d’entraînement, 1200 évènements ont été utilisés. Les classificateurs entraînés ont

E (GeV)	Coupires	Fisher données	Fisher "moyen" données	Fisher simulation	Fisher "moyen" simulation
10	5 ± 2	11 ± 0.4	10 ± 0.3	31 ± 3.51	10 ± 0.56
60	26 ± 5	306 ± 50	119 ± 12	64 ± 8.40	67 ± 6.56
120	78 ± 8	82 ± 7	25 ± 1	38 ± 4.05	28 ± 2.58
200	152 ± 11	387 ± 70	53 ± 3	103.6 ± 17.26	83 ± 12.37

TAB. 4.6 – Facteurs de rejet en fixant l’efficacité à celle utilisée pour l’analyse séquentielle.

E (GeV)	Fisher données	Fisher "moyen" données	Fisher simulation	Fisher "moyen" simulation
10	5 ± 0.15	4 ± 0.1	11 ± 0.74	7.3 ± 0.39
60	118 ± 12	50 ± 3	37 ± 3.7	32 ± 2.98
120	96 ± 10	31 ± 1.6	55 ± 7.26	32.5 ± 3.26
200	269 ± 40	30 ± 1.5	73 ± 4.61	43 ± 4.61

TAB. 4.7 – Facteurs de rejet en fixant l’efficacité à 50%

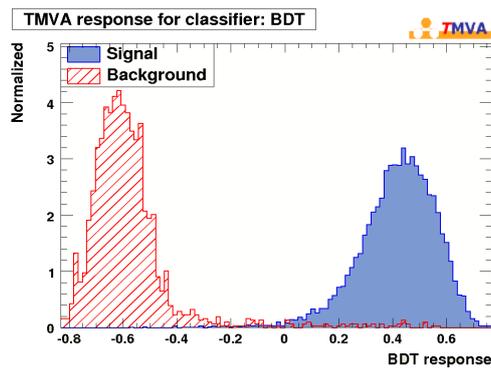


FIG. 4.38 – Distribution des valeurs du BDT pour le signal (bleu) et le bruit de fond (rouge)

alors été appliqués au lot de données test. Les classificateurs de sorties ont été mémorisés dans le lot de test. Cette méthode a été appliquée pour toutes les énergies et les même règles ont été appliquées pour le signal et pour le bruit de fond. Les différents coefficients représentant le poids de chaque variable ont été obtenus et les facteurs de rejet ont été calculés pour chaque énergie (voir figure 4.38).

- Un BDT “moyen” mélangeant toutes les énergies a été calculé (vert). Dans un lot, tous les lots de chaque énergie ont été mélangés. Pour le signal d’entraînement 40000 évènements ont été utilisés et le classificateur entraîné a été appliqué au lot de données tests. Les même règles ont été appliquées pour le signal et le bruit de fond. Pour chaque variable, un poids a été calculé. Les facteurs de rejet ont alors été estimés en utilisant les mêmes coefficients pour chaque énergie.

La même méthode a été appliquée sur les données simulées. Un BDT optimisé pour chaque énergie (bleu) ainsi qu’un BDT “moyen” mélangeant toutes les énergies (rose) ont été calculés.

Les résultats sont présentés dans la figure 4.36 et dans la figure 4.37 et dans les tableaux 4.6, 4.7, 4.8 et 4.9. Si on considère les facteurs de rejet à efficacité fixée, il est à noter que les facteurs de rejet pour une énergie de faisceau de 60 GeV sont particulièrement bons, en comparaison avec les facteurs de rejet obtenus aux autres énergies de faisceau. Or, les contaminations pour une énergie de faisceau de 60 GeV sont particulièrement basses. Sachant que les facteurs de rejet sont proportionnels à l’inverse des contaminations résiduelles, il n’est pas surprenant d’avoir dans ces conditions un facteur de rejet particulièrement élevé (voir paragraphe 4.4.2).

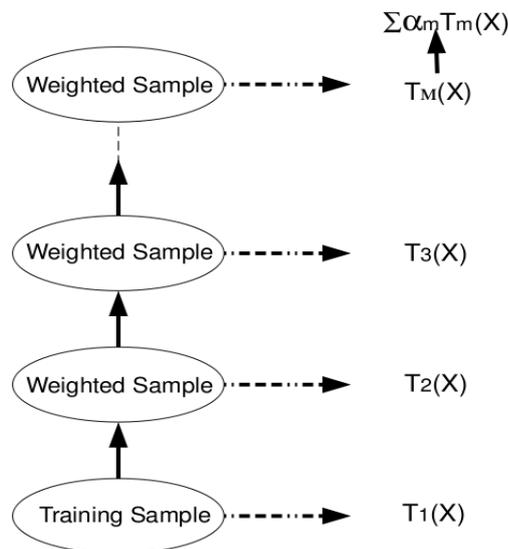


FIG. 4.39 – Pour “booster” un arbre de décision, un poids plus important est appliqué au évènements mal-identifiés. Une nouvel arbre est créé. Cette procédure est alors répétée pour le nouvel arbre. Donc plusieurs arbres sont fabriqués et leurs résultats sont moyennés.

Il est à noter que les barres d’erreurs, pour les facteurs de rejet, sont élevées (quelques %). Ceci s’explique par le fait qu’à haute énergie, peu de pions passent toutes les coupures de sélection

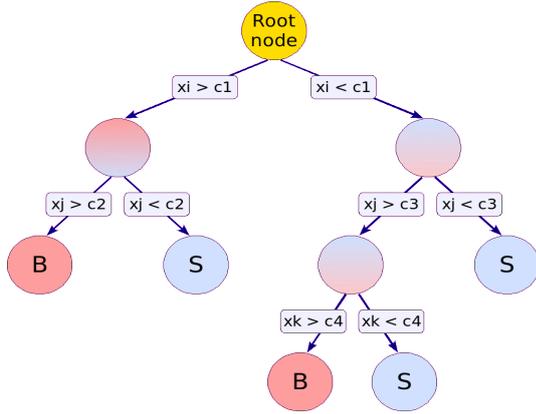


FIG. 4.40 – L’arbre de décision permet d’exécuter toute une série de coupures pour partager les différents échantillons en plus petits jeux, les feuilles de l’arbre sont associées au signal ou au bruit de fond. Chaque division maximise le gain en séparation.

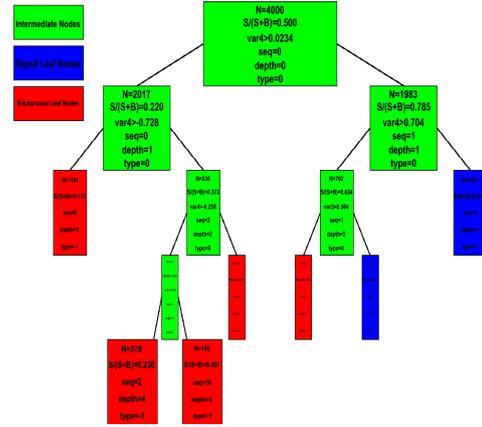


FIG. 4.41 – L’arbre décision a produit des échantillons “surentraînés”. Le BDT va dans un premier temps, enlever les noeuds insignifiants. Pendant la phase de “boosting”, le poids des évènements mal-classifiés va être incrémenté en construisant un nouvel arbre de décision.

E GeV	Coupures	BDT données	BDT “moyen” données	BDT simulation	BDT “moyen” simulation
10	5 ± 2	12 ± 0.4	12 ± 0.5	94 ± 18.43	245 ± 70.72
60	26 ± 5	1193 ± 377	361 ± 63	1840 ± 1301	3681 ± 2602
120	78 ± 8	1495 ± 528	250 ± 36	547 ± 223.31	298 ± 89.85
200	152 ± 11	3095 ± 1547	952 ± 264	533 ± 201.45	1244 ± 718.22

TAB. 4.8 – Facteurs de rejet en fixant l’efficacité à celle utilisée pour l’analyse séquentielle.

E (GeV)	BDT données	BDT “moyen” données	BDT simulation	BDT “moyen” simulation
10	5.5 ± 0.15	5 ± 0.1	33 ± 3.83	95 ± 18.63
60	628 ± 144	170 ± 20	920 ± 460	460 ± 162.3
120	1993 ± 813	374 ± 66	470 ± 177.64	411 ± 145.31
200	1375 ± 456	774 ± 193	533 ± 201.4	466 ± 164.75

TAB. 4.9 – Facteurs de rejet en fixant l’efficacité à 50 %

et sont identifiés à tort comme électrons.

4.6 Comparaison avec les résultats présentés dans [1]

Pour comparaison avec le travail présenté dans [1], les facteurs de rejet, ont été cette fois-ci fixés et les efficacités de détection des électrons ont été calculées. Pour cela, les facteurs de rejet ont été fixés, dans un premier temps, à 10 (tables 4.10 et 4.11 et figure 4.42) puis à 100 (tables 4.12 et 4.13 et figure 4.43).

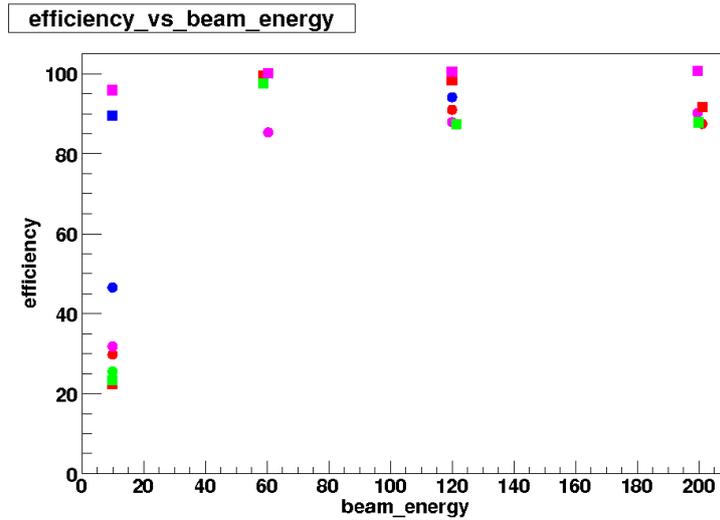


FIG. 4.42 – Efficacité en fonction de l’énergie du faisceau en utilisant la méthode du Fisher (ronds) et la méthode des BDT (carrés) en fixant le facteur de rejet à 10.

E (GeV)	Fisher données	Fisher “moyen” données	Fisher simulation	Fisher “moyen” simulation	Résultats dans [1]
10	29 ± 0.41	26 ± 0.4	47 ± 0.48	31.5 ± 0.83	98
60	100 ± 0.80	99.4 ± 0.8	85.7 ± 1.31	85.5 ± 1.31	
120	100 ± 1.17	100 ± 1.2	93.5 ± 1.46	88 ± 1.42	
200	100 ± 0.96	100 ± 0.98	100 ± 1.49	90 ± 1.42	

TAB. 4.10 – Efficacités en fixant le facteur de rejet à 10.

Les résultats obtenus sont comparables avec l’analyse présentée dans [1] avec des efficacités proches de 100 % pour un facteur de rejet de 10. A basse énergie, les efficacités sont faibles puisque les lots d’électrons demeurent très contaminés étant donné que seule la coupure servant à rejeter les muons a pu être appliquée. Il est à noter que dans le cas du travail présenté dans [1], il s’agit uniquement de données simulées et aucune différenciation entre les énergies n’a été faite.

E (GeV)	BDT données	BDT "moyen" données	BDT simulation	BDT "moyen" simulation	Résultats dans [1]
10	28 ± 0.42	30 ± 0.4	89.5 ± 1.40	96.2 ± 1.45	99
60	99 ± 0.80	100 ± 0.8	99.9 ± 1.42	99.8 ± 1.42	
120	100 ± 1.17	100 ± 1.2	99.8 ± 1.51	99.9 ± 1.51	
200	100 ± 0.96	100 ± 0.9	100 ± 1.49	100 ± 1.49	

TAB. 4.11 – Efficacités en fixant le facteur de rejet à 10.

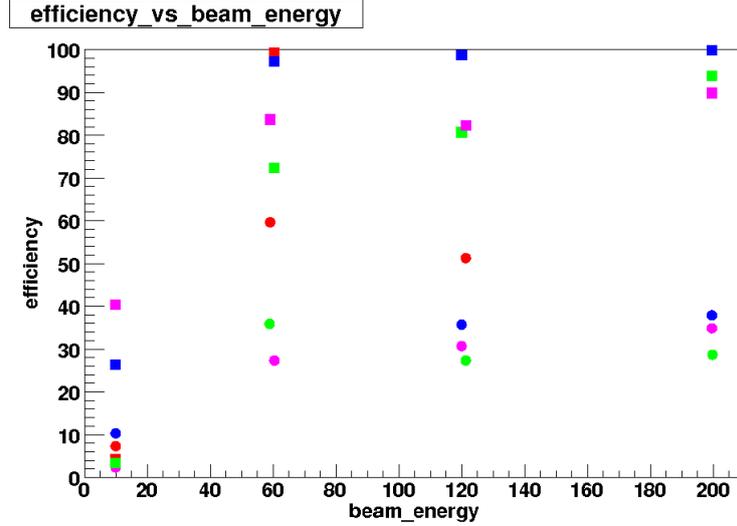


FIG. 4.43 – Efficacité en fonction de l'énergie du faisceau en utilisant la méthode du Fisher (ronds) et la méthode des BDT (carrés) en fixant le facteur de rejet à 100.

E (GeV)	Fisher données	Fisher "moyen" données	Fisher simulation	Fisher "moyen" simulation	Résultats dans [1]
10	7 ± 0.21	4.2 ± 0.2	10.0 ± 0.48	2.0 ± 0.21	98
60	59 ± 0.62	35 ± 0.5	27.0 ± 0.74	27.0 ± 0.74	
120	51.5 ± 0.84	27 ± 0.6	35.0 ± 0.89	30.0 ± 0.82	
200	83.3 ± 0.88	28 ± 0.5	37.0 ± 0.91	34.0 ± 0.87	

TAB. 4.12 – Efficacités en fixant le facteur de rejet à 100.

E (GeV)	BDT données	BDT "moyen" données	BDT simulation	BDT "moyen" simulation	Résultats dans [1]
10	4.3 ± 0.16	3 ± 0.13	26.0 ± 0.76	40.0 ± 0.95	94
60	99 ± 0.8	72 ± 0.7	97.0 ± 1.40	83.0 ± 1.30	
120	100 ± 1.17	80 ± 1.04	98.0 ± 1.50	82.0 ± 1.37	
200	100 ± 0.96	93 ± 0.9	99.8 ± 1.49	89.8 ± 1.41	

TAB. 4.13 – Efficacités en fixant le facteur de rejet à 100.

4.7 Reconstruction dans les conditions d'ATLAS

Dans le cadre des tests en faisceaux, la position de l'impact du faisceau est connu par les informations des chambres de faisceau. Cette information est utilisée pour construire le cluster. Dans le cas d'une analyse avec de vraies données d'ATLAS, le point d'impact des particules n'est pas connu a priori et on construit les clusters autour d'un maximum local (cellule la plus "chaude"). Les facteurs de rejets ainsi que les efficacités, pour les données de tests en faisceaux, ont donc été également calculés sans utiliser l'information des chambres de faisceau mais en recherchant la cellule la plus "chaude", pour se placer dans des conditions similaires à celles du détecteur ATLAS. Peu de différences sont attendues entre ces deux façons de procéder car la cellule la plus "chaude" est en général celle vers laquelle pointent les informations des chambres de faisceau. A nouveau les facteurs de rejet sont obtenus dans les tables 4.14 et 4.15. Les efficacités (pour des facteurs de rejet fixés) sont présentées dans les tables 4.16 et 4.17.

E (GeV)	Coupures	Fisher données	Fisher "moyen" données	Fisher simulation	Fisher "moyen" simulation
10	5 ± 2	59 ± 4.7	31 ± 2	57 ± 7.5	48 ± 5.5
60	26 ± 5	216 ± 29	138 ± 15	62 ± 8	68 ± 9.0
120	78 ± 8	102 ± 9	136 ± 14	26 ± 2.3	26 ± 2.3
200	152 ± 11	67 ± 5	90 ± 8	82 ± 12	86 ± 13

TAB. 4.14 – Facteurs de rejet en fixant l'efficacité à celle utilisée pour l'analyse séquentielle.

E GeV	Coupures	BDT données	BDT "moyen" données	BDT simulation	BDT "moyen" simulation
10	5 ± 2	110 ± 12	284 ± 50	463 ± 25	3243 ± 57
60	26 ± 5	> 11907	> 11907	1930 ± 1364	1930 ± 1365
120	78 ± 8	> 12282	3070 ± 1535	1711 ± 1210	570 ± 233
200	152 ± 11	> 12757	> 12757	3877 ± 62	969 ± 484

TAB. 4.15 – Facteurs de rejet en fixant l'efficacité à celle utilisée pour l'analyse séquentielle.

E (GeV)	Fisher données	Fisher "moyen" données	Fisher simulation	Fisher "moyen" simulation
10	20 ± 0.9	13 ± 0.5	29 ± 3	21 ± 2
60	92 ± 8	72 ± 5	30 ± 3	34 ± 3
120	132 ± 14	192 ± 24	35 ± 3.5	35 ± 3.5
200	57 ± 4	77 ± 6	52 ± 6	47 ± 5

TAB. 4.16 – Facteurs de rejet en fixant l'efficacité à 50%

Les résultats obtenus avec la reconstruction effectuée dans les conditions d'ATLAS sont comparables avec la reconstruction utilisant les informations des chambres à faisceau pour des énergies comprises entre 10 et 120 GeV (tables 4.6, 4.7, 4.8 et 4.9).

E (GeV)	BDT données	BDT "moyen" données	BDT simulation	BDT "moyen" simulation
10	39 ± 4	86 ± 8	270 ± 78	1621 ± 1146
60	> 11907	> 11907	772 ± 345	965 ± 482
120	> 12282	4094 ± 2363	1711 ± 1210	570 ± 232
200	6378 ± 4509	> 12757	3877 ± 62	969 ± 484

TAB. 4.17 – Facteurs de rejet en fixant l’efficacité à 50 %

4.8 Comparaison coupure à $3\sigma(1)$ avec coupure à $2\sigma(2)$ pour la reconstruction du test en faisceau

Il a été vérifié pour la reconstruction des données de tests en faisceaux, qu’une coupure au-dessus de 2σ sur les distributions de l’énergie totale dans le HEC+EMEC permettait d’enlever les quelques pions résiduels contaminant les électrons. Les tables 4.18 à 4.21 présentent ces résultats (2) en comparant avec les résultats (1).

E	Fisher(1)	Fisher(2)	Fisher moyen (1)	Fisher moyen (2)	BDT(1)	BDT(2)
10	6 ± 0.15	6 ± 0.15	4 ± 0.1	5 ± 0.1	6 ± 0.15	6 ± 0.15
60	118 ± 12	99 ± 9	50 ± 3	51 ± 3	628 ± 144	685 ± 166
120	96 ± 10	115 ± 11	31 ± 1.6	31 ± 1.6	1993 ± 813	1063 ± 320
200	269 ± 40	256 ± 37	30 ± 1.5	33 ± 1.7	1375 ± 456	1212 ± 380

TAB. 4.18 – Facteurs de rejet avec efficacité fixée à 50 %

E	Fisher(1)	Fisher(2)	Fisher moyen (1)	Fisher moyen (2)	BDT(1)	BDT(2)
10	6 ± 0.15	6 ± 0.15	4 ± 0.1	5 ± 0.1	6 ± 0.15	6 ± 0.15
60	42 ± 2	32 ± 1.6	14 ± 0.5	16 ± 0.6	243 ± 35	284 ± 44
120	45 ± 3	53 ± 3.5	11 ± 0.3	10 ± 0.3	1087 ± 328	780 ± 200
200	123 ± 12	120 ± 12	12 ± 0.4	12 ± 0.38	1031 ± 298	527 ± 110

TAB. 4.19 – Facteur de rejet avec efficacité fixée à 80 %

Les facteurs de rejet augmentent avec l’énergie du faisceau et il semble que les faisceaux d’électrons ont été purifiés correctement puisqu’à 60 GeV, le facteur de rejet n’est plus supérieur à celui calculé à 120 GeV pour une efficacité identique.

E	Fisher(1)	Fisher(2)	Fisher moyen (1)	Fisher moyen (2)	BDT(1)	BDT(2)
10	7 ± 0.21	7 ± 0.21	4.2 ± 0.2	4 ± 0.15	4.3 ± 0.16	3 ± 0.16
60	59 ± 0.62	50 ± 0.6	35 ± 0.5	36 ± 0.5	99 ± 0.8	100 ± 0.8
120	51.5 ± 0.84	54 ± 0.9	27 ± 0.6	27 ± 0.6	100 ± 1.17	100 ± 1.2
200	83.3 ± 0.88	76 ± 0.86	28 ± 0.5	30 ± 0.5	100 ± 0.96	100 ± 1

TAB. 4.20 – Efficacités en % avec le facteur de rejet fixée à 100.

E	Fisher(1)	Fisher(2)	Fisher moyen (1)	Fisher moyen (2)	BDT (1)	BDT (2)
10	29 ± 0.41	29 ± 0.41	26 ± 0.4	26 ± 0.4	28 ± 0.42	28 ± 0.42
60	100 ± 0.80	99.4 ± 0.8	91 ± 0.5	91 ± 0.8	99 ± 0.80	100 ± 0.8
120	100 ± 1.17	100 ± 1.2	85 ± 1	85 ± 0.6	100 ± 1.17	100 ± 1.2
200	100 ± 0.96	100 ± 0.98	85 ± 0.9	30 ± 0.5	100 ± 0.96	100 ± 1

TAB. 4.21 – Efficacités en % avec le facteur de rejet fixée à 10.

4.9 Conclusion

Trois méthodes d'étude de séparation e/π dans la région avant du calorimètre ont été utilisées et comparées. Les analyses multivariées sont clairement plus discriminantes que l'analyse séquentielle. Pour une efficacité de 50%, il est possible d'obtenir un facteur de rejet de plus de 70 pour le Fisher et de plus de 200 pour la méthode BDT. Ces résultats sont comparables à ceux présentés dans [1]. Le travail présenté ici porte sur des données de tests en faisceau alors que le travail présenté dans [1] porte sur des données simulées. Les résultats sur les données de tests en faisceau sont probablement une sous-estimation des performances réellement atteignables, puisqu'ils ont été obtenus sur des échantillons de données qui contiennent nécessairement des contaminations (pions dans les données d'électrons et électrons dans les données de pions).

Chapitre 5

Application aux premières données

En mars 2010, des paquets d'intensité nominale contenant 1.1×10^{11} protons ont été injectés avec succès et des collisions à 450 GeV ont pu ensuite être produites avec cette intensité. Fin mars 2010 ont eu lieu les premières collisions à 7 TeV dans le centre de masse. Puis courant mai 2010, des collisions avec une intensité de faisceau plus élevée, toujours à 7 TeV dans le centre de masse, ont eu lieu avec une luminosité de $6.10^{28} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Depuis début juillet, le LHC fonctionne avec trois paquets d'intensité nominale dans chaque faisceau. Un nouveau record de luminosité d'environ $8 \times 10^{29} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ a ainsi été atteint. Les premières données à 7 TeV ont été produites et les premières analyses sont en cours. A l'heure actuelle, environ 100 nb^{-1} ont été collectées.

Le chapitre précédent a présenté en détail l'identification des électrons dans les données de tests en faisceau dans la partie avant du détecteur. Le chapitre présent détaille les premières applications aux données de collisions à 7 TeV à partir des outils développés auparavant (discriminant de Fisher et BDT).

Dans ce chapitre, est présentée d'abord la comparaison des distributions d'impulsion transverse et des diverses variables discriminantes entre simulation et données.

Ensuite sont donnés des éléments sur les taux de production et les proportions d'électrons à l'avant dans les processus de production de Z et W. Cette étude a été menée avec Pythia version 6.3 pour fixer les ordres de grandeur sur la physique des électrons dans la partie avant au niveau du générateur. La luminosité intégrée actuelle ne permet pas encore d'étudier ces processus avec précision sur les données.

Les bosons W et Z constituent une source importante de production d'électrons, dont la présence est la signature d'interactions fortement inélastiques ou de la désintégration d'objets lourds comme par exemple le quark top ou le Higgs. Les canaux $W \rightarrow e\nu$ et $Z \rightarrow e^+e^-$ sont d'un intérêt physique majeur. L'étude de la section efficace différentielle de production du boson Z permet d'améliorer la connaissance des fonctions de structure des partons. Les événements $W \rightarrow e\nu$ constituent une source abondante de leptons isolés de haute impulsion transverse. La présence de neutrinos dans ces événements permet de contrôler la reconstruction de l'énergie transverse manquante. Enfin la mesure de sa section efficace de production inclusive permettra de montrer rapidement le potentiel du détecteur. Tous ces événements représentent donc un travail crucial pour préparer la recherche de particules nouvelles comme le boson de Higgs.

5.1 Les données réelles et simulées à biais minimum

5.1.1 Données simulées d'évènements à biais minimum

Des données simulées et des données réelles d'évènements à biais minimum ont été utilisées. Il s'agit d'évènements provenant de collisions molles, avec une impulsion transverse échangée faible. Pour les données simulées, 655838 évènements provenant du lot mc09_7TeV.105001.pythia_minbias.recon.ESD.e et reconstruites puis analysées avec la version Athena 15.6.9 ont été utilisés.

Dans la partie centrale ($|\eta| < 2.5$), la distribution en impulsion transverse des candidats électrons au niveau du générateur Monte Carlo ainsi que la distribution en impulsion transverse des autres particules sont représentées sur la figure 5.1.

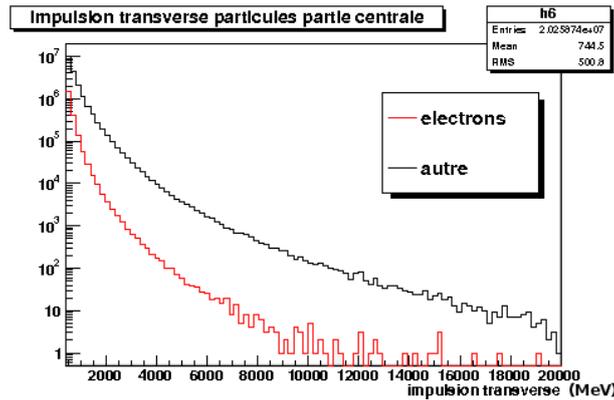


FIG. 5.1 – Distributions en impulsion transverse des candidats électrons et des autres particules, au niveau de la vérité Monte Carlo, dans la partie centrale.

Les distributions sont similaires. On constate que la proportion de candidats électrons est faible, de l'ordre du pourcent. Les candidats électrons ainsi que les autres particules ont une faible impulsion transverse en moyenne. Le rapport entre le taux de production de candidats électrons et d'autres particules (essentiellement des pions) peut être déterminé à partir des distributions en impulsion transverse de la figure 5.1. Ceci donne la distribution présentée sur la figure 5.2. Il est de l'ordre du pourcent. On peut y lire l'ordre de grandeur de facteur de rejet nécessaire pour obtenir un échantillon de candidats électrons de taille comparable à celui des candidats pions identifiés à tort comme candidats électrons. La figure 5.2 indique qu'il faut un facteur de rejet minimum de l'ordre de 10 pour avoir après sélection autant de candidats électrons que de pions, à basse impulsion ($< 2\text{GeV}$). A haute impulsion, le facteur de rejet nécessaire est de l'ordre de 100.

Le même travail a été effectué dans la partie avant conduisant aux figures 5.3 et 5.4.

Les candidats électrons ont une impulsion moyenne transverse de l'ordre de 1 GeV dans la partie avant. Au contraire de la partie centrale, les spectres en impulsion transverse des candidats électrons et des autres particules sont très différents. Le spectre des candidats électrons est beaucoup plus mou que celui des autres particules (5.3). A basse impulsion transverse ($< 2\text{ GeV}$), les proportions de candidats électrons et d'autres particules sont comparables. Le facteur de rejet nécessaire pour avoir un échantillon de candidats électrons de taille comparable à celui des pions identifiés à tort comme électrons est de l'ordre de 1. Par contre, à haute impulsion transverse, il faut au moins un facteur de rejet de 100 pour obtenir, après sélection, un lot comportant autant de candidats électrons que de candidats pions.

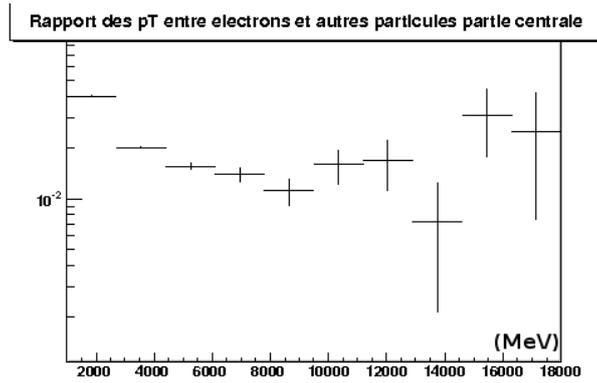


FIG. 5.2 – Rapport entre le taux de production de candidats électrons et des autres types de particules en fonction de l'impulsion transverse dans la partie centrale.

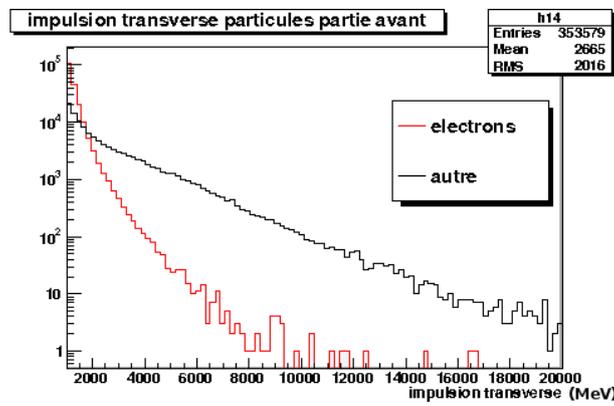


FIG. 5.3 – Distributions en impulsion transverse des candidats électrons et des autres particules, au niveau de la vérité Monte Carlo, dans la partie avant.

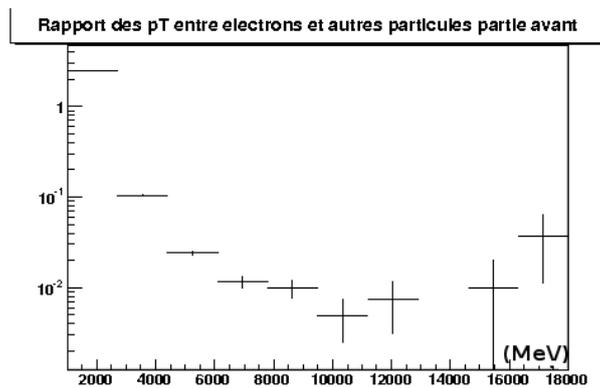


FIG. 5.4 – Rapport entre le taux de production de candidats électrons et des autres types de particules en fonction de l'impulsion transverse dans la partie avant.

5.1.2 Nature des particules mères pour les données simulées

A partir des informations données par le générateur Monte Carlo, il est possible de savoir de quels processus proviennent les particules de l'état final. Il s'avère que la grande majorité des particules "mères" des électrons sont des π^0 ou des résonances légères se désintégrant électromagnétiquement (table 5.1).

Particule "mère"	$P_T < 2\text{GeV}$		$P_T > 5\text{GeV}$	
	% Tonneau	% Avant	% Tonneau	% Avant
π^0	88.20	83.22	76.50	75.40
η	8.74	12.29	12.01	17.11
ω	1.71	2.57	3.41	2.13
η'	0.53	0.59	0.26	1.07
Autres	0.82	1.33	7.82	4.29

TAB. 5.1 – Nature des particules mère pour des électrons de bas P_T .

5.1.3 Comparaison entre données simulées et données réelles

Les données réelles proviennent du stream L1calo c'est à dire que les évènements ont passé les conditions du niveau 1 du système de déclenchement calorimétrique. Ceci implique la présence dans chaque évènement d'une énergie déposée dans les calorimètres supérieure à un seuil de quelques GeV. Les runs analysés sont : 152166, 152214, 152221, 152345, 152409, 152508, 152844 (mars à mai 2010). En annexe E est donnée, pour chacun des runs, la valeur approximative de la luminosité. La luminosité totale analysée représente environ $189.9 \mu\text{b}^{-1}$. Des D3PDs spécifiques ont du être produits, contenant les informations détaillées pour chaque cellule dont le dépôt est supérieur à trois fois la valeur du bruit électronique. L'information sur les cellules n'est en effet pas présente dans les D3PDs standard, alors qu'elle est nécessaire pour calculer les variables discriminantes présentées au chapitre précédent.

Spectre en impulsion transverse

Les spectres en impulsion transverse ainsi que les distributions en η et ϕ des données réelles sont comparables à ceux des données simulées à haute impulsion transverse (figures 5.5, 5.6 et 5.7). La différence entre données simulées et données, à basse impulsion transverse est du au fait que les données réelles ont passées les conditions de déclenchement calorimétrique alors que les données simulées n'ont pas été soumises au système de déclenchement.

Les variables discriminantes

La figure 5.8 présente les distributions des variables discriminantes pour les objets reconstruits en utilisant les méthodes de reconstruction des clusters décrites au chapitre précédent, avec un cluster de taille constante autour de la cellule la plus chaude et ayant une énergie totale d'au moins 40 GeV déposée sur plus d'une cellule du calorimètre électromagnétique. La figure 5.8 présente les variables discriminantes pour les clusters de la partie avant. On constate un bon accord entre simulation et données. La coupure à 40 GeV a été effectuée pour pouvoir utiliser les algorithmes d'identification décrits au chapitre précédent dans un domaine où ils ont une

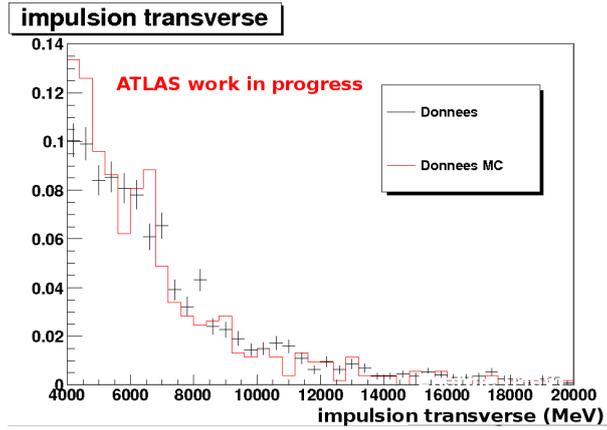


FIG. 5.5 – Distributions en impulsion transverse des clusters reconstruits dans la partie avant pour les données simulées et les données réelles.

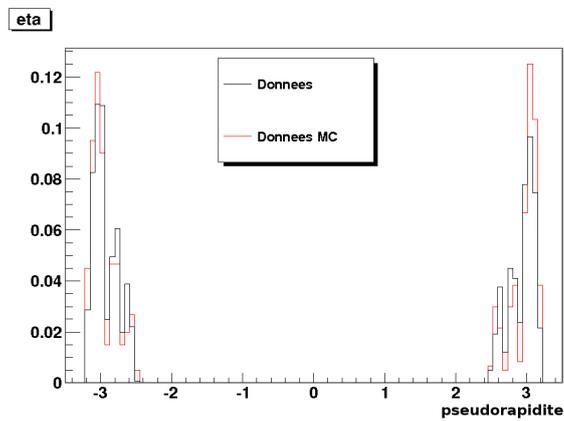


FIG. 5.6 – Distributions en η des clusters reconstruits dans la partie avant pour les données simulées et les données réelles.

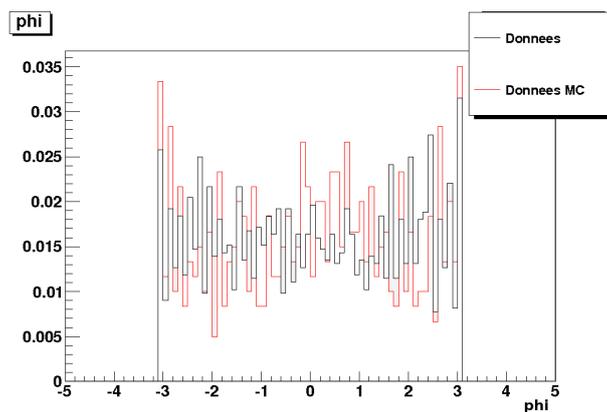


FIG. 5.7 – Distributions en ϕ des clusters reconstruits dans la partie avant pour les données simulées et les données réelles.

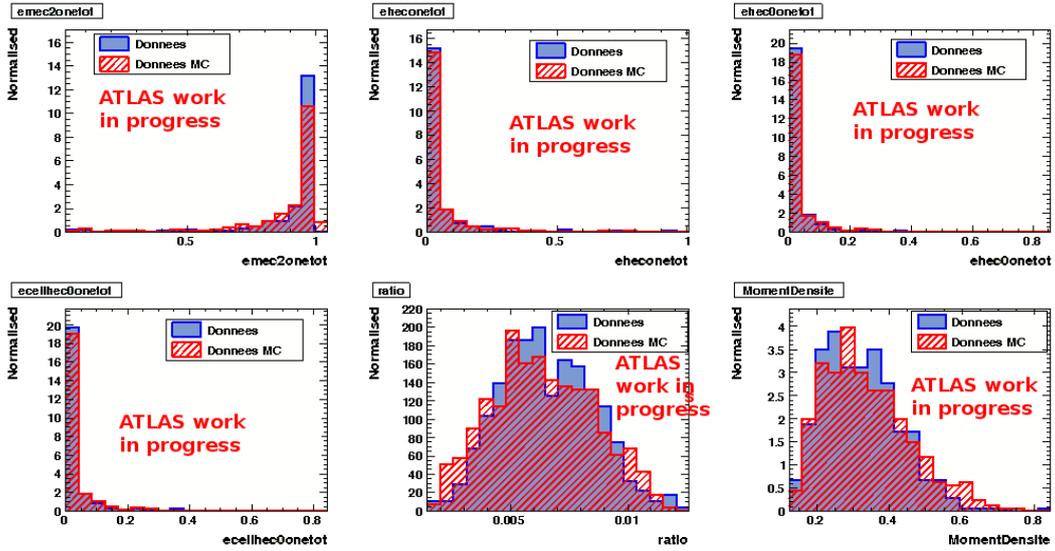


FIG. 5.8 – Distributions des variables discriminantes pour les données simulées et les données réelles.

efficacité proche de 100 % et un facteur de rejet de l'ordre de 100. Les distributions simulées et les distributions des données sont en accord pour toutes les variables.

Sur les figures 5.9 et 5.10 sont superposées aux distributions d'électrons purs et de pions purs (obtenues avec les tests en faisceaux) les données réelles.

	Nbre e^- à 50%	% sur toutes les particules	Nbre e^- à 80%	% sur toutes les particules
Fisher	289	12%	409	17%
BDT	590	24%	1286	52%

TAB. 5.2 – Nombre de particules sélectionnées pour un réglage d'efficacité du discriminant de Fisher et du BDT à 50 % et 80 %.

5.2 Les électrons dans la partie avant

5.2.1 Source de production des électrons

5.2.1.1 Le boson Z

Sa production Dans les collisions proton-proton, le boson Z est principalement produit par annihilation de paire quark antiquark des deux protons. Le quark du proton et l'antiquark de l'autre proton emportent respectivement une fraction x_s et $x_{\bar{s}}$ d'impulsion. Cette fraction est extrêmement faible et est de l'ordre de 4×10^{-5} . Ce type de production du Z correspond à une contribution de près de 10% au LHC par annihilation de paires $q\bar{q}$ [74]. D'une manière générale, la production de paires de leptons chargés de signe opposé est appelée processus de Drell-Yan (figure 5.11). Ce processus correspond à l'annihilation d'une paire $q\bar{q}$ et peut se produire par échange d'un photon ou d'un boson Z.

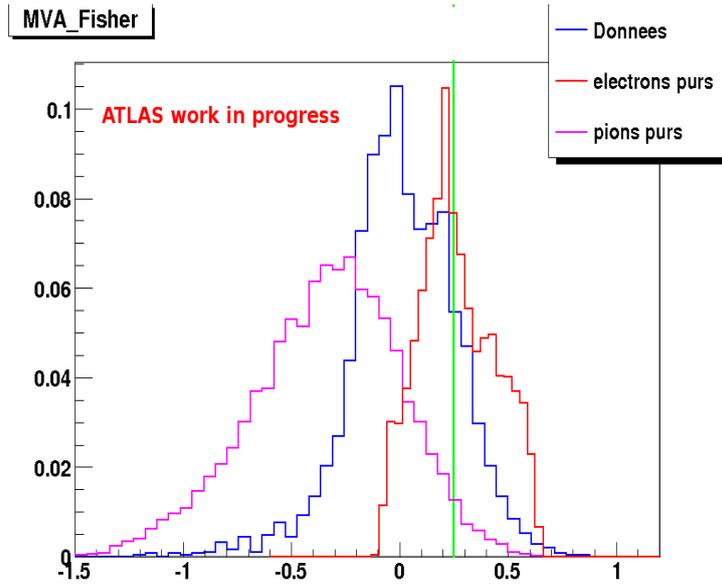


FIG. 5.9 – Distributions du discriminant de Fisher pour des électrons purs (rouge), des pions purs (violet) et pour les données (bleu). Le trait vert représente la coupure à appliquer pour avoir une efficacité de détection des électrons de 50 % sur les données.

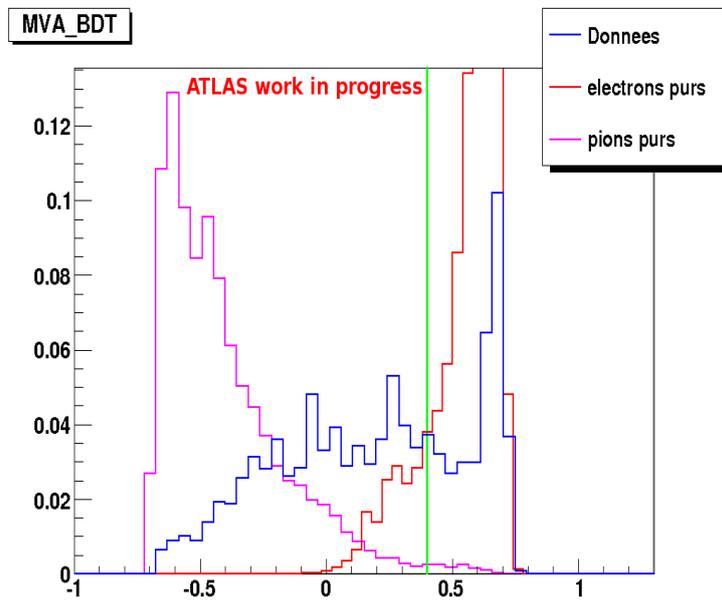


FIG. 5.10 – Distributions du discriminant du BDT pour des électrons purs (rouge), des pions purs (violet) et pour les données (bleu). Le trait vert représente la coupure à appliquer pour avoir une efficacité de détection des électrons de 50 % sur les données.

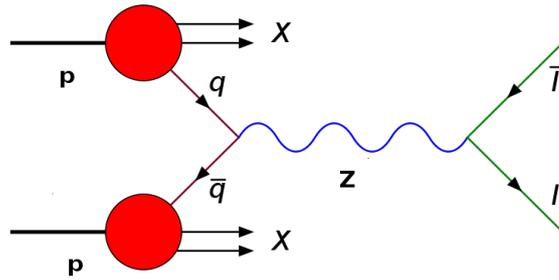


FIG. 5.11 – Production et désintégration de boson Z via le processus de Drell-Yan [75].

Les distributions en impulsion transverse pour 1 000 000 de bosons Z simulés à 7, 10 et 14 TeV sont représentées sur la figure 5.12.

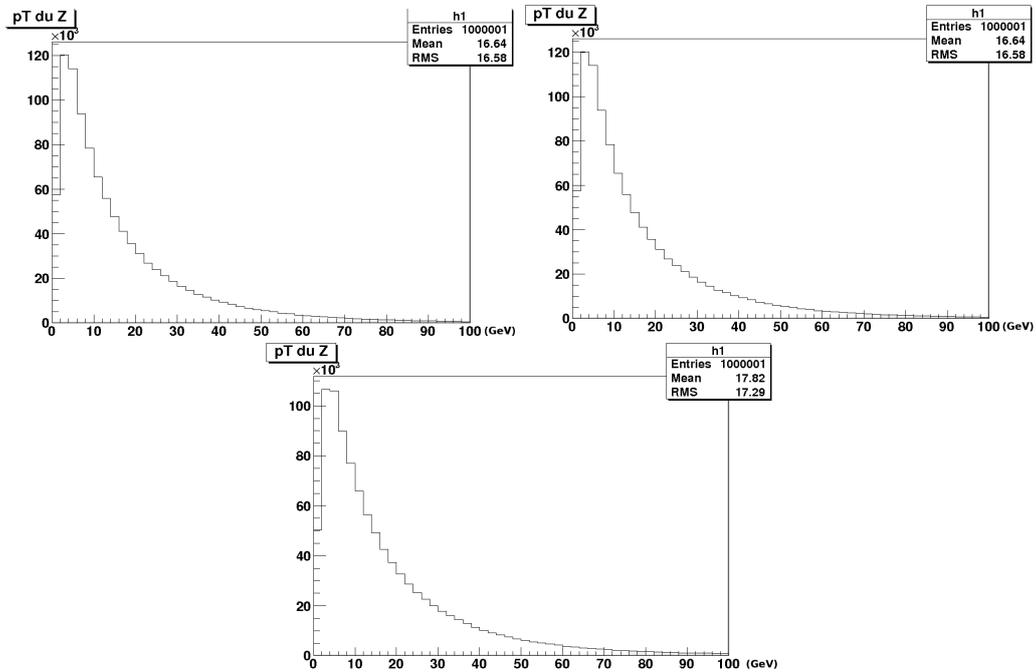


FIG. 5.12 – Distributions de l'impulsion transverse du Z (en GeV) avec les données simulées Pythia pour des énergies dans le centre de masse de 7, 10 et 14 TeV.

Les distributions de la rapidité du Z sont représentées sur les figures 5.13 pour des énergies de 7, 10 et 14 TeV. Ces distributions comportent chacune un "plateau" dont la largeur augmente quand l'énergie croît.

Pour différents modes de production du boson Z, les sections efficaces ont été estimées pour des énergie de 7, 10 et 14 TeV (figure 5.14 et table 5.3). Ces section efficaces augmentent linéairement avec l'énergie. Les processus de production de Z par annihilation de paires $q\bar{q}$ sont largement dominants.

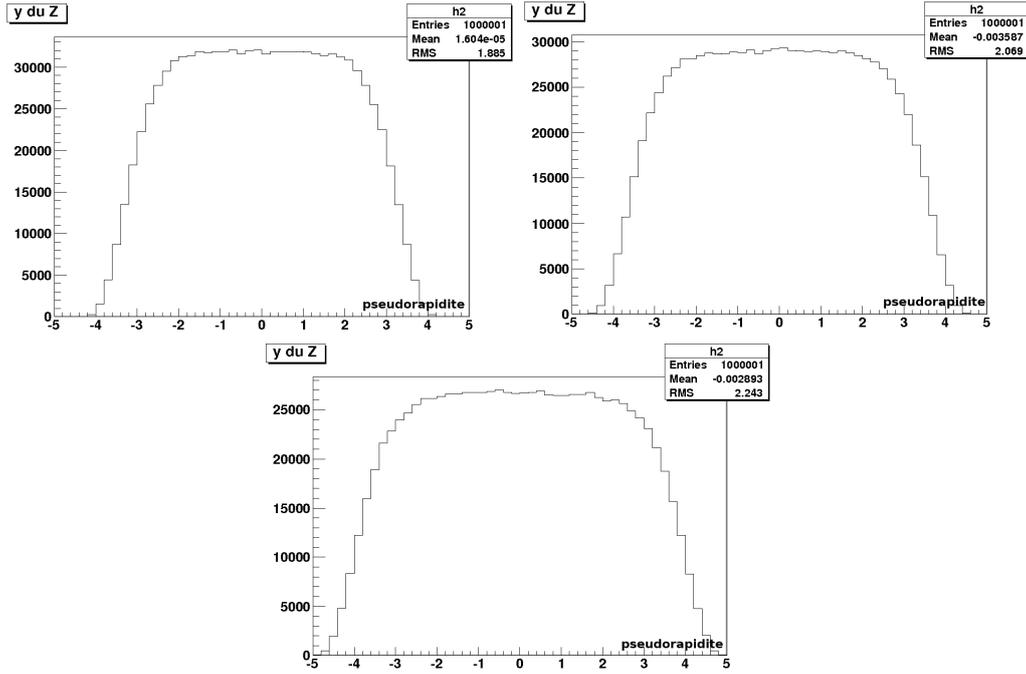


FIG. 5.13 – Distributions de la rapidité du Z avec les données simulées Pythia pour des énergies dans le centre de masse de 7, 10 et 14 TeV.

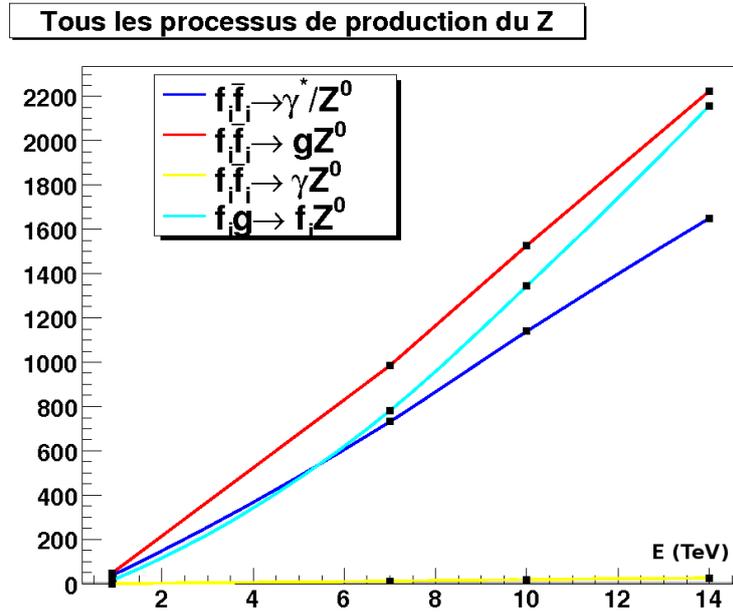


FIG. 5.14 – Sections efficaces de production du Z en picobarn en fonction des énergies de 7, 10 et 14 TeV pour différents processus simulés. f_i représente un quark, g un gluon et γ un photon.

Sa désintégration en e^+e^- Le boson Z a une durée de vie très courte, inférieure à 10^{-24} s. Il se désintègre à 70% en paire de quarks $q\bar{q}$ dans l'état final et à 30% en paire de leptons. Dans

Processus	7 TeV	10 TeV	14 TeV
$f_i \bar{f}_i \rightarrow \gamma^*/Z^0$	$7.315 \times 10^{-7} \text{mb}$	$1.139 \times 10^{-6} \text{mb}$	$1.65 \times 10^{-6} \text{mb}$
$f_i \bar{f}_i \rightarrow gZ^0$	$9.85 \times 10^{-7} \text{mb}$	$1.527 \times 10^{-6} \text{mb}$	$2.224 \times 10^{-6} \text{mb}$
$f_i \bar{f}_i \rightarrow \gamma Z^0$	$1.195 \times 10^{-8} \text{mb}$	$1.822 \times 10^{-8} \text{mb}$	$2.62 \times 10^{-8} \text{mb}$
$f_i g \rightarrow f_i Z^0$	$7.810 \times 10^{-7} \text{mb}$	$1.344 \times 10^{-6} \text{mb}$	$2.158 \times 10^{-6} \text{mb}$

TAB. 5.3 – Section efficace des différents processus de production du Z pour des énergies dans le centre de masse de 7, 10 et 14 TeV.

le mode de désintégration hadronique, les bruits de fond QCD sont élevés ce qui rend le signal $Z \rightarrow q\bar{q}$ très difficile à identifier du fait du bruit de fond important de paires de jets QCD. Le canal de désintégration du boson Z en mode leptonique est plus facile à reconstruire. Sur les figures 5.15, 5.16 et 5.17, les distributions en impulsion transverse des électrons données par le générateur Monte Carlo Pythia sont présentées. Chacun des électrons peut être détecté dans la partie centrale ou dans la partie avant. Ces distributions tiennent compte de la localisation de l'électron suivant qu'il est émis à l'avant ou dans la partie centrale. Les distributions des figures 5.15, 5.16 et 5.17 ont été effectuées en différenciant les cas où les deux leptons sont détectés tous les deux dans la partie centrale, tous les deux dans la partie avant ou l'un d'un la partie centrale, l'autre dans la partie avant. La forme des distributions en impulsion transverse est peu sensible à la variation de l'énergie dans le centre de masse. Par contre le taux de production de ces trois classes d'événements dépend nettement de l'énergie. On constate que le taux de production d'événements avec les deux leptons dans la partie centrale passe de 60 % à 7 TeV à environ 45 % à 14 TeV. En parallèle les taux de production des événements avec soit les deux leptons dans la partie avant ou au moins un des deux leptons dans la partie avant augmente avec l'énergie (figure 5.18 et table 5.4).

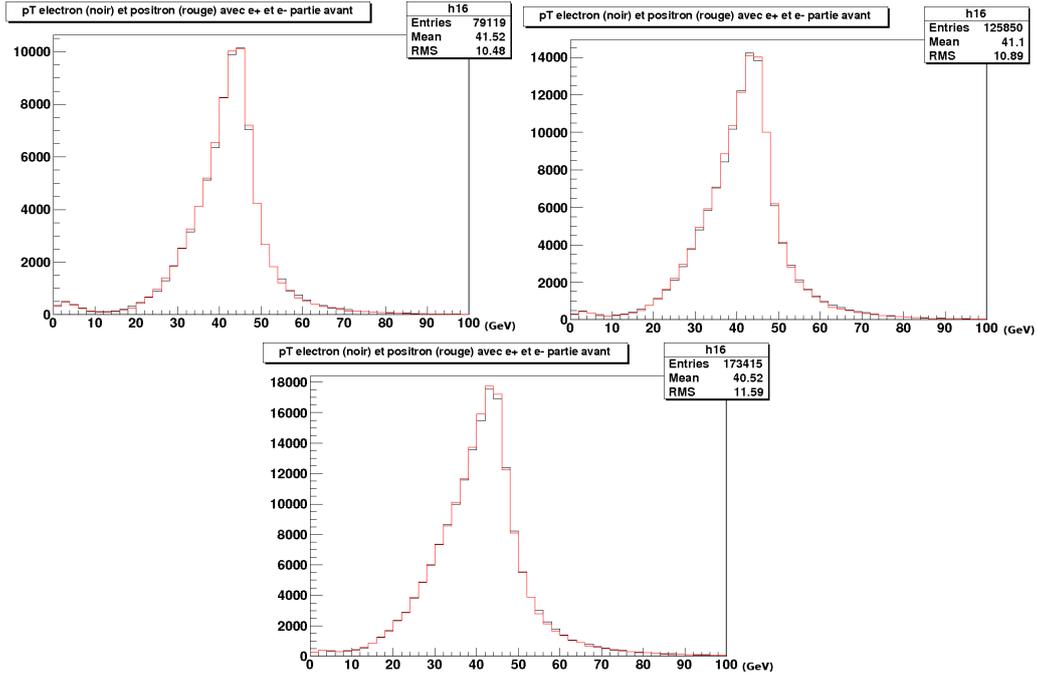


FIG. 5.15 – Distributions de l'impulsion transverse des électrons et des positrons dans la partie avant avec les données simulées Pythia pour des énergies dans le centre de masse de 7, 10 et 14 TeV.

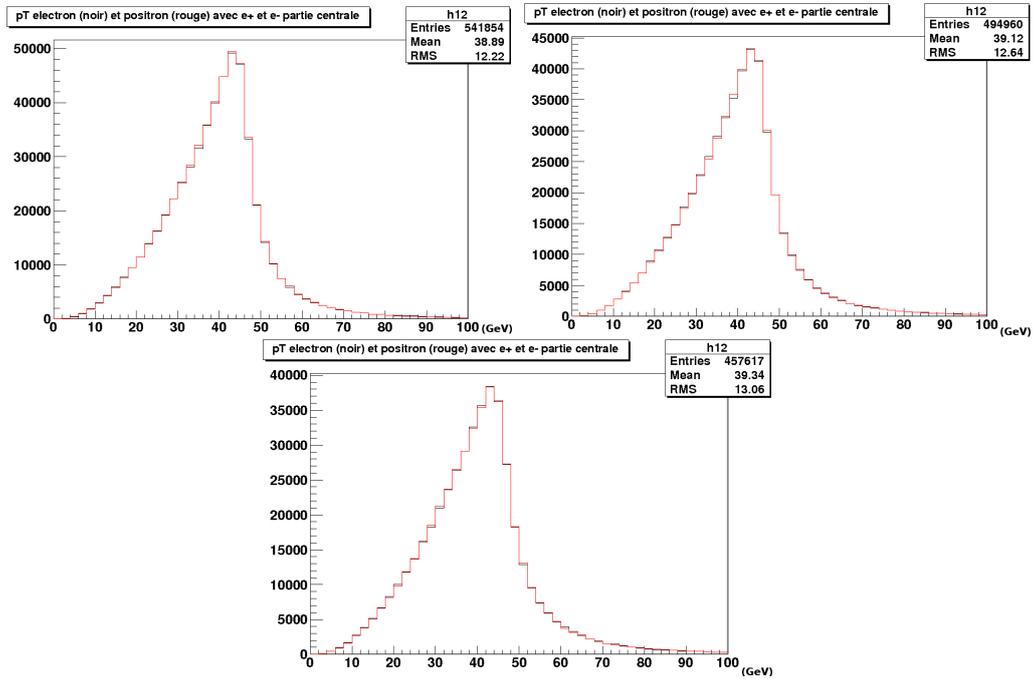


FIG. 5.16 – Distributions de l'impulsion transverse des électrons et des positrons dans la partie centrale avec les données simulées Pythia pour des énergies dans le centre de masse de 7, 10 et 14 TeV.

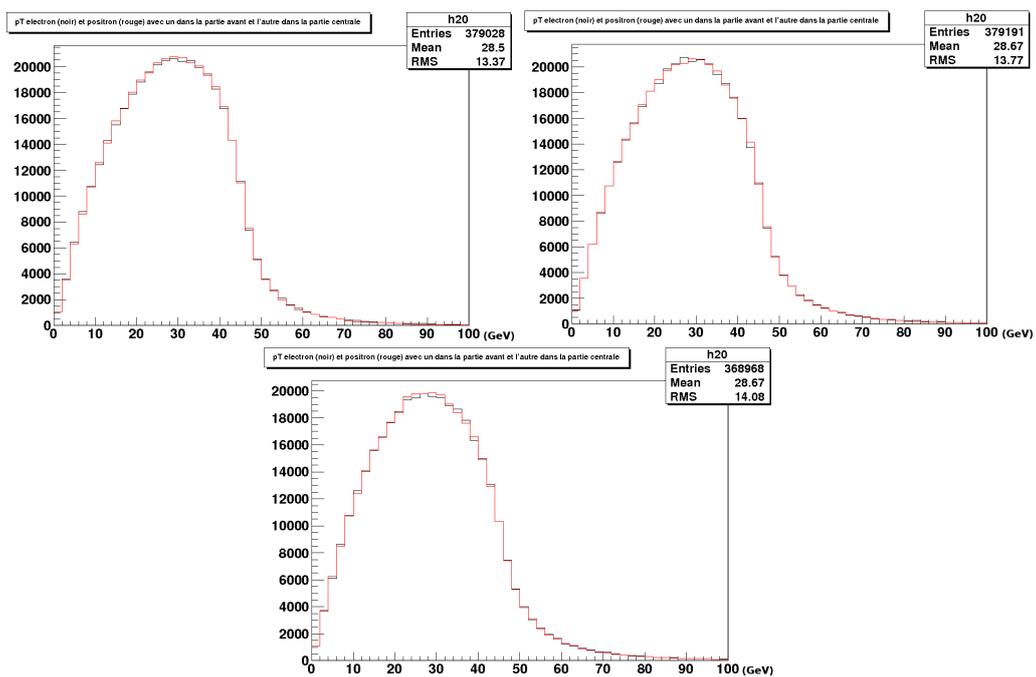


FIG. 5.17 – Distributions de l'impulsion transverse des électrons et des positrons avec l'un des deux dans la partie centrale et l'autre dans la partie avant avec les données simulées Pythia pour des énergies dans le centre de masse de 7, 10 et 14 TeV.

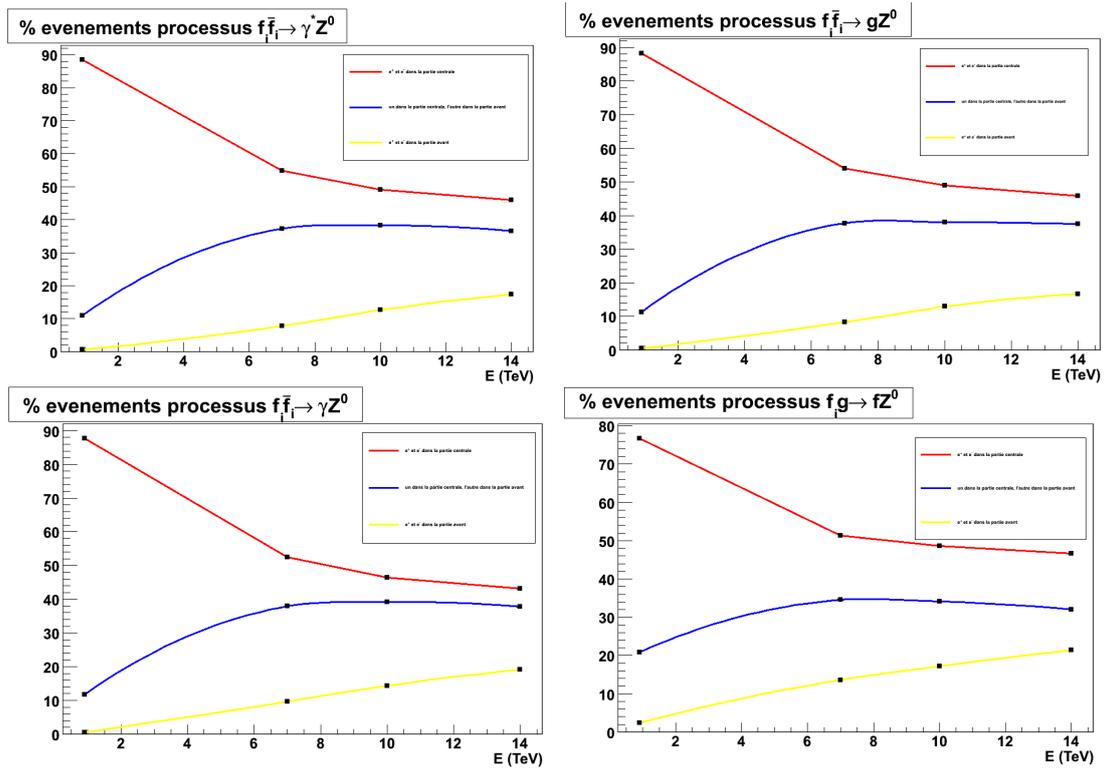


FIG. 5.18 – Pourcentage des différents processus suivant la localisation de l'électron. La partie centrale est largement dominante.

Processus	Position e^+e^-	7 TeV		10 TeV		14 TeV	
$f_i\bar{f}_i \rightarrow \gamma^*/Z^0$	c-c	548700	57.87%	491200	49.12%	459100	45.91%
	a-c	373000	37.30%	382600	38.26%	366200	36.62%
	a-a	78300	7.83%	126200	12.62%	174700	17.47%
$f_i\bar{f}_i \rightarrow gZ^0$	c-c	539800	53.98%	489900	48.99%	458400	45.84%
	a-c	377400	37.74%	380600	38.06%	374400	37.44%
	a-a	82800	8.28%	129500	12.95%	167200	16.72%
$f_i\bar{f}_i \rightarrow \gamma Z^0$	c-c	524600	52.46%	464100	46.41%	431200	43.12%
	a-c	379000	37.90%	392400	39.24%	377600	37.76%
	a-a	96400	9.64%	143500	14.35%	191200	19.12%
$f_i g \rightarrow f_i Z^0$	c-c	519400	51.94%	486800	48.68%	465500	46.55%
	a-c	345400	34.54%	341300	34.13%	320400	32.04%
	a-a	136200	13.62%	171900	17.19%	214100	21.41%

TAB. 5.4 – Nombre d'électrons et de positrons dans les différentes parties du calorimètre pour 10000 évènements Z produits.

5.2.1.2 Le boson W

Sa production Le boson W peut aussi être produit par annihilation de quarks et se désintégrer leptoniquement. Le diagramme de Feynman de la figure 5.19 représente ce processus où les deux protons d'impulsion P_A et P_B , accélérés par le collisionneur à une énergie dans le centre de masse de \sqrt{s} . Les collisions qui ont lieu produisent une paire lepton-neutrino $(l, \nu_l) \equiv ((l^-, \bar{\nu}_l), (l^+, \nu_l))$. Les autres particules produites au cours de cette collision sont notées X.

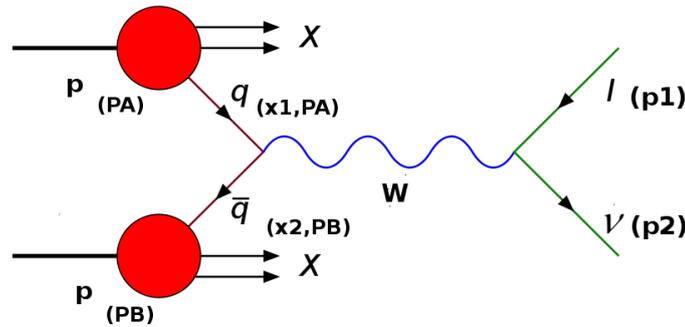


FIG. 5.19 – Diagramme de Feynman des processus de production et de désintégration du boson W.

En W^+ : La production du boson W^+ se note :

$$q_{k1}\bar{q}_{k2} \rightarrow W^+ \rightarrow l^+(p1)\nu_l(p2) \quad (5.1)$$

avec $p1$ et $p2$ les impulsions du lepton et neutrino. Sur la figure 5.20 sont superposées les rapidités du W^+ et du W^- pour différentes énergie dans le centre de masse. Ces distributions présentent une forte différence entre W^+ et W^- , due au fait que les collisions proton-proton donnent un état initial dont le comportement n'est pas symétrique en q et \bar{q} (voir section 2.3 du chapitre 2

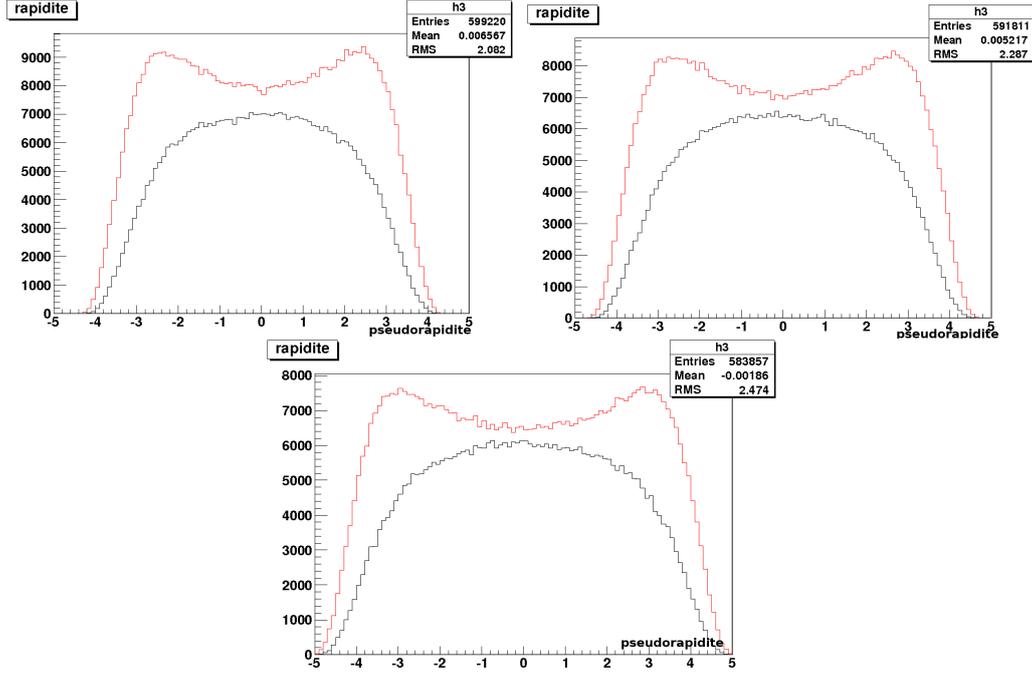


FIG. 5.20 – Distributions en η du W^+ (rouge) et du W^- (noir).

traitant des fonctions de structure des partons au sein du proton). Les distributions en impulsion transverse soulignent aussi cette différence de taux de W^- produits par rapport aux W^+ .

Les distributions des sections efficaces de production du W suivant plusieurs modes sont représentées pour les différentes énergies traitées (figure 5.22 et table 5.5). Ici aussi les processus de production par annihilation de paires $q\bar{q}$ sont largement dominantes.

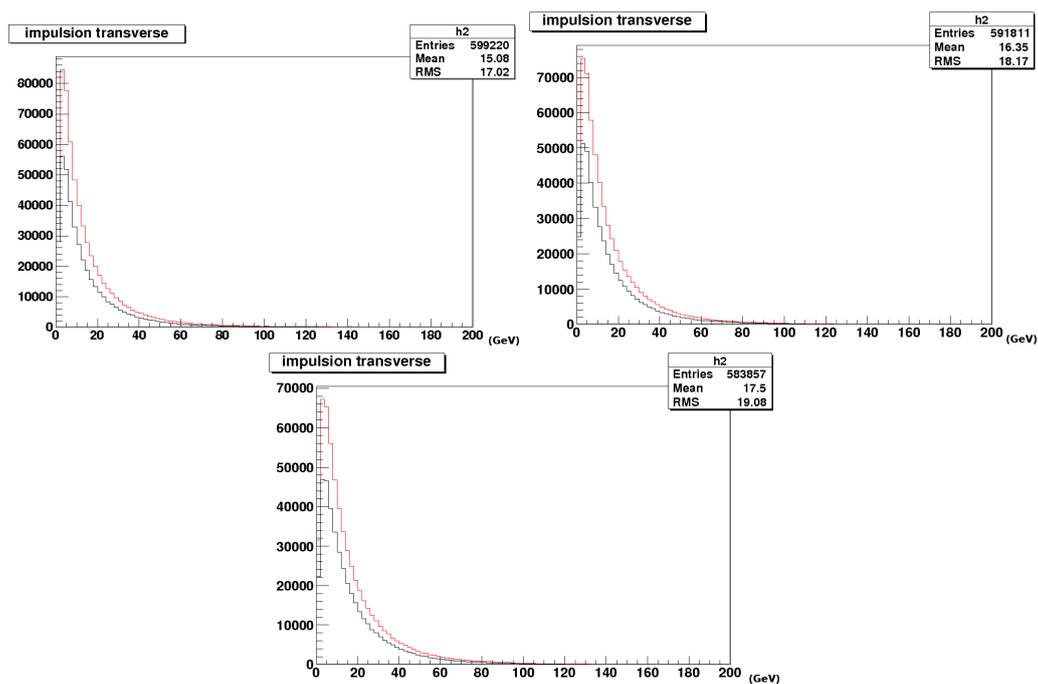
Processus	7 TeV	10 TeV	14 TeV
$f_i\bar{f}_i \rightarrow W^\pm$	$7.561 \times 10^{-6}\text{mb}$	$1.151 \times 10^{-5}\text{mb}$	$1.685 \times 10^{-5}\text{mb}$
$f_i\bar{f}_i \rightarrow gW^\pm$	$9.508 \times 10^{-6}\text{mb}$	$1.416 \times 10^{-5}\text{mb}$	$1.546 \times 10^{-7}\text{mb}$
$f_i\bar{f}_i \rightarrow \gamma W^\pm$	$7.089 \times 10^{-8}\text{mb}$	$1.068 \times 10^{-7}\text{mb}$	$1.546 \times 10^{-7}\text{mb}$
$f_i g \rightarrow f_k W^\pm$	$6.301 \times 10^{-6}\text{mb}$	$1.073 \times 10^{-5}\text{mb}$	$1.732 \times 10^{-5}\text{mb}$

TAB. 5.5 – Section efficace des différents processus de production du W pour des énergies dans le centre de masse de 7, 10 et 14 TeV.

Chacun des W va se désintégrer dans un mode différent : En $e^+\nu$ pour le W^+ et en $e^-\bar{\nu}$ pour le W^- . Pour chacun d'entre eux les distributions en impulsion transverse sont représentées suivant le lieu de l'émission de l'électron (partie centrale ou partie avant, voir figures 5.23 et 5.24).

Les distributions en impulsion transverse e^+ provenant des W^+ sont insensibles à l'augmentation de l'énergie (figure 5.24 et 5.23). Les taux de positrons détectés dans les parties avant et centrale pour les différents processus étudiés sont présentés sur la figure 5.25 et dans la table 5.6.

Les mêmes distributions que pour les W^+ ont été étudiées pour les W^- . Elles sont présentées sur les figures 5.26, 5.27 et table 5.28 ainsi que table 5.7. Comme dans le cas des W^+ , les


 FIG. 5.21 – Distribution en impulsion transverse du W^+ (rouge) et du W^- (noir).

distributions en impulsion transverse des électrons sont différentes entre la partie centrale (figure 5.26) et la partie avant (figure 5.27). Les proportions des électrons provenant de désintégrations du W^- et détectés dans les différentes parties du calorimètre ont été estimées en fonction de l'énergie (figure 5.28 et table 5.7).

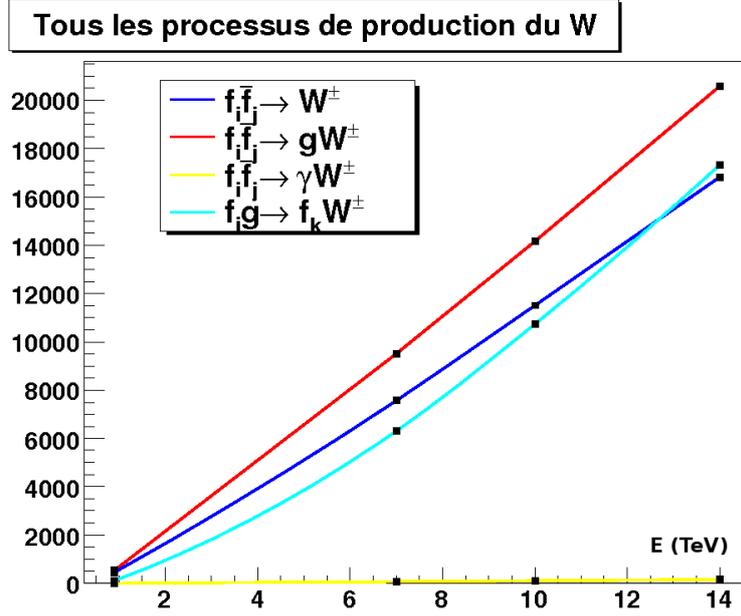


FIG. 5.22 – Sections efficaces (en picobarn) de production du W en fonction des différentes énergies et pour plusieurs processus.

Processus	Position e^+	7 TeV		10 TeV		14 TeV	
$f_i \bar{f}_i \rightarrow W^+ \rightarrow e^+ \nu$	c	468300/599700	78.1%	432300/603300	71.6%	376200/579200	65.0%
	a	131400/599700	21.9%	171000/603300	28.3%	203000/579200	35.0%
$f_i \bar{f}_i \rightarrow gW^+ \rightarrow e^+ \nu$	c	482400/604700	79.7%	430300/589300	73.0%	392600/589100	66.6%
	a	122300/604700	20.2%	159000/589300	27.0%	196500/589100	33.3%
$f_i \bar{f}_i \rightarrow \gamma W^+ \rightarrow e^+ \nu$	c	497800/607600	81.9%	447600/590600	75.8%	413500/592600	69.7%
	a	109800/607600	18.1%	143000/590600	24.2%	179100/592600	30.2%
$f_i g \rightarrow f_k W^+ \rightarrow e^+ \nu$	c	466400/594000	78.5%	417900/582900	71.1%	377300/568300	66.4%
	a	127100/594000	21.4%	165000/582900	28.3%	191000/568300	33.6%

TAB. 5.6 – Pour chaque processus étudié, le nombre de positrons dans les parties centrale et avant est donné numériquement ainsi qu’en pourcentage.

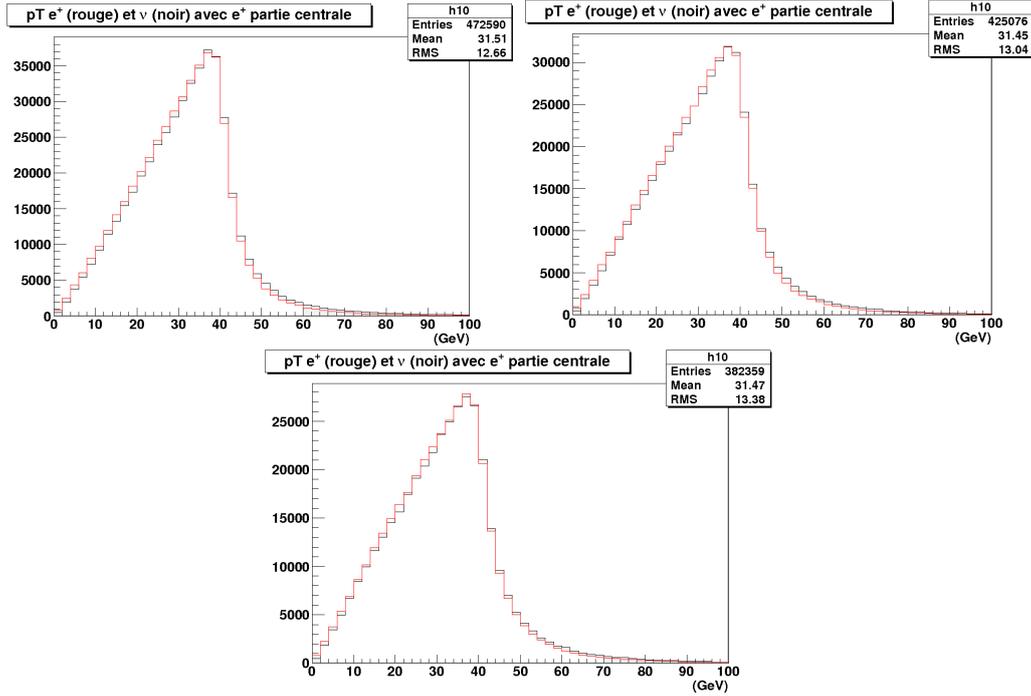


FIG. 5.23 – Distributions de l’impulsion transverse du positron (rouge) et de son neutrino (noir) avec le positron dans la partie centrale avec les données simulées Pythia pour des énergies dans le centre de masse de 7, 10 et 14 TeV.

Processus	Position e^-	7 TeV		10 TeV		14 TeV	
$f_i \bar{f}_i \rightarrow W^- \rightarrow e^+ \bar{\nu}$	c	264400/400300	66.0%	249400/396700	62.9%	250300/420800	59.5%
	a	135900/400300	34.0%	147300/396700	37.1%	170500/420800	40.5%
$f_i \bar{f}_i \rightarrow gW^- \rightarrow e^- \bar{\nu}$	c	259600/395300	65.7%	253200/410700	61.7%	241700/410900	58.8%
	a	135700/395300	34.3%	157500/410700	38.3%	169200/410900	41.2%
$f_i \bar{f}_i \rightarrow \gamma W^- \rightarrow e^- \bar{\nu}$	c	260800/392400	66.5%	250900/409400	61.3%	236400/407400	58.0%
	a	131600/392400	33.5%	158500/409400	38.7%	171000/407400	42.0%
$f_i g \rightarrow f_k W^- \rightarrow e^- \bar{\nu}$	c	275400/406000	67.8%	274900/417100	65.9%	273200/431700	63.3%
	a	130600/406000	32.2%	142200/417100	34.1%	158500/431700	36.7%

TAB. 5.7 – Pour chaque processus étudié, le nombre d’électrons dans les parties centrale et avant est donné numériquement ainsi qu’en pourcentage.

5.2.1.3 Le J/Ψ

Le J/Ψ ainsi que le χ_c sont des charmonia et font partie de la famille des quarkonia lourds, états liés de quarks lourds pour lesquels les processus de désintégration par interaction forte sont peu probables.

Sa production La production du J/Ψ se sépare en deux étapes :

- la production à courte distance de la paire de quarks lourds $c\bar{c}$.
- l’hadronisation de la paire dans le méson J/Ψ .

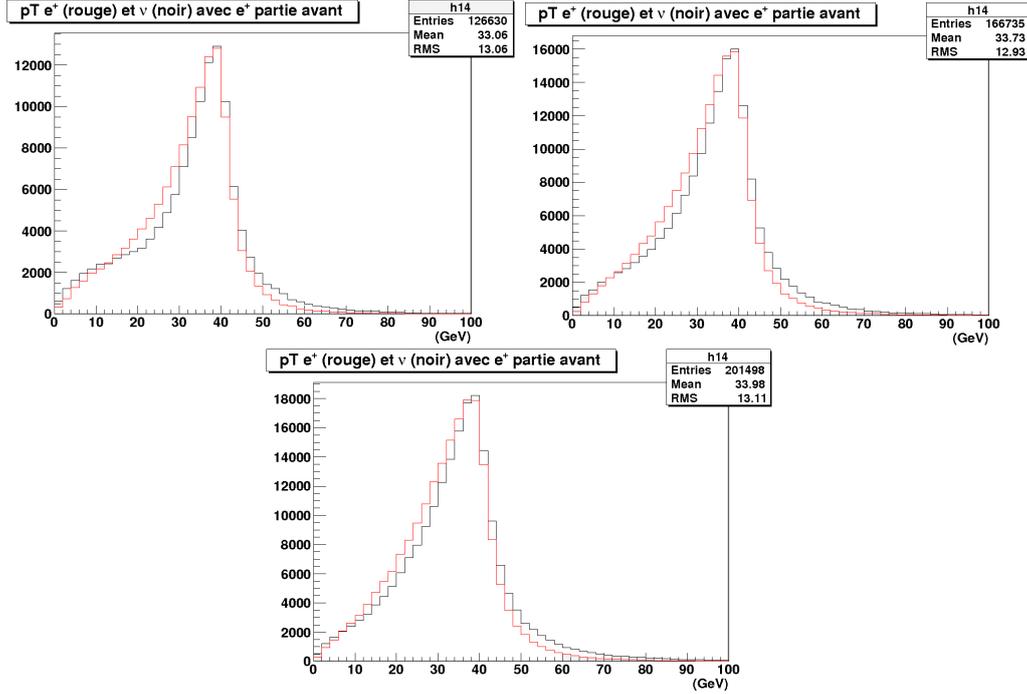


FIG. 5.24 – Distributions de l’impulsion transverse du positron (rouge) et de son neutrino (noir) avec le positron dans la partie avant avec les données simulées Pythia pour des énergies dans le centre de masse de 7, 10 et 14 TeV.

La production de paires de quarks lourds est un processus de QCD perturbatif car la masse des quarks charmés est élevée en comparaison avec l’échelle de QCD typique ($\Lambda_{QCD} \sim 0.2 \text{ GeV}$) Les mécanismes de production du J/Ψ dépendent de l’état dans lequel est produite la paire de quarks à courte distance. En l’occurrence, deux cas peuvent être distingués :

- La paire est produite dans un état non coloré et s’hadronise en J/Ψ sans émettre de gluon mou : c’est le modèle de singulet de couleur (émission d’un gluon dur pendant la formation de la paire dans un état de singulet de couleur : $gg \rightarrow J/\Psi$).
- La paire est produite dans un état coloré, et ses nombres quantiques de spin ne sont pas nécessairement ceux du $J/\Psi(^3S_1)$. Le processus d’hadronisation nécessite alors l’intervention de gluons mous (mécanisme d’octet de couleur). La paire d’octet de couleur $c\bar{c}$ se combine avec deux gluons mous colinéaires pour former un singulet de couleur ($c\bar{c}-g$). Après un court temps de relaxation, cet état se transforme en une particule J/Ψ en absorbant le gluon qui l’accompagne.

La figure 5.29 présente les distributions en rapidité du J/Ψ à 1.2 et 7 TeV pour un mode de production par fusion de gluons. Ces distributions mettent en évidence le fait que l’intervalle de rapidité sur lequel sont produit les J/Ψ augmente avec l’énergie dans le centre de masse. Par contre la forme des distributions en impulsion transverse (figure 5.30) est peu sensible à la variation de l’énergie dans le centre de masse.

Sa désintégration Sur les figures 5.31, 5.32 et 5.33, les distributions en impulsion transverse des électrons sont présentées. Chacun des électrons peut être détecté dans la partie centrale ou dans la partie avant. Ces distributions tiennent compte de la localisation de l’électron suivant

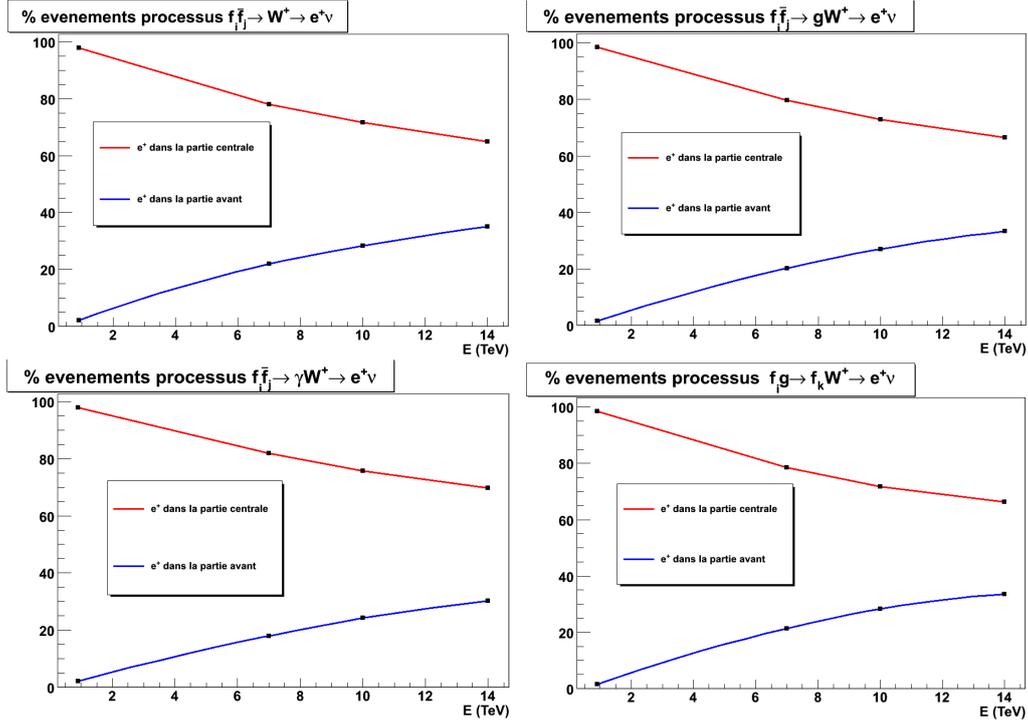


FIG. 5.25 – Pourcentage de positrons dans les parties centrale et avant en fonction de l'énergie dans le centre de masse.

qu'il est émis à l'avant ou dans la partie centrale. Les distributions des figures 5.31, 5.32 et 5.33 ont été effectuées en différenciant les cas où les deux leptons sont détectés tous les deux dans la partie centrale, tous les deux dans la partie avant ou l'un d'un la partie centrale, l'autre dans la partie avant. Comme dans le cas du Z, la forme des distributions en impulsion transverse est peu sensible à la variation de l'énergie dans le centre de masse.

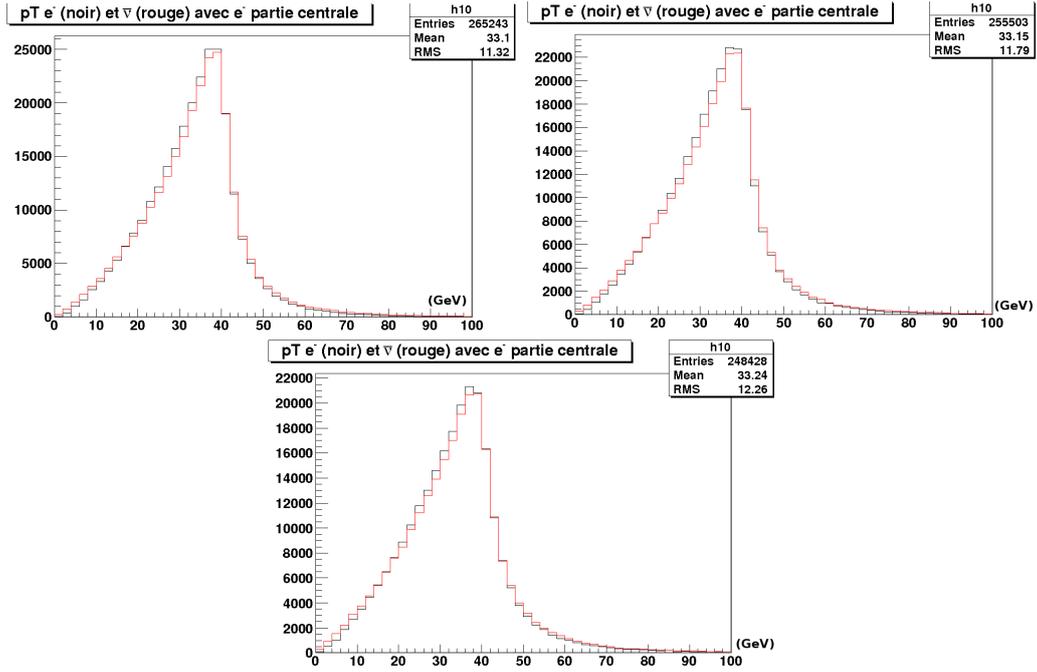


FIG. 5.26 – Distributions de l'impulsion transverse de l'électron (noir) et de son anti-neutrino (rouge) avec l'électron dans la partie centrale avec les données simulées Pythia pour des énergies dans le centre de masse de 7, 10 et 14 TeV.

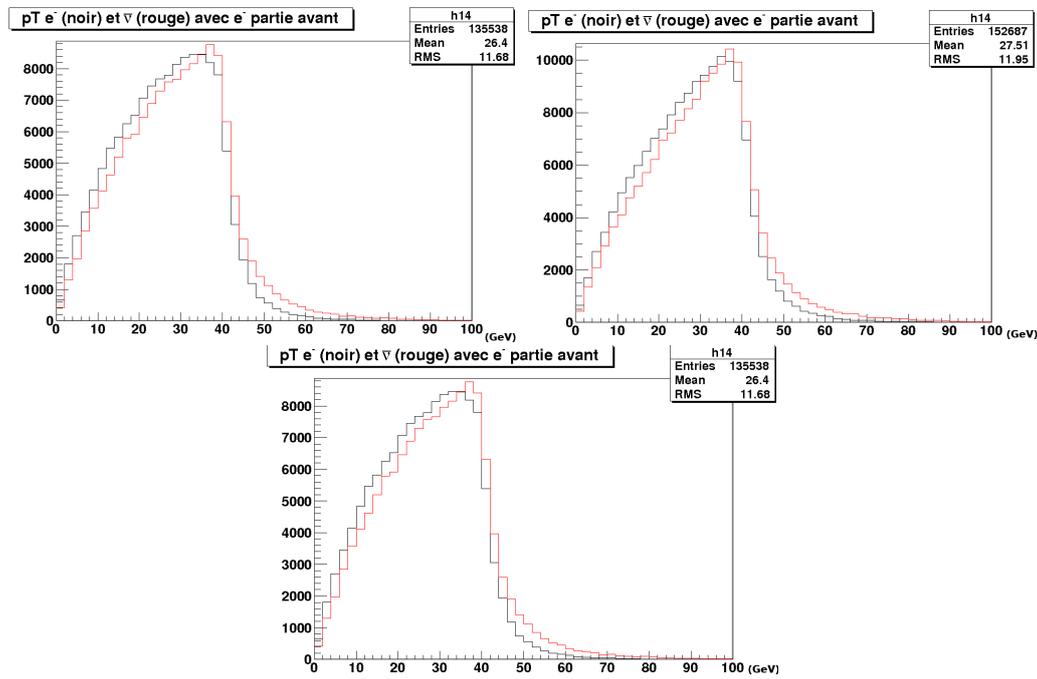


FIG. 5.27 – Distributions de l'impulsion transverse de l'électron (noir) et de son anti-neutrino (rouge) avec l'électron dans la partie avant avec les données simulées Pythia pour des énergies dans le centre de masse de 7, 10 et 14 TeV.

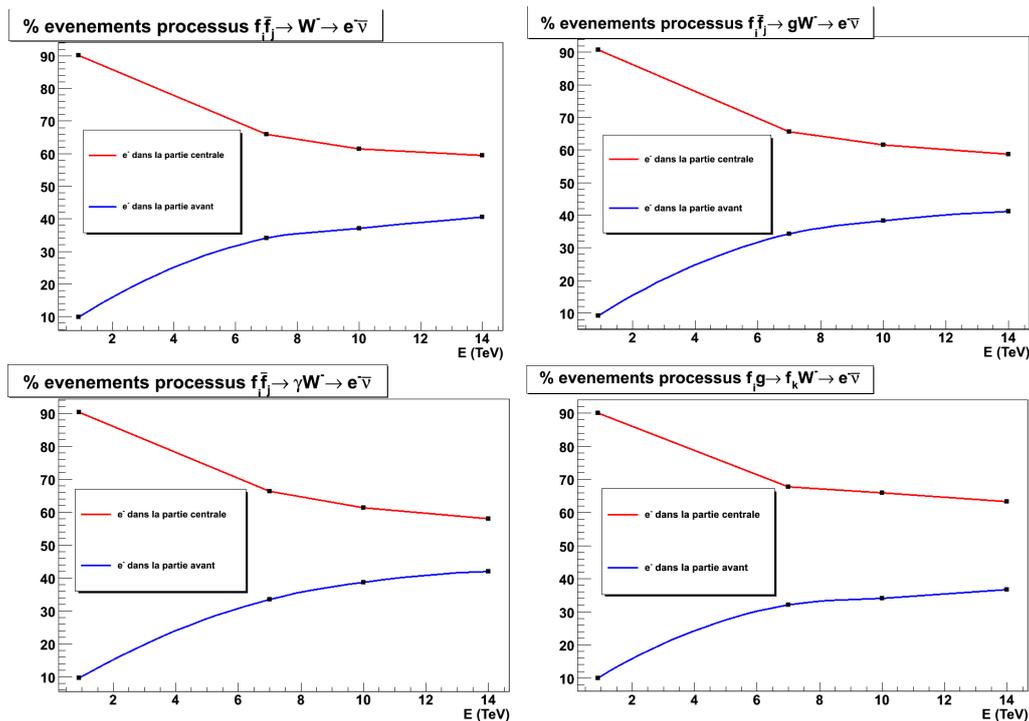


FIG. 5.28 – Pourcentage d'électrons dans les parties centrale et avant en fonction de l'énergie dans le centre de masse.

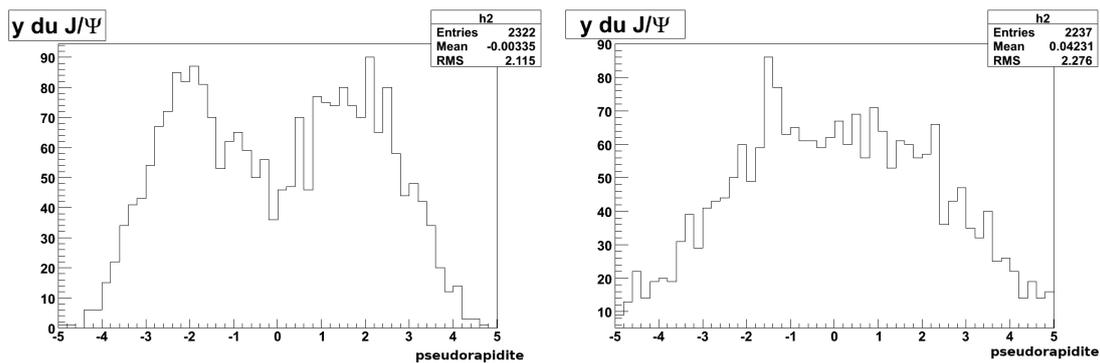


FIG. 5.29 – Distribution en y du J/Ψ pour une énergie dans le centre de masse de 1.2 TeV (gauche) et 7 TeV (droite).

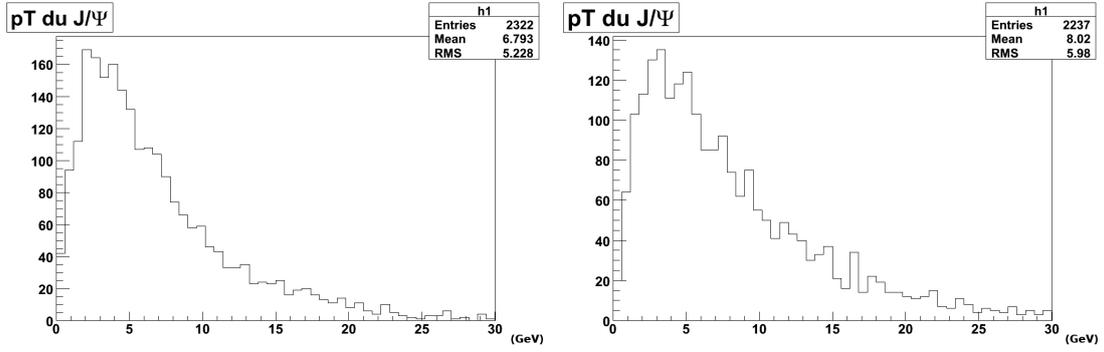


FIG. 5.30 – Distribution en p_T du J/Ψ pour une énergie dans le centre de masse de 1.2 TeV (gauche) et 7 TeV (droite).

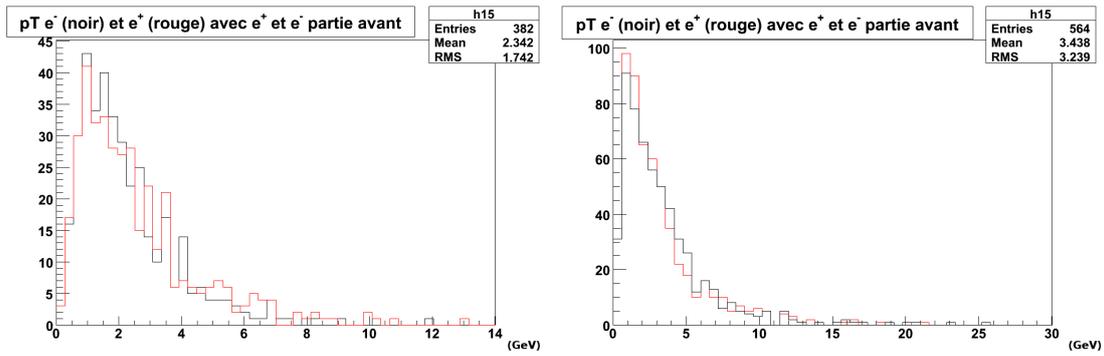


FIG. 5.31 – Distribution en p_T de l'électron et du positron avec les deux leptons dans la partie avant pour les désintégrations du J/Ψ .

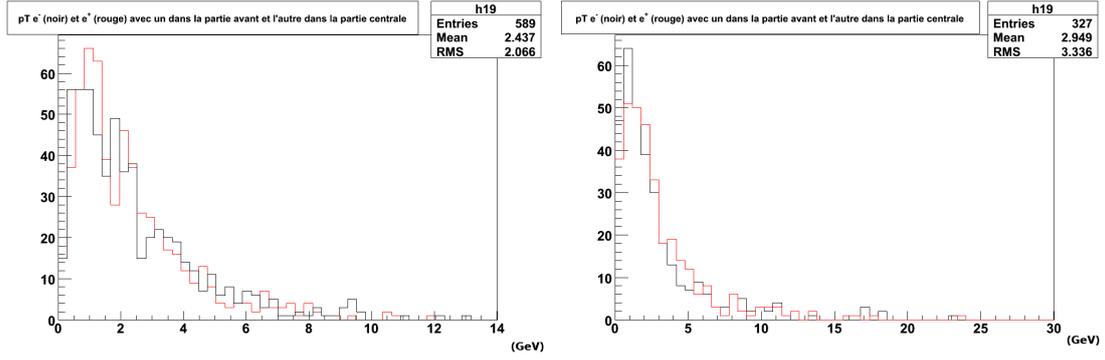


FIG. 5.32 – Distribution en p_T de l'électron et du positron avec un des leptons dans la partie centrale et l'autre dans la partie avant pour les désintégrations du J/Ψ .

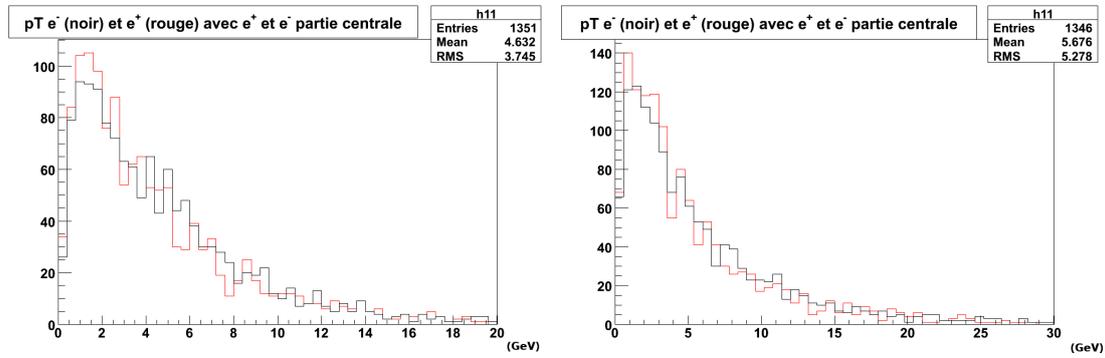


FIG. 5.33 – Distribution en p_T de l'électron et du positron avec les deux dans la partie centrale pour les désintégrations du J/Ψ .

Les proportions des électrons provenant de désintégrations du J/Ψ et détectés dans les différentes parties du calorimètre ont été estimées en fonction de l'énergie (figure 5.34 et table 5.8). Les électrons sont détectés majoritairement dans la partie centrale.

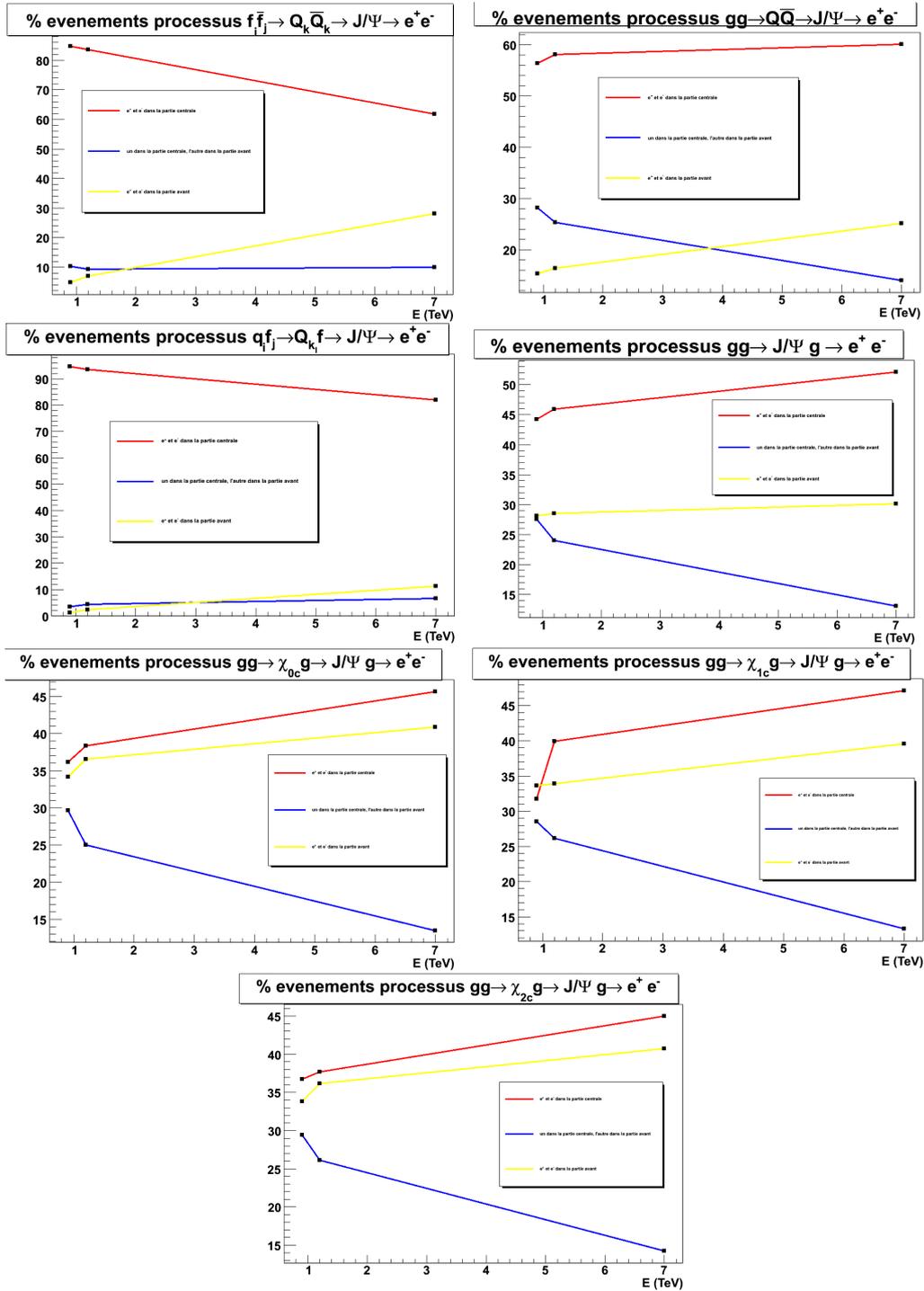


FIG. 5.34 – Pourcentage des différents processus suivant la localisation des leptons. Rouge : les deux leptons dans la partie avant, bleu : un lepton dans la partie avant et l'autre dans la partie centrale, jaune : tous les deux leptons dans la partie avant. Les évènements où les deux leptons sont dans la partie avant dominent.

Processus	Position e^+e^-	1.2 TeV		7 TeV	
$f_i\bar{f}_i \rightarrow Q_k\bar{Q}_k \rightarrow J/\Psi \rightarrow e^+e^-$	c-c	1876/2242	83.70%	1443/2335	61.80%
	a-c	208/2242	9.27%	232/2335	9.93%
	a-a	158/2242	7.05%	660/2335	28.30%
$gg \rightarrow Q_k\bar{Q}_k \rightarrow J/\Psi \rightarrow e^+e^-$	c-c	1351/2322	58.20%	1346/2237	60.16%
	a-c	589/2322	25.36%	1327/2237	14.0%
	a-a	382/2322	16.45%	564/2237	25.2%
$q_i f_j \rightarrow Q_k f_l \rightarrow J/\Psi \rightarrow e^+e^-$	c-c	1106/1184	93.41%	979/1193	82.0%
	a-c	51/1184	4.3%	80/1193	6.7%
	a-a	27/1184	2.28%	134/1193	11.2%
$gg \rightarrow J/\Psi g \rightarrow e^+e^-$	c-c	2770/6036	37.60%	3157/6057	52.12%
	a-c	1452/6036	24.05%	797/6057	13.2%
	a-a	1814/6036	30.05%	2103/6057	34.72%
$gg \rightarrow \chi_{0cg} \rightarrow J/\Psi \rightarrow e^+e^-$	c-c	3838/10000	38.38%	4583/10000	45.83%
	a-c	2503/10000	25.03%	1349/10000	13.49%
	a-a	3659/10000	36.59%	4088/10000	40.88%
$gg \rightarrow \chi_{0cg} \rightarrow J/\Psi \rightarrow e^+e^-$	c-c	3991/10000	39.91%	4715/10000	47.15%
	a-c	2619/10000	26.19%	1328/10000	13.28%
	a-a	3390/10000	33.90%	3957/10000	39.57%
$gg \rightarrow \chi_{2cg} \rightarrow J/\Psi \rightarrow e^+e^-$	c-c	3771/10000	37.71%	4901/10000	49.01%
	a-c	2615/10000	26.15%	1423/10000	14.23%
	a-a	3614/10000	36.14%	4076/10000	40.76%

TAB. 5.8 – Nombre d'électrons et de positrons dans les différentes parties du calorimètre pour les processus de production J/Ψ générés.

Conclusion

Le travail présenté dans cette thèse comporte tout d'abord une étude sur des données de tests en faisceau. Les données de pions et d'électrons provenant de ces tests ont été analysées et des algorithmes ont été mis au point pour comprendre la séparation e/π et l'identification des électrons dans la région avant du calorimètre électromagnétique ($2.5 < \eta < 3.2$). Cette première étude sur tests en faisceau a montré qu'il était possible d'obtenir un facteur de rejet de plus de 70 avec un discriminant de Fisher et de plus de 200 pour la méthode BDT, avec une efficacité d'identification de 50 %. Ces performances sont comparables à celles obtenues précédemment sur des données simulées pour les discriminant de Fisher. La présente étude ajoute l'utilisation des Boosted Decision Trees dont les performances sont supérieures à celles du discriminant de Fisher. Ces méthodes d'analyses multivariées ont été appliquées sur des données réelles et ont permis de vérifier le bon accord entre les distributions des variables discriminantes pour les données réelles et les données simulées. Une plus grande statistique permettra par la suite d'identifier les bosons W et Z se désintégrant en leptons, avec au moins un des leptons dans la partie avant du détecteur. Les études menées au niveau du générateur ont montré un apport significatif à exploiter les électrons dans la partie avant pour la reconstruction des bosons Z et W, de l'ordre de 50 % pour le Z et de 30 % pour le W.

Annexe A

La méthode du filtrage optimal

La méthode de filtrage optimal utilise la fonction décrivant le signal mis en forme $g(t)$ pour trouver l'amplitude maximale du signal notée A_{max} grâce aux échantillons disponibles.

L'amplitude du signal et le décalage en temps entre le temps du pic réel et le pic de la fonction utilisée sont ainsi obtenus :

$$A_{max} = \sum_{k=1}^n a_k S_k = U \quad (\text{A.1})$$

$$A_{max}\tau = \sum_{k=1}^n b_k S_k = V \quad (\text{A.2})$$

Les coefficients a_k et b_k sont obtenus en minimisant la variance de l'amplitude A_{max} et du temps τ de départ du signal en considérant que la fonction normalisée décrivant le signal mis en forme est unitaire :

$$\sum_{k=1}^n a_k g_k = 1 \quad (\text{A.3})$$

et qu'il n'y a pas de dépendance résiduelle en temps :

$$\sum_{k=1}^n a_k g'_k = 0 \quad (\text{A.4})$$

Idem pour les coefficients b_k :

$$\sum_{k=1}^n b_k g_k = 0 \quad (\text{A.5})$$

$$\sum_{k=1}^n a_k g'_k = -1 \quad (\text{A.6})$$

Considérons N échantillons avec n_k le bruit associé à chacun d'entre eux. Posons $g_k = g(t_k)$ où les t_k sont espacés de 25 ns et τ représentant l'écart résiduel entre les temps t_k et l'échantillonnage réel. On obtient la fonction :

$$S_k = A_{max}g(t_k - \tau) + n_k(t) \quad (\text{A.7})$$

$$\sim A_{max}\left(g(t_k) - g'(t_k)\tau\right) + n_k \quad (\text{A.8})$$

$$(\text{A.9})$$

Les points du signals au temps t_k sont alors :

$$S_k = A_{max}(g_k - g'_k\tau) + n_k \quad (\text{A.10})$$

Notons que le bruit a une moyenne nulle et que la fonction d'autocorrélation est mesurable : $\langle n(t) \rangle = 0$ et $\langle n_i n_j \rangle = R_{ij}$

Pour minimiser σ_u et de σ_v en fonction des coefficients a_i et b_i avec les contraintes :

$$\sigma_U^2 = \text{var}[U] = \sum_{ij} a_i a_j R_{ij} \quad (\text{A.11})$$

$$\sigma_V^2 = \text{var}[V] = \sum_{ij} b_i b_j R_{ij} \quad (\text{A.12})$$

on utilise la technique des multiplicateurs de Lagrange ¹ [76]. Deux équations sont obtenues.

- Une pour les coefficients de *l'amplitude du pic* :

$$0 = \frac{\partial}{\partial a_k} \left[\frac{1}{2} \sum_{ij} a_i a_j R_{ij} - \lambda \sum_i a_i g_i - \mu \sum_i a_i g'_i \right] \quad (\text{A.13})$$

$$= \sum_i a_k R_{ik} - (\lambda g_k + \mu g'_k) \quad (\text{A.14})$$

$$a_i = \lambda \sum_k R_{ik}^{-1} g_k + \mu \sum_k R_{ik}^{-1} g'_k \quad (\text{A.15})$$

$$(\text{A.16})$$

avec $\lambda = \frac{Q_2}{\Delta}$ et $\mu = -\frac{Q_3}{\Delta}$.

- Une pour l'information en temps :

$$0 = \frac{\partial}{\partial b_k} \left[\frac{1}{2} \sum_{ij} b_i b_j R_{ij} - \rho \sum_i b_i g_i - \sigma \sum_i b_i g'_i \right] \quad (\text{A.17})$$

$$= \sum_i b_k R_{ik} - (\rho g_k + \sigma g'_k) \quad (\text{A.18})$$

$$b_i = \rho \sum_k R_{ik}^{-1} g_k + \sigma \sum_k R_{ik}^{-1} g'_k \quad (\text{A.19})$$

$$(\text{A.20})$$

avec $\rho = \frac{Q_3}{\Delta}$ et $\sigma = -\frac{Q_1}{\Delta}$.

Ces équations utilisent les relations suivantes :

$$\begin{cases} Q_1 = \sum_{ij} g_i g_j R_{ij}^{-1} \\ Q_2 = \sum_{ij} g'_i g'_j R_{ij}^{-1} \\ Q_3 = \sum_{ij} g_i g'_j R_{ij}^{-1} \\ \Delta = Q_1 Q_2 - Q_3^2 \end{cases} \quad (\text{A.21})$$

Les coefficients des multiplicateurs de Lagrange sont obtenues à l'aide des équations [A.3](#) à [A.6](#).

¹Le multiplicateur de Lagrange est une méthode permettant de trouver les points stationnaires (maximum, minimum...) d'une fonction dérivable d'une ou plusieurs variables, sous contraintes.

Annexe B

Liste des runs utilisés

Run number	X position	Y position	E(GeV)
1424	0	30	200
1425	0	30	200
1434	0	90	200
1435	0	90	200
1437	0	90	200
1446	0	150	200
1447	0	150	200
1448	0	150	200
1458	0	210	200
1459	0	210	200
1460	0	210	200
2035	0	140	120
2045	160	140	120
2046	160	140	120
2057	70	80	120
2058	70	80	120
2116	0	210	120
2117	0	210	120
2700	0	-180	60
2701	0	-180	60
2710	0	-180	60
2711	0	-180	60
2720	0	-180	60
2721	0	-180	60
3838	160	140	200
3839	160	140	200
3840	160	140	200

TAB. B.1 – Liste des données de pions utilisées

Run number	X position	Y position	E(GeV)
1375	0	210	120
1376	0	210	120
1648	0	140	119
2376	160	140	193
2377	160	140	193
2441	0	30	193
2442	0	30	193
2448	0	90	200
2449	0	90	200
2450	0	90	200
2454	0	150	193
2455	0	150	193
2456	0	150	193
2460	0	210	193
2461	0	210	193
2462	0	210	193
2852	0	-180	60
2853	0	-180	60
2858	0	-180	60
2859	0	-180	60
2862	0	-180	60
2863	0	-180	60
4016	70	80	120
4017	70	80	120
4233	160	140	120
4234	160	140	120

TAB. B.2 – Liste des données d'électrons utilisées

Annexe C

Contaminations

E (GeV)	contamination absolue	position en η
200	0.47	2.96
200	0.45	2.96
200	1.0	2.648
200	1.1	2.648
200	1.35	2.809
200	1.25	2.809
200	1.66	2.689
200	1.5	2.689
200	1.54	2.689
200	1.47	2.582
200	1.41	2.582
200	1.45	2.582
120	0.26	2.648
120	0.35	2.648
120	0.46	2.687
120	0.33	2.798
120	0.32	2.798
120	0.72	2.582
120	0.85	2.582
60	0.094	2.811
60	0.085	2.811
60	0.01	2.686
60	0.094	2.686
60	0.0125	2.584

TAB. C.1 – Contaminations dans les données de pions.

E (GeV)	contamination absolue	position en η
200	0.195	2.55
200	0.2	2.55
200	0.075	2.65
200	0.085	2.65
200	0.062	2.78
200	0.065	2.81
200	0.06	2.851
120	0.17	2.57
120	0.096	2.582
120	0.17	2.65
120	0.06	2.65
120	0.15	2.67
120	0.03	2.687
120	0.09	2.8
120	0.05	2.804
120	0.045	2.809
120	0.02	2.811
120	0.02	2.84
120	0.025	2.84
60	0.02	2.582
60	0.011	2.67
60	0.08	2.798

TAB. C.2 – Contaminations dans les données d'électrons.

Annexe D

Corrélations entre les variables

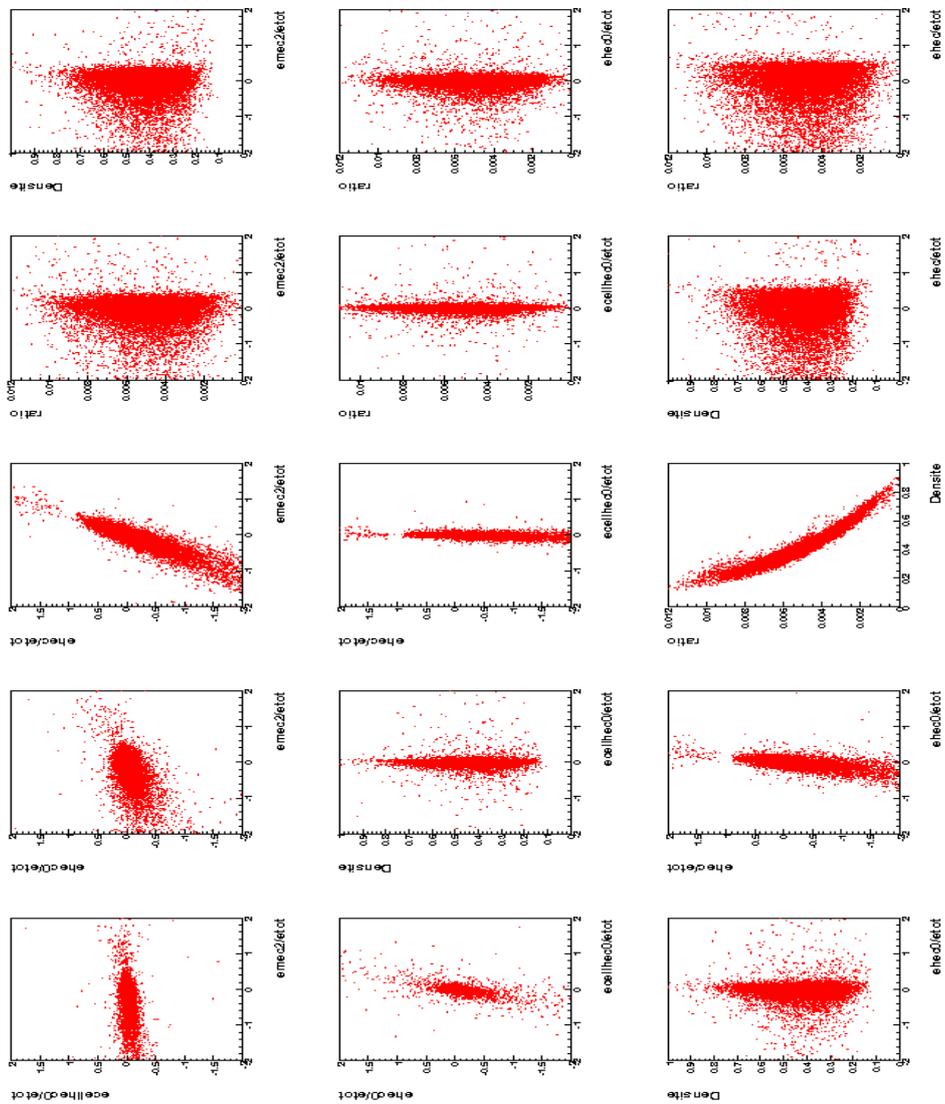


FIG. D.1 – Corrélations entre les variables discriminantes pour des électrons à 10 GeV.

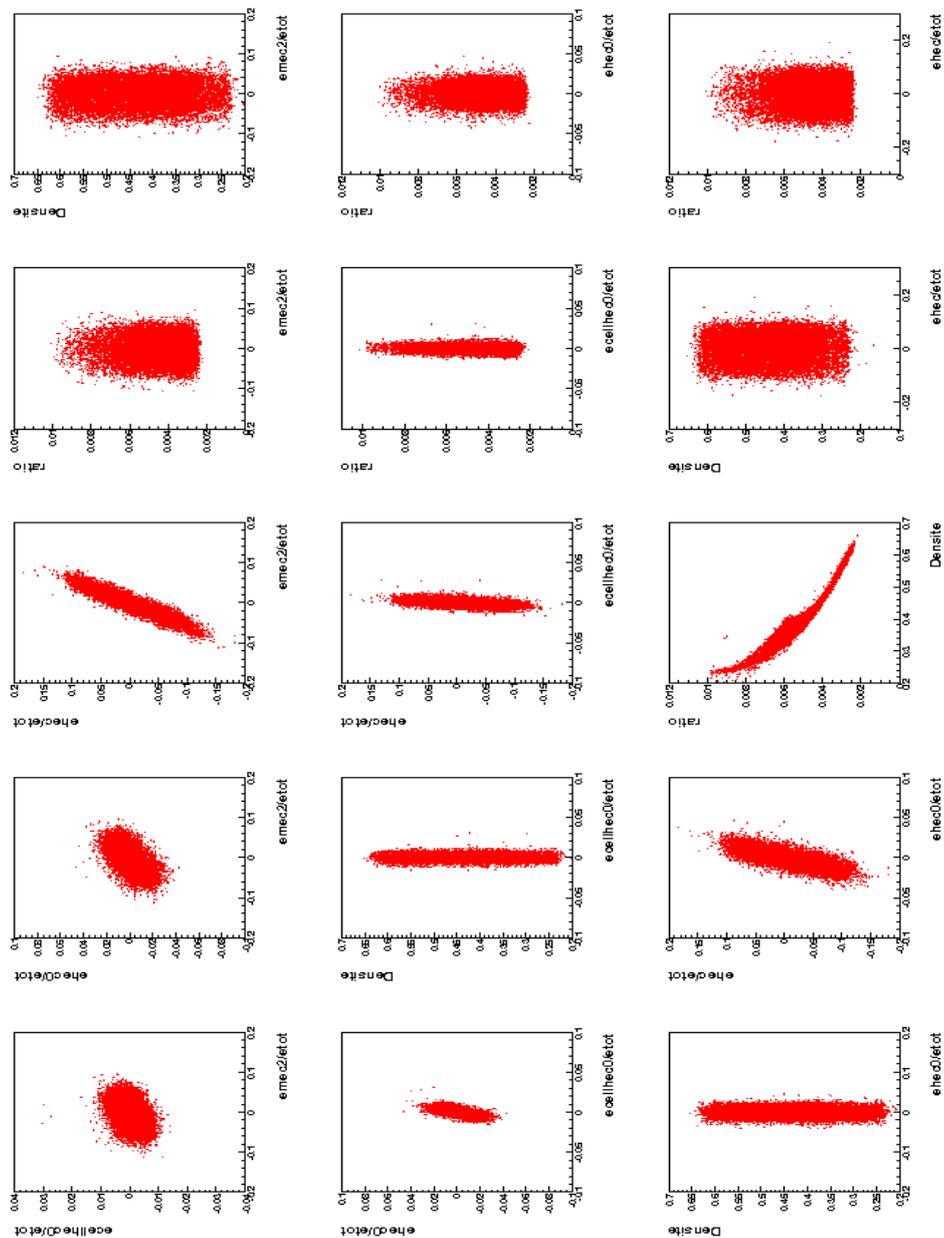


FIG. D.2 – Corrélations entre les variables discriminantes pour des électrons à 60 GeV.

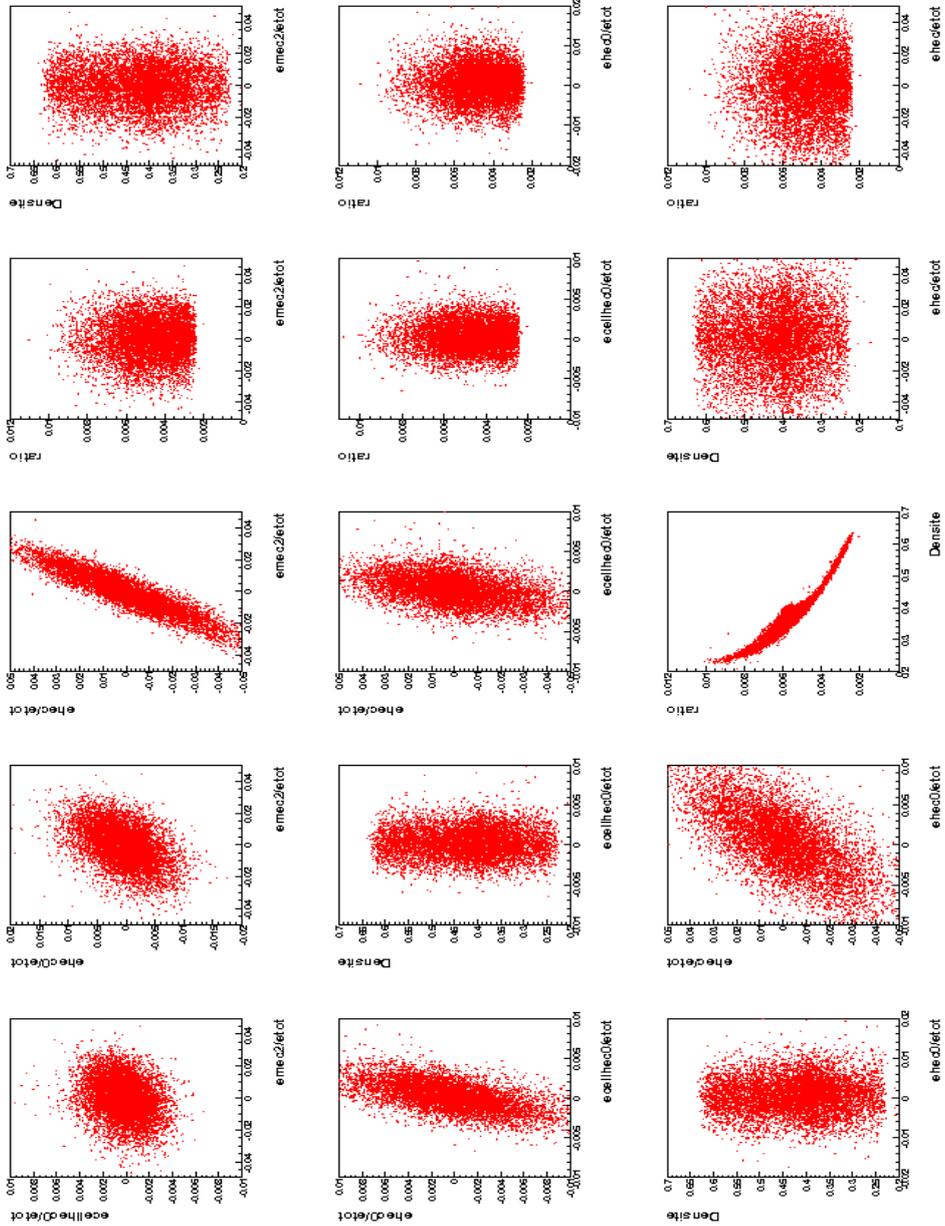


FIG. D.3 – Corrélations entre les variables discriminantes pour des électrons à 120 GeV.

Annexe E

Luminosité pour les données utilisées

Run	Luminosité
152166	$6.8 \mu b^{-1}$
152214	$3.4 \mu b^{-1}$
152221	$19.4 \mu b^{-1}$
152345	$16.4 \mu b^{-1}$
152409	$73.5 \mu b^{-1}$
152508	$11 \mu b^{-1}$
152844	$7.5 \mu b^{-1}$
152845	$25.9 \mu b^{-1}$
152878	$26 \mu b^{-1}$
Total	$189.9 \mu b^{-1}$

TAB. E.1 – Luminosité pour chaque prise de données.

Bibliographie

- [1] M Aharrouche and G Sauvage. *Etude des performances du calorimètre électromagnétique tonneau d'ATLAS. Mesure de l'asymétrie avant-arrière dans les événements $q\bar{q} \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$* . oai :cds.cern.ch :1024525. PhD thesis, Univ. Savoie Annecy, Annecy-le-Vieux, 2006. Presented on 11 Dec 2006.
- [2] N. Akchurin et al. Measurement of the contribution of neutrons to hadron calorimeter signals. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 581(3) :643–650, 2007.
- [3] D. Acosta et al. Lateral shower profiles in a lead/scintillating fiber calorimeter. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 316(2-3) :184 – 201, 1992.
- [4] Murray Gell-Mann. Symmetries of Baryons and Mesons. *Phys. Rev.*, 125(3) :1067–1084, Feb 1962.
- [5] G Zweig. An SU₃ model for strong interaction symmetry and its breaking; part II. (CERN-TH-412) :80 p, Feb 1964.
- [6] Sheldon L. Glashow. Partial-symmetries of weak interactions. *Nuclear Physics*, 22(4) :579 – 588, 1961.
- [7] J.C. Ward A.Salam. Electromagnetic and weak interactions. *Phys. Rev. Lett.*, 13 :168 – 171, 1964.
- [8] Steven Weinberg. A Model of Leptons. *Phys. Rev. Lett.*, 19(21) :1264–1266, Nov 1967.
- [9] James Clerk Maxwell. *A Dynamical Theory of the Electromagnetic Field*, volume CLV. 1865.
- [10] Aldo Deandrea. *Interactions électrofaibles et introduction à la supersymétrie*. 2007.
- [11] Adam Martin and Kenneth Lane. CP violation and mixing in technicolor models. *Phys. Rev. D*, 71(1) :015011, Jan 2005.
- [12] Bob Holdom. Raising the sideways scale. *Phys. Rev. D*, 24(5) :1441–1444, Sep 1981.
- [13] V.M. Abazov et al. Search for Excited Electrons in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ tev. *Physical Review D*, 77(9) :091–102, 2008.
- [14] Charles Kittel. *Physique de l'état solide*. Dunod, 1998.
- [15] Bernard Diu, Claudine Guthman, Danielle Lederer, and Bernard Roulet. *Éléments de physique statistique*. Hermann, Paris, France.
- [16] O. W. Greenberg. Spin and Unitary-Spin Independence in a Paraquark Model of Baryons and Mesons. *Phys. Rev. Lett.*, 13(20) :598–602, Nov 1964.
- [17] J.S. Bell. Théorie quantique des champs expérimentale. CERN-JINR school of physics, oct 1977.

- [18] Paul Dirac. *The principles of quantum mechanics*. International Series of Monographs on Physics. Clarendon Press, 1930.
- [19] Richard L. Liboff. *Introductory Quantum Mechanics*. Addison Wesley, aug 2002.
- [20] M. Gell-Mann, P. Ramond, and R. Slansky. Color embeddings, charge assignments, and proton stability in unified gauge theories. *Rev. Mod. Phys.*, 50(4) :721–744, Oct 1978.
- [21] D. J. Gross. The discovery of asymptotic freedom and the emergence of QCD. *Proc. Nat. Acad. Sci.*, 102 :9099–9108, 2005.
- [22] W-M Yao et al. Review of Particle Physics. *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics*, 33(1) :1, 2006.
- [23] L. Wolfenstein. *Phys. Rev. Lett.* 51 (1983), 1945.
- [24] Particle Data Group. Review of Particle Physics. *Phys. Lett.*, B667(1), 2008.
- [25] <http://lepewwg.web.cern.ch/lepewwg/>.
- [26] M S Carena, S Heinemeyer, C E M Wagner, and Georg Weiglein. MSSM Higgs Boson Searches at the Tevatron and the LHC : Impact of Different Benchmark Scenarios. 2005.
- [27] Search for the Standard Model Higgs boson at LEP. *Physics Letters B*, 565 :61 – 75, 2003.
- [28] R. Barbier et al. R-parity violating supersymmetry. *Phys. Rept.*, 420 :1–202, 2005.
- [29] S. Weinberg. Implications of dynamical symmetry breaking : An addendum. *Phys. Rev. D*, 19(4) :1277–1280, Feb 1979.
- [30] Thomas Appelquist, Maurizio Piai, and Robert Shrock. Fermion masses and mixing in extended technicolor models. *Phys. Rev.*, D69 :015002, 2004.
- [31] Koichi Yamawaki, Masako Bando, and Ken-iti Matumoto. Scale-Invariant Hypercolor Model and a Dilaton. *Phys. Rev. Lett.*, 56(13) :1335–1338, Mar 1986.
- [32] Thomas Appelquist, Dimitra Karabali, and L. C. R. Wijewardhana. Chiral Hierarchies and Flavor-Changing Neutral Currents in Hypercolor. *Phys. Rev. Lett.*, 57(8) :957–960, Aug 1986.
- [33] W Adam, G Borisiv, J Cuevas-Maestro, S Gamblin, F Richard, G Gómez-Ceballos, J Marco, F Matorras, M Nikolenko, and W Venus. Search for Technicolor with DELPHI. [oai :cds.cern.ch :999546](http://cds.cern.ch:999546). Technical Report DELPHI-2001-086-CONF-514. CERN-DELPHI-2001-086-CONF-514, CERN, Geneva, Jul 2001.
- [34] Mahiko Suzuki. Dynamical composite models of electroweak bosons. *Phys. Rev. D*, 37(1) :210–218, Jan 1988.
- [35] I. D’Souza and C. S. Kalma. *Preons : Models of Leptons, Quarks and Gauge Bosons As Composite Objects*. World Scientific Pub Co Inc, Singapore, 1992.
- [36] H1 Collaboration. Search for excited electrons at HERA. *Physics Letters B*, 548 :35–44, November 2002.
- [37] G. Abbiendi et al. *Phys. Lett. B*, 544, 2002.
- [38] Nima Arkani-Hamed, Andrew G. Cohen, Emanuel Katz, and Ann E. Nelson. The littlest higgs. *Journal of High Energy Physics*, 2002(07) :034, 2002.
- [39] F.J. Hasert et al. Observation of neutrino-like interactions without muon or electron in the gargamelle neutrino experiment. *Physics Letters B*, 46(1) :138–140, 1973.
- [40] Lev B Okun’. The discovery of intermediate bosons. *Soviet Physics Uspekhi*, 26(11) :991, 1983.

-
- [41] Werner Heisenberg. *Les principes physiques de la théorie des quanta*. Jacques Gabay, Paris, France, 1990.
- [42] T Han. *COLLIDER PHENOMENOLOGY Basic Knowledge and Techniques*, MADPH-05-1434.
- [43] J M Campbell, J W Huston, and W J Stirling. Hard interactions of quarks and gluons : a primer for lhc physics. *Reports on Progress in Physics*, 70(1) :89, 2007.
- [44] Collaborations D0 et CDF. http://www.fnal.gov/pub/presspass/press_releases/Higgs-mass-constraints-20090313.html, Juillet 2010.
- [45] <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/plots/summer2010>.
- [46] C. P. Yuan. Physics of top. *PoS, TOP2006* :001, 2006.
- [47] V. A. Miransky, Masaharu Tanabashi, and Koichi Yamawaki. Dynamical electroweak symmetry breaking with large anomalous dimension and t quark condensate. *Physics Letters B*, 221(2) :177 – 183, 1989.
- [48] Guido Altarelli. Theoretical implications of precision electroweak data. Lectures given at International School of Subnuclear Physics : 31th Course : From Supersymmetry to the Origin of Space-Time, Erice, Italy, 4-12 Jul 1993.
- [49] W. Bernreuther and A. Brandenburg. Signatures of higgs sector CP violation in top quark pair production at proton-proton supercolliders. *Physics Letters B*, 314(1) :104–111, 1993.
- [50] R. Bonciani et al. NLL resummation of the heavy quark hadroproduction cross-section. *Nucl. Phys. B* 529 (1998) 424, [hep-ph/9801375](http://arxiv.org/abs/hep-ph/9801375).
- [51] M Maltoni, V A Novikov, Lev Borisovich Okun, A N Rozanov, and M I Vysotsky. Extra quark-lepton generations and precision measurements. *Phys. Lett. B*, [hep-ph/9911535](http://arxiv.org/abs/hep-ph/9911535), 476 :107–115, 2000.
- [52] D Whiteson. 4th generation quarks at ATLAS. *ATL-COM-PHYS-2010-001*, Jan 2010.
- [53] The ATLAS Collaboration. Detector and Physics performance Technical design report. *CERN-LHCC-99-15*, p 545-553.
- [54] The ATLAS Collaboration. Detector and Physics performance Technical design report. *CERN-LHCC-99-15*, p 564-592.
- [55] <http://ckmfitter.in2p3.fr/>.
- [56] F. Gianotti. Collider physics : LHC, lectures from the CERN School of Physic 1999.
- [57] The ATLAS Collaboration. Detector and Physics performance Technical design report. *CERN-LHCC-99-15*, p 604-612.
- [58] <http://root.cern.ch/drupal/>.
- [59] The ATLAS Collaboration. ATLAS Inner Detector Technical Design Report. *CERN/LHCC/97-16*.
- [60] The ATLAS Collaboration. ATLAS Liquid Argon Calorimeter Technical Design Report. *CERN/LHCC/96-41*.
- [61] Kaoru Hagiwara et al. Review of particle physics. *Phys. Rev.*, D66 :010001, 2002.
- [62] Thomas Trefzger. The precision drift chambers for the atlas muon spectrometer. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 453(1-2) :188 – 191, 2000.
- [63] Aad et al. *Expected performance of the ATLAS experiment : detector, trigger and physics*. CERN, Geneva, 2009.

- [64] E Chareyre and Ph Schwemling. e/π separation in the electromagnetic end-cap forward region $2.5 < |\eta| < 3.2$. Technical Report ATL-COM-LARG-2009-027, CERN, Geneva, Aug 2009.
- [65] M. Aharrouche et al. Energy linearity and resolution of the atlas electromagnetic barrel calorimeter in an electron test-beam. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 568(2) :601 – 623, 2006.
- [66] Cedric Serfon. *Résultats des tests en faisceau sur les bouchons du calorimètre électromagnétique d'ATLAS - Séparation électrons-jets*. PhD thesis, Université de la Méditerranée - Aix-Marseille II, 05 2005. CPPM-T-2005-02.
- [67] ATLAS Liquid Argon EMEC/HEC Collaboration. Hadronic calibration of the atlas liquid argon end-cap calorimeter in the pseudorapidity region $1.6 < |\eta| < 1.8$ in beam tests. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 531(3) :481 – 514, 2004.
- [68] ATLAS Liquid Argon EMEC/HEC/FCAL Collaboration. Performance of the ATLAS liquid argon endcap calorimeter in the pseudorapidity region 2.5. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 593 :324 – 342, 2008.
- [69] B. Aubert et al. Performance of the atlas electromagnetic calorimeter end-cap module 0. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 500(1-3) :178 – 201, 2003. NIMA Vol 500.
- [70] C de La Taille and L Serin. Temperature dependance of the ATLAS electromagnetic calorimeter signal. Preliminary drift time measurement. Technical Report ATL-LARG-95-029. ATL-A-PN-29, CERN, Geneva, Nov 1995.
- [71] O Martin, E Monnier, and S Tisserant. Update of some Geometrical Parameters for the ATLAS E.M. End-Cap Calorimeter. Technical Report ATL-LARG-96-047. ATL-A-PN-47, CERN, Geneva, Sep 1996.
- [72] A. Hoecker et al. TMVA - Toolkit for Multivariate Data Analysis. *POSACAT*, 040, 2007.
- [73] Byron P. Roe, Hai-Jun Yang, Ji Zhu, Yong Liu, Ion Stancu, and Gordon McGregor. Boosted decision trees as an alternative to artificial neural networks for particle identification. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 543(2-3) :577 – 584, 2005.
- [74] The ATLAS Collaboration. Detector and Physics performance Technical Design Report. *CERN-LHCC-99-15*, p 521.
- [75] Sidney D. Drell and Tung-Mow Yan. Massive lepton-pair production in hadron-hadron collisions at high energies. *Phys. Rev. Lett.*, 25(5) :316–320, Aug 1970.
- [76] D. Klein. Lagrange Multipliers without Permanent Scarring.

Résumé

Le démarrage de l'expérience ATLAS au LHC sur le site du CERN a eu lieu durant l'automne 2009. Pendant la construction et l'intégration du détecteur, des tests en faisceaux combinés contenant plusieurs sous-détecteurs ont eu lieu. Dans la région avant du détecteur ($\eta > 2.5$), des tests en faisceaux combinés mettant en oeuvre les calorimètres hadronique et électromagnétique ont eu lieu. Des données de faisceaux de pions et d'électrons ont été analysées pour estimer l'efficacité d'identification des électrons et le facteur de rejet des pions. L'identification des électrons dans la région avant du détecteur peut être utilisée pour étudier les désintégrations des bosons W et Z et aussi développer des outils qui permettront de comprendre les différents bruits de fond mis en jeu. Une méthode pour estimer le facteur de rejet des pions ainsi que l'efficacité d'identification des électrons est présentée en utilisant une analyse discriminante basée sur les méthodes du discriminant de Fisher et sur les Boosted Decision Trees. Il est ainsi montré qu'il est possible d'obtenir une efficacité de détection des électrons de 50% pour un facteur de rejet de plus de 200. De plus les outils développés durant les tests en faisceaux ont permis également d'appliquer ces méthodes aux premières données du LHC avec des collisions à 7 TeV. Puisque la luminosité actuelle du LHC ne permet pas encore d'étudier avec précision les taux de production des bosons W et Z sur les données, une étude à partir du générateur Pythia a été menée sur la physique des électrons dans la partie avant.

Mots-clés : ATLAS, Calorimètre électromagnétique, identification des électrons, facteur de rejet des pions, tests en faisceaux, analyse discriminante.

Abstract

The start up of the ATLAS experiment at the CERN LHC has been done during the autumn 2009. During the construction and integration of the detector, combined beam tests grouping several subsystems have been carried out. In the forward region of the detector ($\eta > 2.5$), a combined beam test with electromagnetic and hadronic calorimeters has been done, whose data (pions and electrons) has been analyzed. Identification of electrons in this region can be used to study decays of Z and W bosons and also to develop some tools to understand the background noises. A method to estimate rejection of pions and electrons identification efficiency is presented using a discriminant analysis based on the methods of Fisher discriminant and on Boosted Decision Trees. It is shown that a pion rejection higher than 200 with an efficiency of electron identification of 50% can be obtained. Moreover the tools and methods developed during the beam tests have been applied on the first data of the LHC with collisions at 7 TeV. Since the present luminosity of the LHC is not yet sufficient to study precisely production of Z and W bosons by using data, a study using the Pythia generator has been done on electrons physics in the forward region.

Keywords : ATLAS, Electromagnetic calorimeter, electrons identification, pions rejection, Test-beam, discriminating analysis.